

## СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

*В.Ю.Пономарев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1354
ФОРМАЛИЗМ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА	1355
СТРУКТУРА И ПЕРЕХОДНЫЕ ПЛОТНОСТИ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ	1360
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ ИЗОСКАЛЯРНЫХ Е $\lambda$ -ПЕРЕХО- ДОВ	1380
НИЗКОЛЕЖАЩИЕ 1 $^-$ -СОСТОЯНИЯ И E1-ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ НИЗКОЛЕЖАЩИМИ СОСТОЯНИЯМИ	1384
Низколежащие 1 $^-$ -состояния в сферических ядрах.	1384
Возможность обнаружения 2 $^+$ -компоненты двухфонон- ного мультиплета [3 $_1^- \otimes 3_1^-$ ] в реакции с гамма-квантами.	1389
СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ И ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ	1394
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1402
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1403

## СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

*В.Ю.Пономарев*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В рамках квазичастично-фононной модели ядра исследовано изменение структуры низколежащих возбужденных состояний четно-четных сферических ядер при удалении от ядер с замкнутой оболочкой к переходным ядрам. Рассмотрены зарядовые переходные плотности этих состояний и распределение силы электромагнитных переходов в области энергии возбуждения до 5 МэВ. Проанализированы свойства низколежащих  $1^-$ -состояний и состояний, формирующих пигми-резонансы. Объяснены причины аномального поведения сечения фотовозбуждения изомеров в нечетных ядрах. Результаты теоретических исследований представлены в сравнении с имеющимися экспериментальными данными.

The changes in the structure of the low-lying excited states in even-even spherical nuclei in transition from closed-shell to transitional nuclei are investigated within Quasiparticle-Phonon model. Their transition charge densities are considered together with the electromagnetic strength distribution up to the excitation energy of 5 MeV. The properties of the low-lying  $1^-$  states and the states which form pygmy-resonances are analyzed. The anomalous behavior of the isomer's photo-excitation cross sections is explained. The results of theoretical investigations are presented in comparison with experimental data available.

### ВВЕДЕНИЕ

Развитие современных технологий способствовало созданию новых экспериментальных установок и детекторов с рекордными характеристиками. В результате за последнее десятилетие был достигнут грандиозный прогресс в традиционной для физики структуры атомного ядра области – ядерной спектроскопии. Ярким примером тому являются эксперименты с использованием нового поколения германиевых детекторов, позволившие обнаружить в каждом исследуемом изотопе более пятидесяти уровней, не известных прежде. Совокупная информация, полученная в различных ядерных реакциях, дает возможность говорить о полной ядерной спектроскопии во многих ядрах до энергии возбуждения в несколько МэВ. Сравнение характеристик близлежащих изотопов демонстрирует порой кардинальное изменение свойств системы при добавлении всего лишь двух нуклонов, что никак не может быть результатом плавного изменения глобальных характеристик ядра, таких, как среднее поле.

Полученный большой объем новых экспериментальных данных о свойствах низколежащих состояний атомных ядер стимулировал теоретические исследования. В настоящем обзоре систематизированы соответствующие исследования, выполненные за последнее десятилетие в рамках квазичастично-фононной модели ядра. В связи с тем, что область ядерной спектроскопии расширилась до энергий, при которых расположены не только двух-, но и трех- и четырехфононные конфигурации, совершенно очевидно, что без учета индивидуальных особенностей конкретных конфигураций в конкретных ядрах, без учета индивидуальных особенностей взаимодействия между ними невозможно претендовать на адекватное описание всего многообразия экспериментальных данных. Поэтому взаимодействию простых (однофононных) и сложных (многофононных) компонент волновых функций низколежащих состояний будет уделено особое внимание.

Обзор состоит из пяти разделов. В первом разделе кратко изложен формализм квазичастично-фононной модели ядра в применении к рассматриваемой проблеме. Второй раздел посвящен изучению зарядовых переходных плотностей низколежащих состояний, извлекаемых из реакции неупругого рассеяния электронов. В этом разделе также детально исследованы изменения в структуре низколежащих состояний при удалении от замкнутой оболочки. В разд. 3 рассмотрено распределение изоскалярной силы электромагнитных переходов различной мультипольности в области энергии возбуждения до 5 МэВ. Соответствующие экспериментальные данные получены в реакции неупругого рассеяния протонов и дейтронов. Обсуждены причины неудовлетворительного описания этих данных для состояний положительной четности с помощью феноменологической модели взаимодействующих бозонов. Четвертый раздел посвящен описанию низколежащих  $1^-$ -состояний. Представлены расчеты тонкой структуры пигми-резонансов. Кроме того, рассмотрены  $E1$ -переходы между низколежащими состояниями, которые запрещены в модели идеальных бозонов. В пятом разделе рассмотрены избранные вопросы структуры низколежащих состояний в нечетных ядрах. Основное внимание уделено теоретической интерпретации процесса фотовозбуждения изомеров.

## 1. ФОРМАЛИЗМ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Гамильтониан  $H$  квазичастично-фононной модели (КФМ) ядра [1–3] выбирается на основе физических представлений о нуклонах, движущихся в среднем поле и взаимодействующих между собой посредством остаточного взаимодействия. Схематически он может быть записан в виде

$$H = H_{s.p.} + H_{pair} + H_{r.i.} . \quad (1)$$

Первый член выражения (1),  $H_{s.p.}$ , соответствует среднему полю для нейтронов ( $n$ ) и протонов ( $p$ ). Второй член,  $H_{\text{pair}}$ , есть взаимодействие, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа в немагических ядрах. В КФМ это взаимодействие описывается в виде монополюсного спаривания с постоянным матричным элементом  $G_{\tau}^{(0)}$ . Остаточное взаимодействие  $H_{r.i.}$  выбирается в КФМ в сепарабельной форме в виде разложения по мультиполям.

Базовые уравнения КФМ получаются посредством поэтапной диагонализации модельного гамильтониана (1). На первом этапе диагонализуются его первые два члена, при этом полагается, что основное состояние четно-четного ядра является квазичастичным вакуумом  $|\rangle_q$ . Для этого производится каноническое преобразование Боголюбова от операторов рождения (уничтожения) частиц к операторам рождения (уничтожения) квазичастиц  $\alpha_{jm}^+$  ( $\alpha_{jm}$ ):

$$a_{jm}^+ = u_j \alpha_{jm}^+ + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{j-m} . \quad (2)$$

Результатом этой диагонализации являются хорошо известные уравнения БКШ, решая которые, мы получаем спектр одноквазичастичных возбуждений  $\varepsilon_j$  и коэффициенты преобразования Боголюбова  $u_j$  и  $v_j$ .

Мы определили основное состояние четно-четного ядра как квазичастичный вакуум. В этом случае простейшими возбужденными состояниями этого ядра являются двухквазичастичные состояния  $\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+ |\rangle_q$ , соответствующие переходу типа дырка—частица. Два полужелых момента фермионных операторов квазичастиц складываются в полный целый момент, соответствующий статистике Бозе, поэтому продуктивно спроектировать бифермионные операторы  $[\alpha_j^+ \alpha_{j'}^+]_{\lambda\mu}$ ,  $[\alpha_{j'} \alpha_j]_{\lambda-\mu}$  на пространстве квазибозонных операторов, фононов. Произведя этот, так называемый "бозонный мэппинг", введем операторы фононов мультипольности  $\lambda$  с проекцией  $\mu$  следующим образом:

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{\tau} \sum_{jj'}^{n,p} \left\{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_j^+ \alpha_{j'}^+]_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{j'} \alpha_j]_{\lambda-\mu} \right\} . \quad (3)$$

Количество фононов данной мультипольности должно при этом совпадать с суммой нейтронных и протонных двухквазичастичных состояний; индекс  $i$  вводится для различия между фононами заданной мультипольности.

Спектр однофононных возбуждений  $\omega_{\lambda i}$  и коэффициенты  $\psi_{jj'}^{\lambda i}$  и  $\varphi_{jj'}^{\lambda i}$ , преобразования (3) мы получим, диагонализовав наш модельный гамильтониан в пространстве однофононных состояний  $Q_{\lambda\mu i}^+ |\rangle_{ph}$ . В результате получим хорошо известные уравнения приближения случайных фаз (ПСФ).

Введение операторов фононов и диагонализация модельного гамильтониана на базисе однофононных состояний позволяет переписать его в форме

$$H = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda\mu i} + H_{\text{int}} , \quad (4)$$

$$H_{\text{int}} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu i} \left\{ \left[ (-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu i}^+ + Q_{\lambda-\mu i} \right] \sum_{jj'\tau} \frac{f_{jj'}^\lambda v_{jj'}^{(-)}}{\sqrt{2\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}}} B_\tau(jj'; \lambda - \mu) + h.c. \right\} , \quad (5)$$

$$B_\tau(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} (-1)^{j'+m'} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} \alpha_{jm}^+ \alpha_{j'-m'} , \quad (6)$$

где  $1/\sqrt{2\mathcal{Y}_\tau^{\lambda i}}$  есть некий нормировочный коэффициент. Член  $H_{\text{int}}$  в выражении (4) обеспечивает взаимодействие конфигураций, отличающихся друг от друга по числу фононов.

Запишем теперь волновую функцию возбужденного состояния четно-четного ядра мультипольности  $J^\pi$  в виде суперпозиции конфигураций, содержащих различное число фононов:

$$\begin{aligned} \Psi^\nu(JM) = & \left\{ \sum_{\alpha_1} S_{\alpha_1}^\nu(J) Q_{\alpha_1}^+ + \sum_{\alpha_2\beta_2} \frac{D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J)}{\sqrt{1+\delta_{\alpha_2,\beta_2}}} [Q_{\alpha_2}^+ Q_{\beta_2}^+]_{JM} + \right. \\ & \left. + \sum_{\alpha_3\beta_3\gamma_3} \frac{T_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^\nu(J)}{\sqrt{1+\delta_{\alpha_3,\beta_3,\gamma_3}}} [Q_{\alpha_3}^+ Q_{\beta_3}^+ Q_{\gamma_3}^+]_{JM} + \dots \right\} | \rangle_{ph} , \quad (7) \end{aligned}$$

$$\delta_{\alpha_3,\beta_3,\gamma_3} = \delta_{\alpha_3,\beta_3} + \delta_{\alpha_3,\gamma_3} + \delta_{\beta_3,\gamma_3} + 2\delta_{\alpha_3,\beta_3}\delta_{\alpha_3,\gamma_3} .$$

Греческими буквами  $\alpha, \beta, \gamma$  обозначены комбинации индексов  $\{\lambda i\}$ ; индекс  $\nu$  нумерует различные состояния, описываемые волновой функцией (7), с заданным значением момента и четности. В выражении (7) подразумевается, что любая комбинация  $\{\alpha, \beta, \gamma\}$  встречается только один раз. Начиная с двухфононной части, волновая функция (7) содержит фононы произвольной мультипольности; существенно только, что они складываются в полный момент  $J$ .

Ограничимся трехфононными членами в волновой функции возбужденного состояния и, используя минимизационную процедуру:

$$\delta \{ \langle \Psi^\nu(JM) | H | \Psi^\nu(JM) \rangle - E_x^J \langle \Psi^\nu(JM) | \Psi^\nu(JM) \rangle \} = 0 , \quad (8)$$

получим систему линейных уравнений относительно коэффициентов  $S_{\alpha_1}^\nu(J)$ ,  $D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J)$  и  $T_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^\nu(J)$  на собственные значения

$$\begin{aligned} (\omega_{\alpha_1} - E_x^J) S_{\alpha_1}^\nu(J) + \sum_{\alpha_2, \beta_2} D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J) \tilde{U}_{\alpha_2\beta_2}^{\alpha_1} &= 0, \\ \sum_{\alpha_1} S_{\alpha_1}^\nu(J) \tilde{U}_{\alpha_2\beta_2}^{\alpha_1} + (\omega_{\alpha_2} + \omega_{\beta_2} + \Delta\omega_{\alpha_2\beta_2}^J - E_x^J) D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J) + \\ + \sum_{\alpha_3, \beta_3, \gamma_3} T_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^\nu(J) \tilde{U}_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^{\alpha_2\beta_2} &= 0, \\ \sum_{\alpha_2\beta_2} D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J) \tilde{U}_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^{\alpha_2\beta_2} + (\omega_{\alpha_3} + \omega_{\beta_3} + \omega_{\gamma_3} + \Delta\omega_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^J - E_x^J) T_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^\nu(J) &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{\alpha_2\beta_2}^{\alpha_1} &= \frac{1}{2} \sqrt{1 + \delta_{\alpha_2, \beta_2}} \langle Q_{\alpha_1} | H_{\text{int}} | [Q_{\alpha_2}^+ Q_{\beta_2}^+]_{JM} \rangle, \\ \tilde{U}_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^{\alpha_2\beta_2} &= \frac{1}{2} \sqrt{1 + \delta_{\alpha_2, \beta_2}} \sqrt{1 + \delta_{\alpha_3, \beta_3, \gamma_3}} \times \\ &\times \langle [Q_{\alpha_2} Q_{\beta_2}]_{JM} | H_{\text{int}} | [Q_{\alpha_3}^+ Q_{\beta_3}^+ Q_{\gamma_3}^+]_{JM} \rangle \end{aligned} \quad (10)$$

– матричные элементы взаимодействия фононных конфигураций, различающихся по числу фононов на единицу. При получении уравнений (9) мы пренебрегли матричными элементами взаимодействия одно- и трехфононных конфигураций, которые представляют собой величины следующего порядка малости по сравнению с матричными элементами однофононного обмена. Сдвиги в энергиях двух- и трехфононных конфигураций  $\Delta\omega_{\alpha_2\beta_2}^J$  и  $\Delta\omega_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^J$  соответственно обусловлены фермионной структурой фононных операторов. Технически это означает, что при расчете собственных энергий этих конфигураций использовались не бозонные, а точные коммутационные соотношения:

$$\begin{aligned} [Q_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda'\mu' i'}^+]_- &= \\ &= \delta_{\lambda, \lambda'} \delta_{\mu, \mu'} \delta_{i, i'} \frac{1}{2} \sum_{jj'} [\psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{jj'}^{\lambda' i'} - \varphi_{jj'}^{\lambda i} \varphi_{jj'}^{\lambda' i'}] - \sum_{jj' j_2} \sum_{mm' m_2} \alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'} \times \\ &\times \left\{ \psi_{j'j_2}^{\lambda i} \psi_{jj_2}^{\lambda' i'} C_{j'm' j_2 m_2}^{\lambda\mu} C_{jm j_2 m_2}^{\lambda'\mu'} - (-)^{\lambda+\lambda'+\mu+\mu'} \varphi_{jj_2}^{\lambda i} \varphi_{j'j_2}^{\lambda' i'} C_{jm j_2 m_2}^{\lambda-\mu} C_{j'm' j_2 m_2}^{\lambda'-\mu'} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Те же самые коммутационные соотношения (11) используются для получения матричных элементов  $\tilde{U}_{\alpha_2\beta_2}^{\alpha_1}$  и  $\tilde{U}_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^{\alpha_2\beta_2}$ . Как матричные элементы  $\tilde{U}$ ,

так и сдвиги энергий многофононных конфигураций  $\Delta\omega^J$  являются сложными функциями амплитуд  $\psi$  и  $\varphi$ , входящих в них фононов, и не приводятся здесь ввиду их громоздкости; их явное выражение можно найти, например, в обзоре [3].

Ранг системы (9) определяется количеством одно-, двух- и трехфононных конфигураций, включенных в волновую функцию (7). При описании свойств низколежащих состояний, как правило, удается, руководствуясь физическими соображениями, провести разумное обрезание базиса многофононных конфигураций и ограничиться 1000–2000 линейных уравнений системы (9). В этом случае современные компьютеры позволяют решить эту систему на собственные значения путем диагонализации матрицы и получить в результате набор собственных значений  $E_x^\nu$  состояний, описываемых волновой функцией (7), а также собственные векторы, или коэффициенты  $S_{\alpha_1}^\nu(J)$ ,  $D_{\alpha_2\beta_2}^\nu(J)$  и  $T_{\alpha_3\beta_3\gamma_3}^\nu(J)$ .

Уравнения (9) являются базовыми уравнениями при расчете спектров возбужденных состояний четно-четных сферических ядер, представленных ниже. Выражения для различных физических характеристик, соответствующих физическим процессам возбуждения этих состояний в эксперименте (таких, как приведенные вероятности электромагнитного возбуждения, сечения реакций), будут представлены ниже по мере необходимости.

Для проведения конкретных расчетов мы должны определить параметры модельного гамильтониана. В КФМ среднее поле для нейтронов и протонов описывается феноменологическим потенциалом Вудса — Саксона. Практически все расчеты, представленные в настоящем обзоре, были выполнены с параметрами этого потенциала для различных массовых зон, взятыми из работы [4]. В ряде случаев, например, в расчетах для  $^{208}\text{Pb}$ , энергии одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми слегка варьировались для более точного описания спектров низколежащих состояний в соседних нечетных ядрах. В расчетах мы использовали все связанные и квазисвязанные состояния с малой шириной потенциала Вудса — Саксона. Параметры монополярного спаривания для нейтронов и протонов  $G_\tau^{(0)}$  определялись по описанию парных энергий, их значения также приведены в работе [4]. Параметры  $\varkappa_{0(1)}^{(\lambda)}$  силы остаточного изоскалярного (изовекторного) взаимодействия подбирались таким образом, чтобы правильно описывалась коллективность, т.е. величина  $B(E\lambda)$ , для нижайших состояний различной мультипольности с  $\lambda \geq 2$  в четно-четных ядрах; при этом фиксировалось  $\varkappa_1^{(\lambda)} = -1,2 \varkappa_0^{(\lambda)}$ . Для  $\lambda = 1$  параметры  $\varkappa_1^{(1)}$  и  $\varkappa_0^{(1)}$  определялись из соображений описания положения гигантского дипольного резонанса и исключения духового состояния.

Основная трудность в численных расчетах с волновыми функциями (7) заключается в высокой плотности многофононных конфигураций. Поэтому мы должны руководствоваться физическими соображениями и включать в

расчеты только те конфигурации, которые играют существенную роль. При отборе многофононных компонент в волновых функциях (7) мы будем руководствоваться следующими соображениями. Во-первых, мы будем исключать те конфигурации, которые расположены вдалеке от исследуемой энергетической области. Во-вторых, мы будем исключать из расчетов те многофононные конфигурации, которые образованы только из неколлективных фононов. Для этого мы должны ввести некий численный критерий коллективности фононов. Мы будем называть фонон неколлективным, если одна из двухквaziчастичных компонент, входящих в его структуру, дает вклад более 50–60 % в его нормировку. Многофононные конфигурации, образованные только из неколлективных фононов, имеют матричный элемент  $U$  взаимодействия с другими конфигурациями, во много раз меньший, чем аналогичные конфигурации, содержащие коллективные фононы. Это приводит к тому, что неколлективные многофононные конфигурации практически не смешиваются с однофононными конфигурациями и не отражаются на их свойствах.

## 2. СТРУКТУРА И ПЕРЕХОДНЫЕ ПЛОТНОСТИ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Реакция неупругого рассеяния электронов на атомных ядрах является одним из наиболее подходящих инструментов для изучения структуры ядра благодаря чисто электромагнитному характеру взаимодействия пучка электронов с мишенью. Знание механизма реакции дает возможность извлекать из сечений рассеяния информацию о возбужденных состояниях ядра с помощью модельно-независимого анализа. Использование спектрометров с высоким разрешением в  $(e, e')$ -реакции позволило в последнее десятилетие детально изучать структуру возбужденных состояний тяжелых ядер до 3–4 МэВ в зависимости от плотности состояний в каждом конкретном ядре. Экспериментальные данные при этом анализируются следующим образом. Проводятся измерения при нескольких значениях переданного момента (как правило, это регулируется изменением энергии пучка электронов и угла рассеяния). По положению первого максимума сечения реакции определяется мультипольность каждого, разрешенного в эксперименте, возбуждаемого состояния. Для каждого состояния зависимость сечения реакции от переданного импульса фитируется при помощи расчетов по методу искаженных волн с использованием параметрически заданной переходной плотности возбужденного состояния в виде

$$\rho_{\lambda}(r) = \begin{cases} \sum_{\mu=1}^{\mu_{\max}} A_{\mu} q_{\mu}^{\lambda-1} j_{\lambda}(q_{\mu}^{\lambda-1} r) & (r < R_c) \\ 0 & (r \geq R_c) \end{cases}, \quad (12)$$



где  $A_\mu$  – фитируемые параметры,  $j_\lambda(qr)$  – функции Бесселя порядка  $\lambda$ . Величины  $q_\mu^{\lambda-1}$  определяются из соотношения  $j_{\lambda-1}(q_\mu^{\lambda-1}R_c) = 0$ . В качестве  $R_c$  выбирается достаточно большая величина, в несколько раз превышающая радиус ядра, и обычно используется величина  $\mu_{\max} \approx 15$ . Параметры  $A_\mu$  для цепочки изотопов неодима приведены в работе [5].

Извлеченные из эксперимента таким модельно-независимым образом зарядовые переходные плотности (12) можно напрямую сравнивать с соответствующими характеристиками возбужденных состояний, предсказываемыми различными моделями ядра. Переходные плотности возбужденных состояний атомных ядер представляют собой характеристику, которая свидетельствует о том, как меняется форма ядра при его переходе из основного состояния в возбужденное. Соответственно, они содержат детальную информацию об изменениях в радиальной структуре ядра, в то время как такие интегральные характеристики, как приведенные вероятности перехода  $B(E\lambda)$  и  $B(M\lambda)$ , связанные с переходными плотностями следующим соотношением:

$$B(E\lambda) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left[ \int_0^\infty \rho_\lambda(r) r^{\lambda+2} dr \right]^2, \quad (13)$$

чувствительны в основном лишь к поведению переходных плотностей вблизи поверхности ядра. Уже по форме переходной плотности можно судить о коллективности данного состояния. Для низколежащих состояний коллективным возбуждениям соответствуют переходные плотности, имеющие хорошо выраженный максимум вблизи поверхности ядра, в то время как переходные плотности двухквaziчастичных возбуждений имеют максимум внутри ядра. Естественно, сравнение рассчитанных переходных плотностей с экспериментальными данными является очень чувствительным тестом для существующих моделей ядра.

Как уже отмечалось, зарядовая переходная плотность определяется как перекрытие волновых функций ядра в основном и возбужденном состояниях:

$$\rho(\vec{r}) = \langle \Psi_f | \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) | \Psi_i \rangle, \quad (14)$$

где интегрирование проводится по всем внутренним координатам, исключая  $r_k$ . Поскольку возбужденные состояния ядра обладают определенным моментом и четностью, полезно провести мультипольное разложение выражения (14) и ввести переходную плотность мультипольности  $\lambda$ :

$$\rho(\vec{r}) = e \sum_{\lambda\mu} (-i)^\lambda C_{J_i M_i, \lambda\mu}^{J_f M_f} Y_{\lambda\mu}^\dagger(\vec{r}) \rho_\lambda(r),$$

$$\rho_\lambda(r) = \langle \Psi_f | | \sum_k r_k^{-2} \delta(r - r_k) (-i)^\lambda Y_\lambda^\dagger(\vec{r}_k) | | \Psi_i \rangle . \quad (15)$$

Умножив выражение (14) на  $i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\vec{r})$ , подставив в качестве волновой функции основного состояния фоновый вакуум и в качестве волновой функции возбужденного состояния выражение (7) и проинтегрировав по угловым координатам, мы получим модельное представление для переходной плотности, соответствующей возбужденному состоянию четно-четного ядра, описываемому волновой функцией (7):

$$\begin{aligned} \rho_\lambda^\nu(r) &= \sum_i S_i^\nu(\lambda) \rho_\lambda^i(r) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \frac{D_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^\nu(\lambda)}{\sqrt{1 + \delta_{\lambda_1 i_1, \lambda_2 i_2}}} \rho_\lambda^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(r) + \\ &+ \sum_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3} \frac{T_{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3}^\nu(\lambda)}{\sqrt{1 + \delta_{\alpha_3, \beta_3, \gamma_3}}} \rho_\lambda^{\alpha_3 \beta_3 \gamma_3}(r) . \end{aligned} \quad (16)$$

Переходная плотность  $i$ -й однофоновой компоненты мультипольности  $\lambda$  имеет вид

$$\rho_\lambda^i(r) = \sum_{jj'} \rho_{jj'}^\lambda(r) \frac{u_{jj'}^{(+)}}{2} (\psi_{jj'}^{\lambda i} + \varphi_{jj'}^{\lambda i}) . \quad (17)$$

Для переходной плотности двухфоновой компоненты  $[\lambda_1 i_1 \otimes \lambda_2 i_2]_\lambda$  имеем выражение

$$\begin{aligned} \rho_\lambda^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(r) &= - \sum_{jj'j''} \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \sqrt{(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)} \left\{ \begin{array}{ccc} j & j' & j'' \\ \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda \end{array} \right\} \times \\ &\times v_{jj'}^{(-)} \left( \psi_{j'j''}^{\lambda_1 i_1} \varphi_{j''j}^{\lambda_2 i_2} + \varphi_{j'j''}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j''j}^{\lambda_2 i_2} \right) \rho_{jj'}^\lambda(r) . \end{aligned} \quad (18)$$

Выражения (17), (18) являются функциями фоновых амплитуд  $\psi$  и  $\varphi$ , а также двухквaziчастичных переходных плотностей

$$\rho_{jj'}^\lambda(r) = (-1)^{j-\frac{1}{2}} i^{l'-l-\lambda} \frac{\widehat{j} \widehat{j'}}{\lambda 4 \sqrt{\pi}} (1 + (-1)^{l+l'+\lambda}) C_{j\frac{1}{2}j',-\frac{1}{2}}^{\lambda 0} R_j^\dagger(r) R_{j'}(r) , \quad (19)$$

где  $R_j^\dagger(r)$  – радиальная часть одночастичной волновой функции. Здесь мы использовали обозначение  $\widehat{\lambda} = \sqrt{2\lambda + 1}$ . Мы не приводим выражения для

переходной плотности трехфононной компоненты, поскольку она является величиной следующего порядка малости даже по сравнению с переходной плотностью двухфононных компонент. Соответственно, в непосредственных численных расчетах мы полагали, что  $\rho_{\lambda}^{\alpha_3\beta_3\gamma_3}(r) = 0$ .

Для детального исследования изменения свойств низколежащих состояний при переходе от ядер с замкнутой оболочкой к переходным ядрам наилучшими кандидатами являются ядра, для которых имеются достаточно длинные цепочки изотопов, существующих в природе. Наличие таких цепочек позволяет проводить сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными по всем изучаемым изотопам.

Одной из таких цепочек является цепочка изотопов неодима (Nd). Экспериментальные данные по неупругому рассеянию электронов с возбуждением низколежащих состояний для этой цепочки были получены на электронном ускорителе в NIKHEF (Амстердам) [6–9]. Энергия пучка изменялась от 112 до 450 МэВ, покрывая область переданного импульса от 0,5 до 2,8 фм<sup>-1</sup>. В качестве мишеней использовались обогащенные изотопы <sup>142</sup>Nd, <sup>144</sup>Nd и <sup>146</sup>Nd. В эксперименте были разрешены возбужденные состояния до энергии 3,5 МэВ, с моментом и четностью от 0<sup>+</sup> до 9<sup>-</sup>. Для этих же изотопов были выполнены теоретические расчеты структуры возбужденных состояний и их переходных плотностей в рамках формализма, изложенного в разд. 1. При численных расчетах мы использовали одночастичный спектр потенциала Вудса — Саксона: параметры этого потенциала для нейтронной схемы были взяты из работы [4], для протонной — из работы [10]; они подобраны по экспериментальным данным упругого рассеяния электронов на ядрах Nd. Фононный базис в расчетах выбирался следующим образом: мы учитывали однофононные компоненты волновой функции (7), коллективные и неколлективные, до 4,5 МэВ; двухфононные компоненты до 6,5 МэВ и трехфононные компоненты, построенные из 2<sub>1</sub><sup>+</sup>, 3<sub>1</sub><sup>-</sup> и 4<sub>1</sub><sup>+</sup> фононов.

Результаты расчетов [7] спектра возбужденных состояний и приведенных вероятностей  $B(E\lambda)$  переходов в полумагическом изотопе <sup>142</sup>Nd, выполненные с волновой функцией (7), представлены в табл. 1. Для сравнения в этой таблице также приведены расчеты, выполненные в рамках однофононного приближения, и экспериментальные данные. Зарядовые переходные плотности, предсказываемые нашими расчетами и полученные в результате обработки сечений ( $e, e'$ )-реакции, изображены на рис. 1.

Не для всех состояний, извлеченных из эксперимента, удается восстановить переходную плотность с помощью модельно-независимого анализа. Проблемы, как правило, возникают из-за примесей состояний другой мультипольности, которые, несмотря на высокое разрешение спектрометров, не удается отделить. В подобных случаях состояние, обнаруженное в эксперименте, приводится только в таблице; очень часто это состояние, а также его спин и четность, известны из других экспериментов, а по амплитуде его

Таблица 1. Энергии и приведенные вероятности возбуждения  $B(E\lambda)$  состояний различной мультипольности в  $^{142}\text{Nd}$ . Расчеты выполнены в рамках однофононного приближения – ПСФ,  $i$  – порядковый номер фонона, и с волновой функцией (7) – КФМ;  $\nu$  – порядковый номер возбужденного состояния данной мультипольности

$\lambda^\pi$	Теория						Эксперимент	
	ПСФ			КФМ			$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$
	$i$	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$	$\nu$	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$		
$2^+$	1	1,90	$0,382 \cdot 10^4$	1	1,63	$0,406 \cdot 10^4$	1,58	$0,281 \cdot 10^4$
	2	2,48	$0,124 \cdot 10^3$	2	2,42	$0,248 \cdot 10^3$	2,39	$0,309 \cdot 10^3$
	3	2,60	$0,269 \cdot 10^3$	3	2,53	$0,173 \cdot 10^3$		
	4	3,30	$0,133 \cdot 10^4$	4	3,05	$0,705 \cdot 10^3$	2,85	$0,498 \cdot 10^3$
	5	3,83	$0,330 \cdot 10^1$	5	3,32	$0,990 \cdot 10^2$	3,05	
	6	3,94	$0,500 \cdot 10^0$	6	3,92	$0,398 \cdot 10^2$		
$3^-$	1	2,50	$0,200 \cdot 10^6$	1	2,05	$0,185 \cdot 10^6$	2,08	$0,262 \cdot 10^6$
	2	3,37	$0,110 \cdot 10^4$	2	3,28	$0,236 \cdot 10^4$		
				3	4,01	$0,132 \cdot 10^5$	3,58	$0,100 \cdot 10^5$
	3	4,83	$0,537 \cdot 10^5$	4	4,71	$0,404 \cdot 10^5$		
$4^+$	1	2,28	$0,173 \cdot 10^7$	1	2,16	$0,195 \cdot 10^7$	2,10	$0,450 \cdot 10^7$
	2	2,48	$0,650 \cdot 10^6$	2	2,43	$0,776 \cdot 10^6$	2,44	$0,210 \cdot 10^6$
	3	2,67	$0,410 \cdot 10^6$	3	2,63	$0,337 \cdot 10^6$	2,58	$0,700 \cdot 10^5$
	4	3,63	$0,347 \cdot 10^7$	4	3,16	$0,148 \cdot 10^7$	3,08	$0,620 \cdot 10^6$
	5	3,93	$0,360 \cdot 10^6$	5	3,46	$0,145 \cdot 10^7$	3,32	$0,114 \cdot 10^7$
	6	4,03	$0,800 \cdot 10^5$	6	3,70	$0,222 \cdot 10^6$		
	7	4,08	$0,200 \cdot 10^5$	7	3,99	$0,464 \cdot 10^5$		
$5^-$	1	3,00	$0,174 \cdot 10^9$	1	2,67	$0,158 \cdot 10^9$	2,74	$0,121 \cdot 10^9$
	2	3,34	$0,100 \cdot 10^8$	2	3,25	$0,190 \cdot 10^9$		
	3	4,58	$0,750 \cdot 10^8$	3	3,84	$0,950 \cdot 10^6$		
$6^+$	1	2,30	$0,863 \cdot 10^{10}$	1	2,21	$0,861 \cdot 10^{10}$	2,21	$0,940 \cdot 10^{10}$
	2	2,69	$0,150 \cdot 10^9$	2	2,65	$0,850 \cdot 10^9$	2,89	$0,800 \cdot 10^8$
	3	3,99	$0,235 \cdot 10^{10}$	3	3,73	$0,226 \cdot 10^{10}$	3,41	$0,200 \cdot 10^{10}$
$7^-$	1	3,16	$0,148 \cdot 10^{12}$	1	2,92	$0,135 \cdot 10^{12}$	3,25	$0,250 \cdot 10^{12}$
	2	3,34	$0,650 \cdot 10^{11}$	2	3,25	$0,750 \cdot 10^{11}$		

формфактора в  $(e, e')$ -реакции можно приписать величину  $B(E\lambda)$ , соответствующую его возбуждению в этой реакции.

Квазичастично-фононная модель ядра предсказывает в  $^{142}\text{Nd}$  шесть квадрупольных  $2^+$ -состояний с энергией возбуждения ниже 4 МэВ. Их энергии и приведенные вероятности  $B(E2)$ -переходов представлены в табл. 1.

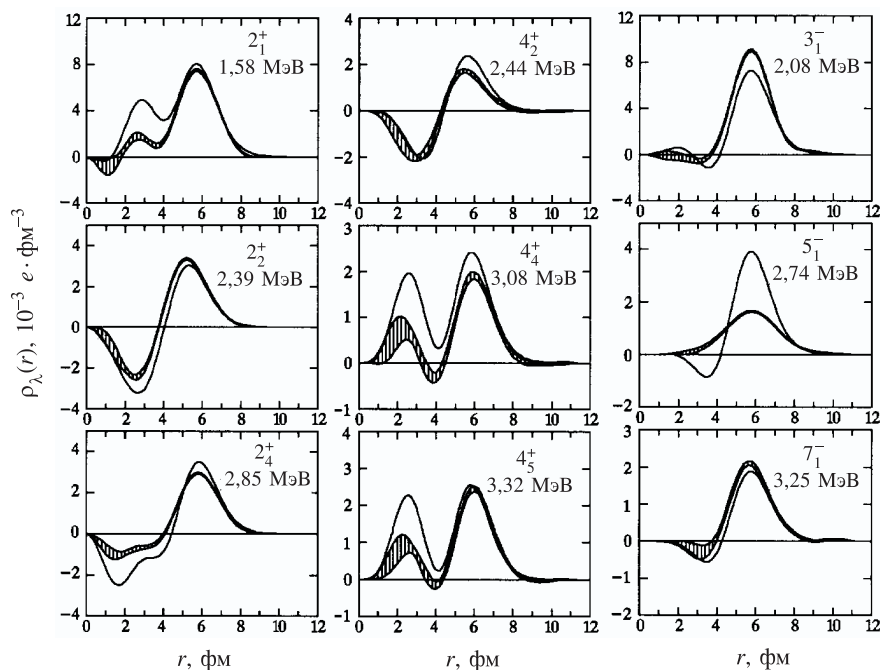


Рис. 1. Зарядовые переходные плотности некоторых низколежащих возбужденных состояний в  $^{142}\text{Nd}$ . Кривые с экспериментальными ошибками соответствуют плотностям, извлеченным с помощью модельно-независимого анализа из сечений реакции неупругого рассеяния электронов; сплошные кривые – предсказания наших расчетов. Указанные энергии возбуждения соответствуют экспериментальным значениям

Поскольку  $^{142}\text{Nd}$  имеет замкнутую нейтронную оболочку, монопольное спаривание в нейтронной системе отсутствует. Это приводит к тому, что нижайшая частично-дырочная  $2^+$ -конфигурация имеет энергию более 5 МэВ. Соответственно, протонные компоненты являются доминирующими у всех однофононных  $2^+$ -состояний в табл. 1. Наиболее коллективным является  $2_1^+$ -состояние. Состояния  $2_2^+$  и  $2_3^+$  являются практически чисто двухквартичными и характеризуются гораздо меньшими значениями  $B(E2)$ . Однако  $2_4^+$ -состояние оказывается снова коллективным и его величина  $B(E2)$  всего в три раза меньше соответствующего значения для  $2_1^+$ -состояния. Подобное различие в коллективности  $2^+$ -фононов отражается и на их зарядовых переходных плотностях. Переходные плотности  $2_1^+$ - и  $2_4^+$ -состояний имеют максимумы вблизи поверхности ядра, в то время как переходные плотности  $2_2^+$ - и  $2_3^+$ -состояний характеризуются выраженными пиками внутри ядра. Причина распределения коллективности между низколежащими  $2^+$ -состояниями

кроется в оболочечной структуре. Две протонные подоболочки  $1g_{7/2}$  и  $2d_{5/2}$  вблизи поверхности Ферми расположены недалеко друг от друга, в то время как остальные подоболочки, а именно  $1h_{11/2}$ ,  $2d_{3/2}$  и  $3s_{1/2}$ , имеют значение одночастичной энергии примерно на 2 МэВ больше. Это приводит к тому, что квазичастичные энергии этих уровней примерно на 1 МэВ выше, чем у уровней  $1g_{7/2}$  и  $2d_{5/2}$ . Этот эффект также наблюдается и в соседних нечетных ядрах. Состояние  $2_4^+$  вбирает в себя главным образом силу двухквазичастичных конфигураций, расположенных выше по энергии, и благодаря энергетической щели является гораздо более коллективным, нежели состояния  $2_2^+$  и  $2_3^+$ . Однофононные состояния  $2_5^+$  и  $2_6^+$  являются неколлективными.

После смешивания одно-, двух- и трехфононных конфигураций в волновой функции (7) мы снова получаем шесть  $2^+$ -состояний с энергией менее 4 МэВ (см. табл. 1). Матричные элементы взаимодействия между одно- и двухфононными конфигурациями невелики в  $^{142}\text{Nd}$ , а сколько-нибудь заметных примесей трехфононных конфигураций не наблюдается до энергии 3 МэВ. Это типичная ситуация в полумагических ядрах [11]. Нижайшая двухфононная конфигурация  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{2^+}$  имеет энергию 3,8 МэВ, а остальные двухфононные конфигурации расположены выше 4 МэВ. Тем самым однофононные компоненты (коллективные и неколлективные) доминируют в волновых функциях  $2^+$ -состояний ниже 3 МэВ. Действительно, примесь двухфононных компонент не превышает нескольких процентов для четырех нижайших  $2^+$ -состояний. Поскольку абсолютные величины переходных плотностей двухфононных компонент значительно меньше, чем переходных плотностей однофононных компонент, вклад примеси двухфононных переходных плотностей практически незаметен. Более существенным является смешивание различных однофононных компонент в волновой функции (7) и перенормировка их вклада, происходящие за счет двухфононной части волновой функции. Переходные плотности нижайших трех  $2^+$ -состояний, обнаруженных в эксперименте, сравниваются на рис. 1 с предсказаниями наших расчетов. Состояние, соответствующее  $2_3^+$ -состоянию в расчете, по всей видимости, не было обнаружено ввиду малой вероятности его возбуждения.

Поскольку форма зарядовых переходных плотностей различных возбужденных состояний существенно отличается друг от друга, можно говорить о прямом сопоставлении состояний, обнаруженных в эксперименте и предсказываемых теорией. Поэтому мы можем утверждать, что наши расчеты правильно воспроизводят систематику возбужденных  $2^+$ -состояний. Переходные плотности однофононных  $2_1^+$ - и  $2_4^+$ -компонент доминируют в переходных плотностях соответствующих состояний. Другие компоненты дают вклад, не превышающий 1 %, составляя в сумме значение порядка 10 %. В случае с  $2_2^+$ - и  $2_3^+$ -состояниями наблюдается другая ситуация. Здесь взаимодействие с двухфононными компонентами приводит к смешиванию однофононных  $2_2^+$ -

и  $2_3^+$ -компонент на уровне 10 %. В результате величина  $B(E2)$  для  $2_2^+$ -состояния возрастает, в то время как для  $2_3^+$ -состояния она уменьшается из-за деструктивной интерференции. Возможно, это является причиной, почему  $2_3^+$ -состояние не было экспериментально обнаружено. Если использовать переходную плотность  $2_3^+$ -состояния для расчета формфактора, сечение  $(e, e')$ -реакции оказывается в пределах экспериментальной ошибки радиационного хвоста от сильных пиков, расположенных при более низких энергиях. В действительности состояние с энергией 2,550 МэВ было обнаружено [12], спин и четность его были идентифицированы как, предположительно,  $2^+$ .

В целом, форма всех трех переходных плотностей  $2^+$ -состояний, обнаруженных в реакции неупругого рассеяния электронов, хорошо согласуется с предсказаниями наших расчетов. Наиболее интересным является предсказание и обнаружение коллективного  $2_4^+$ -состояния. Как уже отмечалось выше, это является следствием энергетической щели в одночастичном спектре ( $1g_{7/2}, 2d_{5/2} \iff 1h_{11/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$ ). Характерной особенностью настоящих расчетов является переоценка амплитуд внутренних пиков переходных плотностей. Слишком сильные внутренние пики также присутствуют и в переходных плотностях однофононных компонент. Причиной их является слишком большой вклад двухквaziчастичной конфигурации  $\pi(2d_{5/2}, 2d_{5/2})$  в структуру фононов. Этот эффект еще более ярко выражен в переходных плотностях  $4^+$ -состояний. Недавно было показано, что учет корреляций в основном состоянии при выходе за рамки ПСФ приводит к уменьшению вклада главных двухквaziчастичных конфигураций в структуру нижайших коллективных фононов и, соответственно, существенно улучшает описание внутренней части переходной плотности коллективных состояний [13].

Рассмотрим теперь возбужденные  $3^-$ -состояния в  $^{142}\text{Nd}$ . Только две однофононные  $3^-$ -конфигурации имеют энергию меньше 4 МэВ. Энергии и величины  $B(E3)$  этих состояний представлены в табл. 1. Как и в случае квадрупольных состояний, основной вклад в их структуру дают протонные двухквaziчастичные конфигурации. Первое однофононное  $3^-$ -состояние является сильноколлективизированным, в отличие от второго, практически чисто двухквaziчастичного. После учета взаимодействия однофононных конфигураций с многофононными мы получаем спектр  $3^-$ -возбуждений, также представленный в табл. 1.

Состояние  $3_1^-$  оказывается сильноколлективизированным, однофононная  $3_1^-$ -конфигурация дает вклад, примерно равный 84 %, и примерно 10 % вклад дают двухфононные конфигурации. Состояние  $3_2^-$  остается практически двухквaziчастичным. Третье  $3^-$ -состояние – снова коллективное, но основной вклад в его структуру дает двухфононная конфигурация  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{3^-}$ . Как уже отмечалось, переходные плотности двухфононных конфигураций значительно меньше однофононных, поэтому и переходная плотность у  $3_3^-$ -состояния существенно слабее, чем у состояния  $3_1^-$ .

В эксперименте  $(e, e')^{142}\text{Nd}$  было обнаружено два  $3^-$ -состояния с энергией 2,083 и 3,580 МэВ. Однако из-за отсутствия дифракционных минимумов в формфакторе второго состояния, что, по-всей видимости, свидетельствует о некоторой примеси состояний другой мультипольности, переходную плотность этого состояния извлечь не удалось. Поэтому сравнение теории с экспериментом для этого состояния было проведено на уровне формфакторов, и было получено хорошее соответствие. Проблемы с извлечением переходной плотности для нижайшего  $3^-$ -состояния были связаны с тем, что нижайшее  $4^+$ -состояние в  $^{142}\text{Nd}$  имеет энергию возбуждения 2,098 МэВ. Экспериментального разрешения оказалось недостаточно, чтобы разделить  $3_1^-$ - и  $4_1^+$ -уровни, расположенные на расстоянии 15 кэВ. Экспериментальная переходная плотность  $3_1^-$ -состояния, представленная на рис. 1, получена только после вычитания из суммарного формфактора  $3_1^-$  и  $4_1^+$ -уровней формфактора  $4_1^+$ -уровня, рассчитанного с переходной плотностью в виде производной от среднего поля.

Наши расчеты предсказывают пять однофононных  $4^+$ -состояний в  $^{142}\text{Nd}$  с энергией менее 4 МэВ. Их энергии и величины  $B(E4)$  представлены в табл. 1. Все эти состояния, как и состояния других мультипольностей, состоят практически только из протонных двухквaziчастичных конфигураций. Однофононное состояние  $4_1^+$  менее коллективно, чем фононы  $2_1^+$  и  $3_1^-$ , главная двухквaziчастичная конфигурация  $\pi(2d_{5/2}, 2d_{5/2})$  дает вклад в его структуру, равный примерно 90 %. Этот факт подтверждается результатами эксперимента по неупругому рассеянию протонов [14], в котором нетипичное угловое распределение  $4_1^+$ -состояния с энергией 2,098 МэВ объяснено наличием большого вклада двухквaziчастичной компоненты в его структуру. Состояния  $4_2^+$  и  $4_3^+$  являются практически двухквaziчастичными. Следующее же однофононное состояние  $4_4^+$ , как и  $2_4^+$ , проявляет свойства сильноколлективизированного фонона, когда большое число различных двухквaziчастичных конфигураций вносят вклад в его структуру когерентным образом, в результате значение  $B(E4)$  этого состояния превышает соответствующее значение для нижайшего  $4^+$ -фонона. Хотя большое число различных двухквaziчастичных конфигураций дают вклад в структуру и  $4_5^+$ -фонона, интерференция ряда из них носит деструктивный характер, в результате значение  $B(E4)$ , соответствующее этому фонону, заметно меньше.

Взаимодействие со сложными конфигурациями практически не меняет свойств нижайших трех  $4^+$ -состояний. Как  $B(E4)$ , представленные в табл. 1, так и переходные плотности этих состояний практически не изменяются. Однако сила четвертого  $4^+$ -фонона распределяется между двумя состояниями с энергией 3,16 и 3,46 МэВ. Происходит это главным образом за счет взаимодействия с двухфононной конфигурацией  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4^+}$ , расположенной по энергии вблизи  $4_4^+$ -фонона. Оба состояния имеют похожую структуру: примерно 40 % однофононной  $4_4^+$ -конфигурации, 40 % упомянутой двух-



фононной конфигурации и 8 % вклада от трехфононных конфигураций. В результате оба состояния,  $4_4^+$  и  $4_5^+$ , имеют близкие значения  $B(E4)$  и формы зарядовых переходных плотностей (см. табл. 1 и рис. 1).

Как мы уже отмечали выше, из-за близости  $3_1^-$  и  $4_1^+$ -уровней в  $^{142}\text{Nd}$  переходная плотность, соответствующая  $4_1^+$ -уровню, не известна из эксперимента. Переходная плотность  $4_2^+$ -уровня имеет поведение, характерное для неколлективного возбуждения, и хорошо соответствует предсказанию теории. Наиболее примечательным для возбужденных  $4^+$ -состояний является присутствие двух близлежащих уровней,  $4_4^+$  и  $4_5^+$ , переходные плотности которых очень похожи, что полностью соответствует теоретическим предсказаниям и является результатом взаимодействия однофононных конфигураций с многофононными.

При переходе от полумагических ядер к ядрам с незамкнутыми нейтронной и протонной подоболочками коллективность нижайших состояний усиливается. В первую очередь, это относится к  $2_1^+$ -состоянию; кроме того, существенно понижается энергия его возбуждения. Усиление коллективности приводит к увеличению матричного элемента взаимодействия однофононных конфигураций с более сложными. Вследствие уменьшения энергии возбуждения нижайшей однофононной  $2^+$ -конфигурации происходит уменьшение энергетического расстояния между нижайшими одно- и двухфононными конфигурациями, и т.д. Оба отмеченных эффекта работают в одну сторону и приводят к более сильному смешиванию фононных конфигураций различной сложности в ядрах с незамкнутой оболочкой. Остановимся более подробно на положении, структуре и зарядовых переходных плотностях низколежащих состояний немагических ядер на примере изотопа  $^{144}\text{Nd}$  [8].

В  $^{144}\text{Nd}$  наши расчеты предсказывают наличие уже восьми однофононных  $2^+$ -конфигураций с энергией возбуждения ниже 4 МэВ. Наиболее коллективной, конечно, является первая из них, которая имеет энергию возбуждения 1,48 МэВ и  $B(E2) = 4,4 \cdot 10^3 e^2 \cdot \text{фм}^4$ . Также коллективной является и пятая однофононная конфигурация с  $E_x = 3,3$  МэВ и  $B(E2) = 1,1 \cdot 10^3 e^2 \cdot \text{фм}^4$ , остальные однофононные  $2^+$ -конфигурации – практически чисто двухквaziчастичные. Коллективность нижайших четырех однофононных конфигураций хорошо просматривается по форме их переходных плотностей. Переходная плотность однофононной  $2_1^+$ -конфигурации имеет заметный пик на поверхности ядра, остальные – форму, характерную для двухквaziчастичных плотностей. Отметим, что однофононные состояния  $2_{3,4,7,8}^+$  построены практически из протонных двухквaziчастичных конфигураций, остальные также имеют заметный вклад и нейтронных компонент. Это указывает на роль двух валентных нейтронов вне замкнутой оболочки  $N = 82$ .

Результаты расчета спектра низколежащих  $2^+$ -состояний с волновой функцией, содержащей одно-, двух- и трехфононные компоненты, представлены в табл. 2 в сравнении с экспериментальными данными. В этой таблице

**Таблица 2. Энергии возбуждения, приведенные вероятности  $B(E2)$ -переходов и основные компоненты волновых функций низколежащих  $2^+$  в  $^{144}\text{Nd}$**

$\lambda_\nu$	Эксперимент		Теория				
	$E_x$ , МэВ	$B(E2)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^4$	$E_x$ , МэВ	$B(E2)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^4$	$Q^+$ комп.	$Q^+Q^+$ комп.	$Q^+Q^+Q^+$ комп.
$2_1^+$	0,696	$4,60 \cdot 10^3$	0,708	$3,8 \cdot 10^3$	$2_1^+ - 78\%$	$[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 6\%$ $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} - 4\%$ $[3_1^- \otimes 5_1^-]_{2+} - 4\%$	2%
$2_2^+$			1,575	$7,9 \cdot 10^1$	$2_2^+ - 10\%$ $2_4^+ - 4\%$	$[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{2+} - 63\%$	19%
$2_3^+$	2,073	$6,31 \cdot 10^2$	2,105	$1,5 \cdot 10^2$	$2_2^+ - 70\%$	$[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{2+} - 7\%$ $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 10\%$ $[3_1^- \otimes 5_1^-]_{2+} - 2\%$	5%
$2_4^+$	2,368	$2,38 \cdot 10^2$	2,440	$2,0 \cdot 10^2$	$2_3^+ - 87\%$ $2_4^+ - 2\%$	$[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 4\%$	2%
$2_5^+$	2,527	$3,47 \cdot 10^2$	2,528	$2,2 \cdot 10^2$	$2_1^+ - 2\%$ $2_3^+ - 6\%$ $2_4^+ - 77\%$ $2_5^+ - 3\%$	$[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 4\%$ $[2_1^+ \otimes 4_4^+]_{2+} - 3\%$	2%
$2_6^+$			2,864	$1,0 \cdot 10^2$	$2_1^+ - 5\%$ $2_2^+ - 10\%$ $2_3^+ - 3\%$ $2_4^+ - 11\%$ $2_5^+ - 13\%$	$[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{2+} - 2\%$ $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 40\%$	15%
$2_7^+$			3,013	$1,1 \cdot 10^2$	$2_1^+ - 2\%$ $2_2^+ - 3\%$ $2_5^+ - 44\%$	$[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 8\%$ $[2_1^+ \otimes 4_5^+]_{2+} - 3\%$ $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} - 21\%$	14%
$2_8^+$			3,354	$3,6 \cdot 10^2$	$2_5^+ - 20\%$ $2_6^+ - 2\%$	$[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2+} - 3\%$ $[2_1^+ \otimes 4_5^+]_{2+} - 4\%$ $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} - 35\%$ $[3_1^- \otimes 5_1^-]_{2+} - 6\%$	25%

мы ограничились только теми возбужденными состояниями, для которых были извлечены переходные плотности из данных  $(e, e')$ -реакции. Аналогичные результаты для  $3^-$ - и  $4^+$ -состояний представлены в табл. 3.

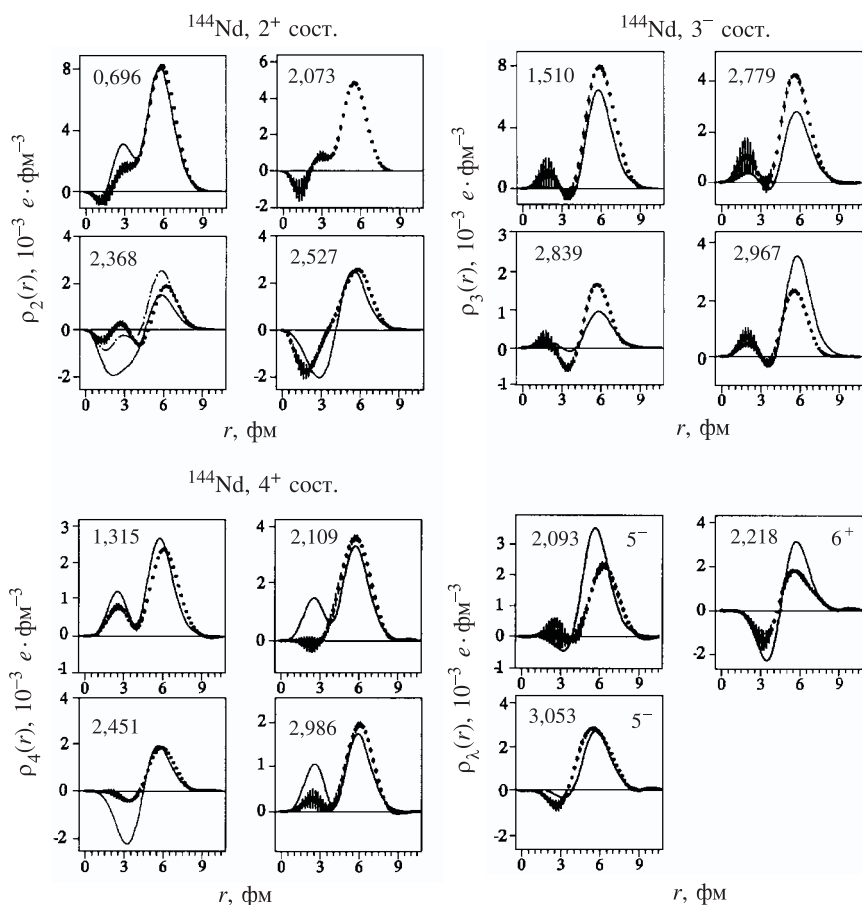
Состояние  $2_1^+$  в наших расчетах состоит преимущественно из нижней однофононной  $2^+$ -конфигурации (78 %) с некоторой примесью, соответственно, 14 % и 2 % двух- и трехфононных компонент. Состояние  $2_2^+$  с энергией 1,575 МэВ является в основном  $2^+$ -компонентой двухфононного мультиплета  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]$  с примесью одно- и трехфононных конфигураций. Это

Таблица 3. То же, что и в табл. 2, для состояний с моментом и четностью  $3^-$  и  $4^+$ . Представлены только те состояния, для которых зарядовые переходные плотности извлечены из эксперимента

$\lambda_\nu^\pi$	Эксперимент		Теория				
	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$	$Q^+$ комп.	$Q^+ Q^+$ комп.	$Q^+ Q^+ Q^+$ комп.
$3_1^-$	1,510	$2,56 \cdot 10^5$	1,265	$1,4 \cdot 10^5$	$3_1^-$ - 56%	$[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{3-}$ - 26%	7%
$3_2^-$	2,779	$4,46 \cdot 10^4$	2,787	$2,6 \cdot 10^4$	$3_2^-$ - 2%	$[2_1^+ \otimes 5_1^-]_{3-}$ - 5%	27%
$3_3^-$	2,839	$0,46 \cdot 10^4$	3,252	$3,0 \cdot 10^3$	$3_1^-$ - 12%	$[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{3-}$ - 36%	26%
$3_4^-$	2,967	$8,1 \cdot 10^3$	3,359	$4,1 \cdot 10^4$	$2_1^+$ - 22%	$[2_1^+ \otimes 5_1^-]_{3-}$ - 20%	15%
					$3_1^-$ - 5%	$[3_1^- \otimes 4_1^+]_{3-}$ - 39%	
					$3_2^-$ - 7%	$[2_1^+ \otimes 3_3^-]_{3-}$ - 3%	
					$3_1^-$ - 13%	$[2_2^+ \otimes 3_1^-]_{3-}$ - 2%	
					$3_2^-$ - 33%	$[2_1^+ \otimes 5_1^-]_{3-}$ - 6%	
						$[3_1^- \otimes 4_3^+]_{3-}$ - 25%	
$4_1^+$	1,315	$1,93 \cdot 10^6$	1,368	$1,6 \cdot 10^6$	$4_1^+$ - 40%	$[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4+}$ - 42%	12%
$4_2^+$	2,109	$3,14 \cdot 10^6$	2,039	$2,1 \cdot 10^6$	$4_2^+$ - 2%		
$4_3^+$			2,207	$2,4 \cdot 10^5$	$4_1^+$ - 45%	$[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4+}$ - 29%	12%
$4_4^+$	2,451	$1,13 \cdot 10^6$	2,449	$4,9 \cdot 10^5$	$4_2^+$ - 5%		
$4_8^+$	2,986	$6,9 \cdot 10^5$	3,256	$6,5 \cdot 10^5$	$4_1^+$ - 3%	$[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4+}$ - 2%	2%
					$4_2^+$ - 84%	$[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{4+}$ - 4%	
					$4_3^+$ - 96%		
					$4_5^+$ - 43%	$[2_1^+ \otimes 2_5^+]_{4+}$ - 2%	14%
						$[2_1^+ \otimes 6_1^+]_{4+}$ - 8%	
						$[2_1^+ \otimes 6_4^+]_{4+}$ - 2%	
						$[3_1^- \otimes 3_1^-]_{4+}$ - 22%	
						$[3_1^- \otimes 5_1^-]_{4+}$ - 2%	

состояние не было обнаружено в реакции неупругого рассеяния электронов из-за малого значения  $B(E2)$ -перехода. Однако это состояние известно из данных  $(p, p')$ - и  $(d, d')$ -реакций, природой его возбуждения, как свидетельствует поведение формфакторов, в этих реакциях является двухступенчатый процесс через  $2_1^+$ -уровень. Это указывает на большой вклад двухфононной компоненты в структуру этого состояния, как и предсказывают наши расчеты.

Вклад двухфононных конфигураций в волновые функции низколежащих  $2^+$ -состояний в  $^{144}\text{Nd}$  превышает 10 % за исключением практически однофононных  $2_4^+$ -,  $2_5^+$ - и  $2_9^+$ -состояний. Для многих низколежащих  $2^+$ -состояний вклад трехфононных конфигураций также велик ( $\geq 10$  %). Это сильно от-

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для возбужденных состояний в  $^{144}\text{Nd}$ 

личается от ситуации с низколежащими  $2^+$ -состояниями в  $^{142}\text{Nd}$ , обсуждавшейся выше, где вклад двухфоонных конфигураций ограничивается несколькими процентами, а примесь трехфоонных компонент пренебрежимо мала. Это является прямым следствием усиления связи фоонных конфигураций, отличающихся по числу фоонов, из-за двух дополнительных нейтронов вне замкнутой оболочки. Результатом является более сильное смешивание, расщепление различных конфигураций и понижение энергии квадрупольных возбуждений.

Экспериментальные переходные плотности были извлечены для четырех  $2^+$ -состояний в  $^{144}\text{Nd}$ . Они представлены на рис. 2 в сравнении с рассчитан-

ными. Наши расчеты предсказывают девять состояний с данным моментом и четностью и энергией возбуждения ниже 4 МэВ, что совпадает с количеством  $2^+$ -состояний, обнаруженных в этой энергетической области в реакциях  $(p, p')$  и  $(d, d')$ . Форма переходной плотности  $2_1^+$ -состояния с энергией 0,696 МэВ хорошо воспроизводится в расчете, хотя амплитуда внутреннего пика слегка переоценена. Форма переходных плотностей для уровней с энергией 0,696 и 2,073 МэВ очень похожа и совпадает с рассчитанной плотностью для  $2_1^+$ -состояния. Это дает основание предполагать, что уровень  $2_3^+$  возникает в результате расщепления нижней однофононной конфигурации и не проявляется в расчете из-за обрезания базисных конфигураций.

Состояния  $2_4^+$  и  $2_5^+$ , обнаруженные в реакции неупругого рассеяния электронов при  $E_x = 2,368$  и  $2,527$  МэВ, находятся в неплохом соответствии по энергии возбуждения и вероятности  $B(E2)$  с соответствующими состояниями в наших расчетах. Этого, однако, нельзя сказать о форме переходных плотностей. Если экспериментальная переходная плотность состояния с энергией 2,527 МэВ неплохо воспроизводится рассчитанной плотностью  $2_4^+$ -состояния, то переходная плотность состояния с энергией 2,368 МэВ находится в некотором соответствии с рассчитанными плотностями состояний, расположенными на 700 кэВ выше (мы имеем в виду  $2_7^+$ - и  $2_8^+$ -состояния в наших расчетах, переходные плотности которых изображены на рис. 2, соответственно, в виде сплошной и штрихпунктирной кривых). Состояния  $2_7^+$  и  $2_8^+$  в расчете возникают в результате фрагментации пятой однофононной компоненты (наиболее коллективной после нижней) из-за взаимодействия с двухфононными конфигурациями (главным образом, с  $[3_1^- \otimes 5_1^-]_{2+}$ ). Расширение фононного базиса по сравнению с используемым в настоящем расчете окажет более существенное влияние на свойства состояний, содержащих коллективные фононы, которые сильнее взаимодействуют со сложными конфигурациями. Вполне возможно, что это приведет к расщеплению пятой однофононной конфигурации и уменьшению энергии возбуждения, приближая к энергии  $2_4^+$ -состояния в эксперименте.

Для октупольных возбуждений в  $^{144}\text{Nd}$  мы имеем только две однофононные конфигурации ниже 4 МэВ. Первая из них – коллективная с  $B(E3) = 2,3 \cdot 10^5 e^2 \cdot \text{фм}^6$  и имеет энергию возбуждения 2,350 МэВ; вторая, в основном двухквартичная, с  $E_x = 3,369$  МэВ и  $B(E3) = 9,8 \cdot 10^2 e^2 \cdot \text{фм}^6$ . При учете взаимодействия со сложными конфигурациями число октупольных состояний ниже 4 МэВ возрастает до пяти. Сравнение результатов расчета и экспериментальных данных из  $(e, e')$ -реакции положения и значений  $B(E3)$  для октупольных состояний представлены в табл. 3. Степень смешивания одно-, двух- и трехфононных конфигураций в волновых функциях  $3^-$ -состояний значительна. Для нижайшего  $3^-$ -состояния однофононная компонента является доминирующей (56 %), но в волновой функции даже этого состояния присутствует 31 % двухфононных и 7 % трехфононных конфигу-

раций. В структуру всех остальных  $3^-$ -состояний основной вклад дают двухфононные конфигурации (до 60 % в случае  $3_2^-$  и  $3_3^-$ ) с большой примесью, более 15 %, трехфононных.

Четыре  $3^-$ -состояния в  $^{144}\text{Nd}$  были обнаружены в эксперименте по неупругому рассеянию электронов, соответствующие им зарядовые переходные плотности представлены на рис. 2. Переходные плотности всех этих состояний имеют подобную форму, но разную амплитуду. Это является вполне естественным, принимая во внимание тот факт, что форма переходных плотностей всех этих состояний определяется, как показывают наши расчеты, лишь формой нижайшей однофононной  $3^-$ -конфигурации, а амплитуда пропорциональна вкладу этой конфигурации в волновую функцию каждого из них.

Как и для состояний других мультипольностей, экспериментально известное распределение силы гексадекапольных переходов в  $^{144}\text{Nd}$  весьма неплохо воспроизводится в нашем расчете (см. табл. 3). Извлеченные из эксперимента зарядовые переходные плотности  $4^+$ -состояний в этом ядре представлены на рис. 2. Форма переходных плотностей уровней, обнаруженных при энергии возбуждения 1,305, 2,109 и 2,451 МэВ, находятся в неплохом согласии с плотностями для предсказываемых, соответственно,  $4_1^+$ -,  $4_2^+$ - и  $4_4^+$ -состояний. Первые два из них в качестве основной компоненты содержат нижайшую однофононную конфигурацию с вкладом, соответственно, 40 % и 45 %. Сила этой конфигурации расщепляется, в основном, из-за взаимодействия с двухфононной конфигурацией  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4+}$ . В  $^{142}\text{Nd}$  нижайшая по энергии двухфононная конфигурация  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4+}$  расположена значительно выше нижайшей однофононной конфигурации  $4^+$ ; в результате нижайшее  $4^+$ -состояние является практически однофононным, а указанная двухфононная конфигурация смешивается, главным образом, с четвертой однофононной конфигурацией, расположенной близко по энергии, формируя  $4_4^+$ - и  $4_5^+$ -состояния. В  $^{144}\text{Nd}$  в результате существенного уменьшения энергии нижайшей однофононной  $2^+$ -конфигурации двухфононная конфигурация  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4+}$  оказывается вблизи однофононной  $4_1^+$ -конфигурации, из-за смешивания с которой возникают  $4_1^+$ - и  $4_2^+$ -состояния с похожей формой зарядовой переходной плотности.

Переходной плотности уровня с энергией 2,451 МэВ неплохо соответствует плотность  $4_4^+$ -состояния, имеющего преимущественно неколлективную третью однофононную конфигурацию. Состояние  $4_3^+$ , по всей видимости, просто не было обнаружено в рассматриваемом эксперименте из-за небольшого значения  $B(E4)$ . Уровню с энергией 2,986 МэВ, судя по форме его переходной плотности, соответствует восьмое  $4^+$ -состояние в наших расчетах. Принимая во внимание тот факт, что в экспериментах по неупругому рассеянию протонов и дейтронов, способных выделять более слабые состояния, было обнаружено семь (или восемь)  $4^+$ -состояний в  $^{144}\text{Nd}$  с энергией меньше 3,7 МэВ, подобное соответствие выглядит вполне разумным.

Переходные плотности двух  $5^-$ - и одного  $6^+$ -уровней, обнаруженных в  $^{144}\text{Nd}$  в  $(e, e')$ -реакции, также представлены на рис. 2. Первый  $5^-$ -уровень с энергией 2,093 МэВ имеет поверхностный пик переходной плотности, свидетельствующий о его коллективной природе, пик второго уровня с энергией 3,053 МэВ сдвинут внутрь ядра примерно на 1 фм. Наши расчеты предсказывают шесть  $5^-$ -состояний с энергией меньше 4 МэВ. Форму переходных плотностей  $5_1^-$ -,  $5_2^-$ - и  $5_3^-$ -состояний определяет в основном плотность нижней однофононной конфигурации, сильно расфрагментированной по этим состояниям в результате взаимодействия с конфигурациями  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{5^-}$ -,  $[2_1^+ \otimes 5_1^-]_{5^-}$ - и  $[3_1^- \otimes 4_1^+]_{5^-}$ -. Смещение максимума переходной плотности второго состояния внутрь ядра связано с деструктивной примесью второй однофононной конфигурации в волновой функции этого состояния. Единственный  $6^+$ -уровень, обнаруженный в реакции неупругого рассеяния электронов, соответствует второму  $6^+$ -состоянию в наших расчетах. Состояние же  $6_1^+$  с энергией 1,822 МэВ находится в соответствии с  $6_1^+$ -уровнем при энергии 1,791 МэВ, зарегистрированным в реакциях неупругого рассеяния протонов и дейтронов [15].

Основные трудности при описании переходных ядер, примером которых является изотоп  $^{146}\text{Nd}$ , в нашем подходе связаны с очень сильным взаимодействием между различными одно-, двух- и трехфононными конфигурациями. Сильная связь различных конфигураций требует необходимости включения в расчет настолько большого их числа, насколько это возможно. Это наталкивается на проблемы чисто вычислительного характера. Поэтому в расчетах для переходных ядер мы вынуждены были применять гораздо более жесткое обрезание фононного базиса, используемого при построении волновых функций возбужденных состояний, нежели в расчетах, представленных в предыдущих разделах. Проводя обрезание базиса, мы старались использовать все основные конфигурации, которые могут давать заметный вклад в структуру состояний с энергией возбуждения меньше 3 МэВ. В результате при изучении  $^{146}\text{Nd}$  [9] все однофононные конфигурации с  $E_x \leq 4,0$  МэВ, которые вносят основную часть мультипольной силы в изучаемую энергетическую область, а также в большой степени определяют форму зарядовых переходных плотностей возбужденных состояний, и двухфононные конфигурации с  $E_x \leq 5,5(6,0)$  МэВ, определяющие фрагментацию однофононных конфигураций по низколежащим состояниям, были включены в непосредственные расчеты. Мы также учли трехфононные конфигурации, построенные из нижайших коллективных  $2^+$ ,  $3^-$ ,  $4^+$  и  $5^-$  однофононных конфигураций. Очевидно, что подобное обрезание фононного пространства приводит к ограничениям применимости расчетов к ядрам с сильной связью конфигураций, особенно для состояний с большей энергией возбуждения. Следствием является потеря некоторых слабых состояний и недооценка общего числа возбужденных состояний различной мультипольности. Однако в реакции неупругого рассеяния электронов

Таблица 4. Энергии возбуждения и приведенные вероятности  $B(E\lambda)$ -переходов в  $^{146}\text{Nd}$ 

Эксперимент		Теория		Эксперимент		Теория	
$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$	$E_x$ , МэВ	$B(E\lambda)$ , $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda+2}$
2 <sup>+</sup> -состояния				4 <sup>+</sup> -состояния			
0,453	$6,91 \cdot 10^3$	0,565	$5,44 \cdot 10^3$	1,044	$1,50 \cdot 10^6$	0,870	$1,42 \cdot 10^6$
1,303		1,640	$2,42 \cdot 10^1$	1,747	$3,61 \cdot 10^6$	1,590	$2,33 \cdot 10^6$
1,470	$6,8 \cdot 10^2$	2,150	$1,06 \cdot 10^3$	1,919			
1,789		2,369	$1,84 \cdot 10^1$	1,987	$2,1 \cdot 10^6$	2,040	$2,19 \cdot 10^6$
		2,490	$2,66 \cdot 10^{-2}$			2,340	$1,64 \cdot 10^5$
1,977	$2 \cdot 10^2$	2,600	$2,08 \cdot 10^2$	2,622	$3 \cdot 10^5$	2,450	$1,98 \cdot 10^5$
2,198		2,980	$1,82 \cdot 10^2$	2,935	$1,6 \cdot 10^6$	2,520	$1,83 \cdot 10^5$
2,665	$1,68 \cdot 10^2$	3,380	$9,77 \cdot 10^1$			2,580	$1,15 \cdot 10^5$
2,976	$6 \cdot 10^1$	3,430	$2,80 \cdot 10^2$			3,010	$1,29 \cdot 10^6$
3 <sup>-</sup> -состояния				5 <sup>-</sup> -состояния			
1,190	$3,52 \cdot 10^5$	1,150	$1,62 \cdot 10^5$	1,517	$2,64 \cdot 10^8$	1,670	$1,91 \cdot 10^8$
2,339	$5,1 \cdot 10^4$	2,380	$5,34 \cdot 10^4$	2,570	$8,5 \cdot 10^7$	2,520	$5,25 \cdot 10^7$
2,530	$2 \cdot 10^4$	3,010	$4,92 \cdot 10^2$	2,748	$2,93 \cdot 10^7$	3,120	$4,52 \cdot 10^7$
2,690	$5 \cdot 10^3$	3,180	$6,26 \cdot 10^3$	2,877		3,170	$1,39 \cdot 10^7$
2,807		3,390	$3,71 \cdot 10^4$	2,915	$4,7 \cdot 10^7$	3,510	$1,97 \cdot 10^7$
2,822		3,840	$1,05 \cdot 10^4$	3,000	$2,7 \cdot 10^7$	3,810	$1,83 \cdot 10^7$
2,850	$2 \cdot 10^4$						

возбуждаются преимущественно уровни с заметным вкладом однофононных конфигураций, таким образом, используемые ограничения выглядят разумными при описании экспериментальных данных, полученных в  $(e, e')$ -реакции.

Относительно простая картина структуры ядерных возбуждений в терминах одно- и многофононных конфигураций, имеющая место для полумагического изотопа  $^{142}\text{Nd}$ , в случае переходного ядра  $^{146}\text{Nd}$  сильно изменяется. Сильная связь различных конфигураций приводит к существенной фрагментации силы однофононных компонент по большому числу возбужденных состояний, в результате практически все состояния в переходных ядрах, рассматриваемые ниже, имеют очень сложную структуру. Поэтому мы обсудим только основные моменты при сравнении результатов наших расчетов с экспериментальными данными, при этом связь с расчетами, выполненными в рамках однофононного приближения, будет опущена.

В табл. 4 представлены результаты наших расчетов спектра и приведенных вероятностей возбуждения  $B(E\lambda)$  для состояний с моментом и четностью 2<sup>+</sup>, 3<sup>-</sup>, 4<sup>+</sup> и 5<sup>-</sup> в ядре  $^{146}\text{Nd}$ . Для сравнения в этой таблице также приведены экспериментальные данные, полученные из реакции неупругого рассея-



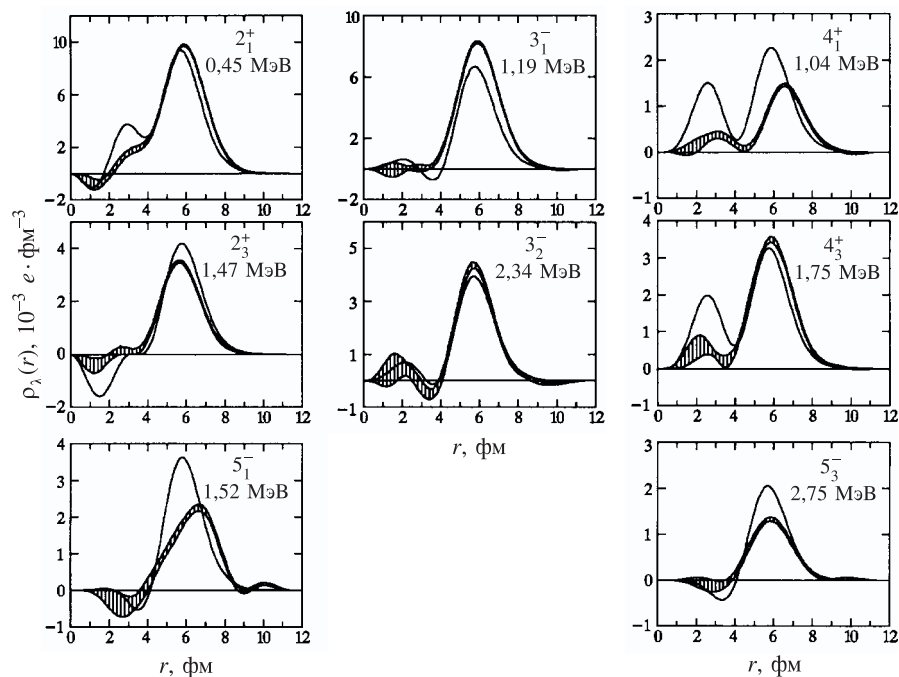


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для возбужденных состояний в  $^{146}\text{Nd}$

ния электронов. Зарядовые переходные плотности возбужденных состояний, извлеченные из формфакторов данной реакции, представлены на рис. 3 в сравнении с результатами расчетов.

Экспериментальное распределение силы  $2^+$ -состояний в ядре  $^{146}\text{Nd}$  неплохо передается в нашем расчете. Теория предсказывает существование трех сильных  $2^+$ -состояний, а именно  $2_1^+$ ,  $2_3^+$  и  $2_6^+$ , и трех слабых, обнаружение которых в  $(e, e')$ -реакции крайне затруднено. Сравнение экспериментальных и рассчитанных переходных плотностей  $2_1^+$ -состояния указывает на то, что в изотопе  $^{146}\text{Nd}$  присутствует эффект деформации. Хотя форма переходной плотности хорошо воспроизводится в расчете, за исключением некоторой переоценки амплитуды внутреннего пика, причина которой нам хорошо известна, максимум поверхностного пика в экспериментальной переходной плотности сдвинут на 0,15 фм по сравнению с рассчитанной. Описание переходной плотности  $2_3^+$ -уровня также хорошее. Основной вклад в структуру этого состояния дает двухфононная конфигурация  $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{2^+}$ , которая смещается в область более низких энергий в результате взаимодействия с трехфононными конфигурациями. Вклад двухфононной переходной плотности внутри

ядра погашается в результате деструктивной интерференции с другими компонентами, и определяющим вкладом в форму плотности являются небольшие примеси от коллективных первой и второй однофононных компонент.

Переходная плотность  $2_6^+$ -уровня не была извлечена из данных  $(e, e')$ -рассеяния из-за близлежащего  $4^+$ -уровня, т.к. его формфактор был выделен только для четырех нижайших значений переданного импульса. Однако сравнение с экспериментом на уровне формфакторов указывает на хорошее соответствие расчета экспериментальным данным. В целом, описание квадрупольных состояний до энергии порядка 2 МэВ вполне удовлетворительно. Хотя некоторые указания на присутствие деформации отмечаются по поведению переходной плотности  $2_1^+$ -уровня, другие квадрупольные состояния, в особенности  $2_6^+$ -уровень, отвечают чисто вибрационной картине возбуждения. Некоторая переоценка в расчете энергий более высоколежащих состояний имеет тот же порядок величины, что и в полумагическом ядре  $^{142}\text{Nd}$ .

Для октупольных состояний переходные плотности только двух уровней с энергией 1,190 и 2,339 МэВ были извлечены из формфакторов  $(e, e')$ -рассеяния. Обе эти плотности, изображенные на рис. 3, имеют очень похожую форму. С аналогичной ситуацией мы уже сталкивались при рассмотрении  $3^-$ -состояний в  $^{144}\text{Nd}$ . Причина здесь та же самая, а именно наличие единственной коллективной  $3_1^-$  однофононной конфигурации в низкоэнергетической области, примесь которой является определяющей для результирующих переходных плотностей  $3^-$ -уровней. В частности, для  $3_1^-$ - и  $3_2^-$ -состояний эта конфигурация наиболее сильно смешивается с двухфононной конфигурацией  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{3^-}$ . Наш расчет предсказывает только шесть  $3^-$ -состояний с энергией ниже 4 МэВ, значительно меньше, чем известно из эксперимента. Та же недооценка числа состояний в расчете имеет место и в  $^{144}\text{Nd}$ . Одним из объяснений может быть то, что для ядер с незамкнутой оболочкой расчеты следует проводить до энергий выше 4 МэВ. Другим объяснением может служить факт обрезания многофононных конфигураций в непосредственном расчете. В целом расширение фононного базиса должно привести к выталкиванию простых конфигураций в область более низких энергий. Это приведет к увеличению числа октупольных состояний в рассматриваемой энергетической области. С другой стороны, это не должно сильно изменить структуру нижайших октупольных состояний, так как в области их локализации мы учли все возможные конфигурации.

Гексадекапольные состояния в  $^{146}\text{Nd}$  обладают рядом любопытных особенностей. Во-первых, зарядовая переходная плотность  $4_1^+$ -уровня имеет максимум даже при большем значении  $r$ , нежели плотность  $2_1^+$ -уровня. Это снова указывает на присутствие положительного гексадекапольного момента этого ядра, что согласуется с результатами расчета в работе [16], предсказывающими значение  $\beta_4 = 0,056$  для рассматриваемого ядра. Во-вторых, переходная

плотность  $4_2^+$ -уровня имеет форму, подобную плотности  $4_1^+$ -уровня, но ее максимум сдвинут внутрь ядра на величину 0,7 фм. В-третьих, гексадекаполюсная сила  $4_2^+$ -уровня более чем в два раза больше, чем у  $4_1^+$ -уровня. Поскольку деформация поверхности ядра не включена в нашу расчетную схему, мы не можем претендовать на первые два эффекта. Что касается третьего из них, то расчет также предсказывает большее значение  $B(E4)$  для второго  $4^+$ -состояния по сравнению с первым. Причина кроется в структуре этих состояний. В результате взаимодействия с трехфононными конфигурациями полюс двухфононной конфигурации  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4^+}$  сильно сдвигается с 3,75 до 1,04 МэВ, т.е. ниже энергии нижайшей  $4^+$  однофононной конфигурации 2,030 МэВ. Это приводит к тому, что  $4_1^+$ -состояние имеет 50 % двухфононных конфигураций и 30 % трехфононных, несмотря на низкую энергию возбуждения этого состояния. Напротив,  $4_2^+$ -состояние характеризуется вкладом, равным 20 % от нижайшей однофононной конфигурации, 45 % от  $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{4^+}$ -конфигурации (также смещенной с 3,46 до 1,81 МэВ) и 20 % вкладом от трехфононных конфигураций. Основная часть силы нижайшей однофононной конфигурации сосредоточена на третьем  $4^+$ -состоянии. Этому третьему  $4^+$ -состоянию может быть сопоставлен уровень с энергией 1,987 МэВ. Переходная плотность для этого уровня не была извлечена из формфактора реакции из-за примеси близлежащего  $2_6^+$ -уровня, однако сравнение экспериментального формфактора с формфактором, рассчитанным с использованием переходной плотности  $4_3^+$ -состояния, полностью свидетельствует в пользу этого сопоставления.

Для двух состояний с моментом и четностью  $5^-$  была получена экспериментальная зарядовая переходная плотность. Первая из них, соответствующая состоянию с энергией 1,517 МэВ, имеет максимум при очень большом значении  $r$ , как и в случае нижайшего гексадекаполюсного состояния. Плотность же состояния с энергией 2,748 МэВ имеет поверхностный максимум при значении  $r$ , соответствующем сферическому представлению об изучаемом ядре. Структура рассчитанных  $5^-$ -состояний очень сложна. Нижайшая однофононная  $5^-$ -конфигурация практически поровну распределена между состояниями  $5_1^-$ ,  $5_2^-$ ,  $5_3^-$  и  $5_5^-$ . Помимо этого каждое состояние содержит примерно 50 % двухфононных и 20 % трехфононных компонент. Единственным исключением является состояние  $5_4^-$ , представляющее собой практически чистую вторую однофононную конфигурацию. Очевидно, что теоретическое описание состояний  $5^-$  очень чувствительно к выбору базиса одно- и многофононных конфигураций и тем самым служит хорошим тестом применимости используемого конфигурационного пространства. Согласие с экспериментом относительно распределения силы  $E5$ -переходов по низколежащим  $5^-$ -состояниям вполне удовлетворительно. Наличие относительно сильного нижайшего  $5^-$ -состояния и нескольких более слабых, примерно с равными  $B(E5)$ , состояний с большей энергией возбуждения передается в расчете. Также неплохо

передается и форма переходной плотности для экспериментального уровня с энергией 2,748 МэВ.

В целом мы продемонстрировали, что микроскопические расчеты, базирующиеся на сферически-симметричном среднем поле, могут быть применены с некоторыми оговорками для расчета свойств низколежащих состояний в переходных ядрах. Структура практически всех возбужденных состояний при этом получается очень сложной, переходные плотности некоторых состояний указывают на присутствие деформации, но общие черты распределения силы однофононных конфигураций разумно передаются в расчете при использовании достаточно большого базиса многофононных конфигураций.

Помимо цепочки изотопов неодима зарядовые переходные плотности низколежащих возбужденных состояний были рассчитаны в рамках КФМ для ядер  $^{118}\text{Sn}$  [17],  $^{140}\text{Ce}$  [18],  $^{142}\text{Ce}$  [19] и  $^{196}\text{Pt}$  [20]. Расчеты для этих ядер также показали, что используемая модель дает хорошее количественное описание имеющихся экспериментальных данных. Структура и электромагнитные свойства низколежащих состояний в других полумагических ядрах в массовой области  $A \sim 140$  исследовались также в работе [21] в рамках КФМ с использованием волновой функции (7).

### 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ ИЗОСКАЛЯРНЫХ ЕЛ-ПЕРЕХОДОВ

Экспериментальные данные, полученные в реакциях неупругого рассеяния протонов и дейтронов, являются в некотором смысле дополнительной информацией по отношению к данным, извлеченным из реакции неупругого рассеяния электронов. Как показали исследования в  $(e, e')$ -реакции с высоким разрешением, сила  $E\lambda$ -переходов в средних и тяжелых ядрах заметно расфрагментирована. В связи с этим детальная информация о слабых состояниях, т.е. состояниях, характеризуемых небольшим значением  $B(E\lambda)$ , не может быть получена из данных  $(e, e')$ -реакции из-за радиационного хвоста основного состояния и близлежащих коллективных уровней. Напротив, ядерные реакции с адронными частицами (частицами, взаимодействующими с мишенью посредством ядерных сил), приводящие к возбуждению ядра порядка нескольких МэВ, в которых экспериментальные спектры представляют собой набор дискретных линий, не подвержены влиянию основного состояния, возникающего из различных физических процессов. Тем самым данные о распределении силы  $E3$ - и  $E4$ -переходов получены главным образом из рассеяния подобных частиц и в особенности из  $(p, p')$ -реакции [22–24]. С другой стороны, поскольку ядерное взаимодействие между частицами пучка и мишени включает в себя компоненты, относящиеся к протонной и нейтронной системам ядра, реакции с адронными частицами дополняют знания, получен-

ные в  $(e, e')$ -реакции, информацией о нейтронной компоненте возбужденных состояний атомных ядер.

В этом разделе мы проведем сравнение распределения силы переходов  $B(E\lambda)$  в цепочке изотопов  $^{142,144,146}\text{Nd}$ , предсказываемой КФМ и полученной с теми же самыми волновыми функциями возбужденных состояний, которые использовались в предыдущем разделе для расчета зарядовых переходных плотностей, с соответствующими экспериментальными данными. Экспериментальные данные были получены на циклотроне KVI (Гронинген) в реакции неупругого рассеяния протонов и дейтронов под разными углами с энергией, соответственно, 30,5 и 50,6 МэВ. В этих экспериментах было достигнуто энергетическое разрешение  $12 \div 15$  кэВ в  $(p, p')$  и  $15 \div 22$  кэВ в  $(d, d')$ -реакциях. Спин и четность возбужденных состояний определялись из сравнения поведения зависимости сечения реакции от переданного момента с расчетами в рамках метода связанных каналов, выполненными для различных значений переданного момента  $\lambda$ .

Результаты расчетов распределения силы приведенной вероятности изо-скалярных переходов, как функции энергии возбуждения в ядрах  $^{142,144,146}\text{Nd}$  для состояний различной мультипольности представлены на рис. 4. На этом же рисунке приведены также соответствующие экспериментальные данные, извлеченные из реакции неупругого рассеяния протонов и дейтронов. Экспериментальные результаты изображены в виде точек, а теоретические расчеты – в виде вертикальных пунктирных линий. С целью лучшего восприятия соответствия gross-структур в распределении силы переходов как экспериментальные, так и теоретические данные также представлены в виде силовых функций, полученных с профильной функцией в виде распределения Гаусса с шириной 200 кэВ. Поскольку мы детально обсудили структуру низколежащих возбужденных состояний в этих изотопах в предыдущем разделе, мы ограничимся здесь лишь комментариями общего характера относительно соответствия теоретических предсказаний и экспериментальных данных. Для изотопов  $^{144,146}\text{Nd}$ , помимо расчетов в рамках КФМ, были выполнены также расчеты в рамках модели взаимодействующих бозонов (МВБ-1) [25]. По мере обсуждения результатов мы рассмотрим также общие закономерности и различия в предсказаниях этих двух моделей ядра, учитывающих взаимодействие одно- и многофононных конфигураций.

Наиболее выраженные пики в энергетических спектрах соответствуют возбуждению состояний  $2^+$ ,  $3^-$  и  $4^+$ . Большая часть  $E2$ -силы сконцентрирована на  $2_1^+$ -состоянии с величиной  $B_S(E2)$ , возрастающей от 20 единиц Вайскопфа в  $^{142}\text{Nd}$  до 43 ед.В. в  $^{146}\text{Nd}$ . В смысле исчерпывания энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС) массовая зависимость результатов гораздо более слабая. На самом деле  $2_1^+$ -состояние во всех изотопах исчерпывает  $6 \div 7$  % ЭВПС, все остальные  $2^+$ -состояния ниже некоторой фиксированной

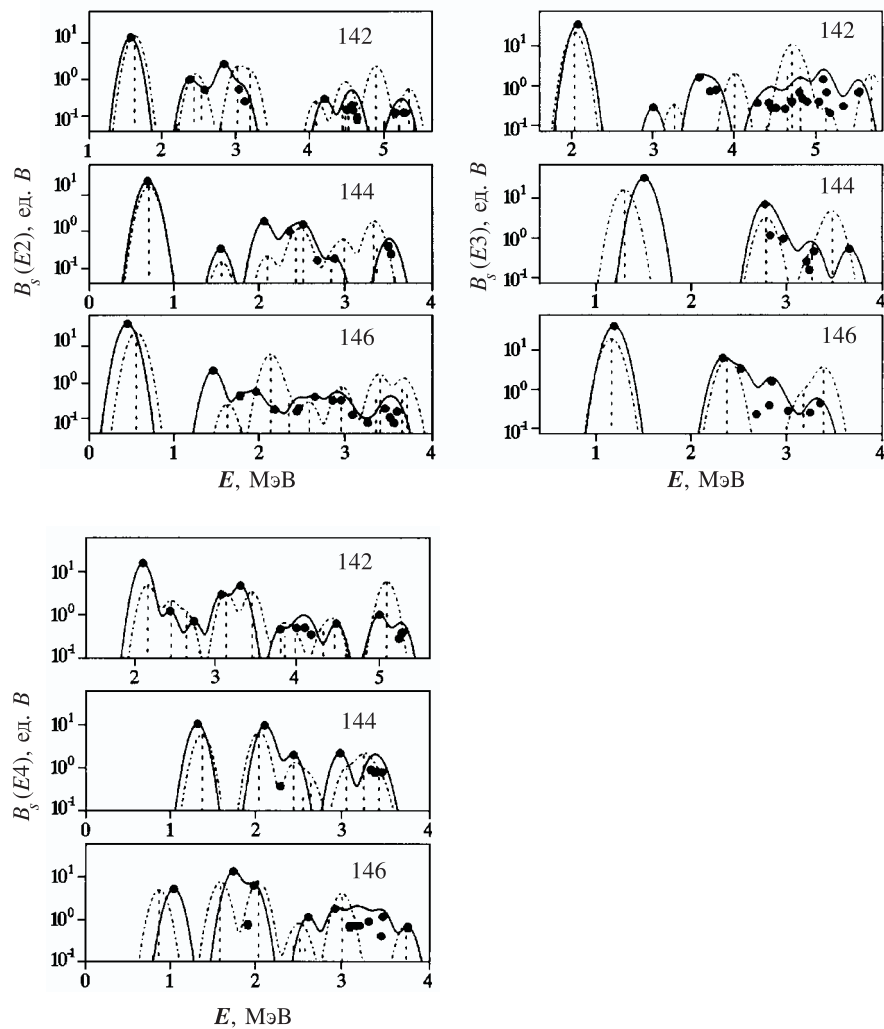


Рис. 4. Распределение силы изоскалярных  $E\lambda$ -переходов в изотопах  $^{142,144,146}\text{Nd}$  в единицах Вайскопфа. Экспериментальные результаты изображены в виде точек и сплошных линий; теоретические расчеты – в виде пунктирных линий (см. подробности в тексте)

энергии возбуждения  $E_{\Sigma}$  —  $4 \div 5$  % ЭВПС. Чтобы провести некоторую систематику для различных изотопов на эквивалентном энергетическом уровне, мы выбрали в качестве  $E_{\Sigma}$  величину, равную  $E(3_1^-) + 2,1$  МэВ.

В распределении силы  $E3$ -переходов также доминирует нижайшее  $3^-$ -состояние с вероятностью перехода от 34 ед.В. в  $^{142}\text{Nd}$  до 42 ед.В. в  $^{146}\text{Nd}$ . Процент истощения ЭВПС нижайшим  $3_1^-$ -состоянием уменьшается с 7 % в  $^{142}\text{Nd}$  до 5 % в  $^{146}\text{Nd}$ , а для других  $3^-$ -состояний ниже  $E_\Sigma$  возрастает с 1,2 до 3 %. Подобное поведение подтверждает результаты предыдущих исследований: при увеличении числа валентных частиц коллективность низколежащих состояний возрастает, и существенная часть октупольной силы переходит с нижайшего на следующие  $3^-$ -состояния. Это перераспределение силы происходит только между  $3_1^-$  и соседними октупольными состояниями, не включая более высоколежащие, как, например, низкоэнергетический октупольный резонанс. Теоретические расчеты дают простую интерпретацию этого явления: распределение силы  $E3$ -переходов при низких энергиях возбуждения полностью объясняется как результат фрагментации нижайшего  $3^-$ -фона или  $f$ -бозона в МВБ.

Распределение силы  $E4$ -переходов имеет гораздо более сложную структуру. Состояние  $4_1^+$  обладает наибольшей величиной  $B(E4)$  в  $^{142}\text{Nd}$ , в то время как в  $^{144}\text{Nd}$  эта величина сравнима с соответствующей величиной для второго и третьего  $4^+$ -состояния. В  $^{146}\text{Nd}$  нижайшее  $4^+$ -состояние уже в два раза слабее, чем следующее. Подобное поведение связано с эволюцией во взаимодействии одно- и двухфононных компонент в волновой функции  $4^+$ -состояний. Фрагментация  $4^+$ -уровней очень высока; во всех ядрах количество состояний с данным спином и четностью является наибольшим, что полностью соответствует теоретическим предсказаниям. Полная сила  $E4$ -переходов ниже  $E_\Sigma$  составляет примерно 2 % ЭВПС.

Экспериментальное распределение силы изоскалярных переходов в  $^{142}\text{Nd}$  и  $^{144}\text{Nd}$  находится в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями. Немного худшим, но все еще приемлемым, является согласие в  $^{146}\text{Nd}$ . Причиной ухудшения согласия являются трудности, связанные с усилением взаимодействия между одно-, двух- и трехфононными конфигурациями волновой функции при приближении к области переходных ядер. Эта проблема уже обсуждалась в предыдущем разделе.

В рамках МВБ хорошо воспроизводится сила только первого и второго возбужденных  $2^+$ -состояний, в то время как сила более высоколежащих существенно недооценивается. Это неудивительно, поскольку, как показывают расчеты в рамках КФМ, при энергиях выше 2 МэВ за силу  $E2$ -переходов ответственны другие, нежели  $2_1^+$ , однофононные конфигурации. Для МВБ это эквивалентно необходимости введения дополнительных  $d$ -бозонов.

Количество  $3^-$ -состояний с заметной величиной силы  $E3$ -переходов несколько ниже, чем в эксперименте, однако гросс-структура распределения хорошо воспроизводится в расчетах. Наиболее заметные недостатки расчета связаны с нижайшим  $3^-$ -состоянием, сила которого систематически недооценивается, причем эта недооценка носит прогрессивный характер при

продвижении по цепочке изотопов. Причина здесь в следующем. Замкнутая  $N=82$  оболочка влияет наиболее сильно на  $E3$ -переходы, поскольку из соображений спин-четности такие переходы запрещены внутри подоболочки. Эту проблему не удастся устранить простым изменением модельных параметров, используемых в расчете. На самом деле, с помощью параметров мы можем усилить коллективность нижайшей однофононной  $3^-$ -конфигурации и улучшить тем самым согласие с экспериментальными данными по силе  $E3$ -переходов, но это приведет к тому, что нижайшие  $2^+$ - и  $4^+$ -состояния будут иметь слишком малую энергию возбуждения. Этот эффект является результатом взаимодействия  $2_1^+$  однофононной конфигурации с двухфононной конфигурацией  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2^+}$ . Матричный элемент этого взаимодействия в изотопах неодима очень велик и сильно зависит от коллективности как одно-, так и двухфононной конфигурации. То же самое происходит и с состоянием  $4_1^+$ .

Для  $3^-$  возбужденных состояний наши расчеты и МВБ дают более-менее эквивалентное описание, что легко объяснимо. МВБ-1- $sd$  описывает низколежащие  $3^-$ -состояния как фрагментацию силы единственного  $f$ -бозона с примесью  $df$  или  $(sd \cdot sf)$ -конфигураций. Аналогично КФМ описывает те же состояния как фрагментацию нижайшей  $3^-$  однофононной компоненты в результате смешивания с двухфононными компонентами  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{3^-}$ ,  $[2_1^+ \otimes 5_1^-]_{3^-}$ ,  $[3_1^- \otimes 4_1^+]_{3^-}$ ,  $[3_1^- \otimes 6_1^+]_{3^-}$  и т. д.

Результаты сравнения теоретических расчетов, выполненных в КФМ и МВБ, с экспериментальными данными для распределения силы  $E4$ -переходов носят схожий характер с распределением силы квадрупольных переходов. МВБ-1- $sdg$  воспроизводит силу низколежащих  $4^+$ -состояний, но сильно недооценивает ее для энергий выше 2,2 МэВ. В целом согласие расчетов, выполненных в рамках КФМ, с экспериментальными данными значительно лучше. В наших расчетах распределение силы  $E4$ -переходов обусловлено нижайшими шестью  $4^+$  однофононными конфигурациями. Это снова является свидетельством необходимости введения дополнительных бозонов, имеющих более высокую энергию возбуждения, чем  $d$ - и  $g$ -бозоны.

#### 4. НИЗКОЛЕЖАЩИЕ $1^-$ -СОСТОЯНИЯ И $E1$ -ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ НИЗКОЛЕЖАЩИМИ СОСТОЯНИЯМИ

**4.1. Низколежащие  $1^-$ -состояния в сферических ядрах.** Низколежащие дипольные состояния в сферических ядрах характеризуются свойствами, в корне отличающимися от свойств низколежащих состояний других мультипольностей. Это связано с тем, что, в отличие от состояний с  $\lambda \geq 2$ , не существует коллективного низколежащего однофононного  $1^-$ -состояния, которое во многом определяло бы свойства распределения силы электромагнитных переходов данной мультипольности при малых энергиях возбуждения.



Точнее, подобное состояние представляет собой духовое состояние, соответствующее движению ядра как целого, и большое количество работ было посвящено проблеме корректного его исключения (см., например, [26]). В результате первые однофононные  $1^-$ -состояния появляются в расчетах при энергиях выше 5 МэВ и обладают практически чистой двухквaziчастичной природой. С другой стороны, двухфононные состояния, построенные из однофононных конфигураций  $2_1^+$  и  $3_1^-$ , возникают в энергетических спектрах при более низких энергиях возбуждения, особенно в ядрах с открытой оболочкой, в которых энергии первых  $2^+$ - и  $3^-$ -уровней сильно понижаются. Однако вероятность возбуждения двухфононных состояний коллективной природы  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$  в ядерных процессах сильно ослаблена одночастичной природой оператора перехода. Действительно, прямой переход на двухфононную, или  $2p2h$ -конфигурацию посредством одночастичного оператора внешнего поля является величиной следующего порядка малости по сравнению с переходом на однофононную, или  $1p1h$ -конфигурацию. В моделях, в которых возбужденные состояния трактуются на языке идеальных бозонов, подобный переход вообще запрещен. Принимая во внимание фермионную структуру фононов, как это делается в КФМ, прямой переход  $g.s. \rightarrow [2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$  становится возможным благодаря корреляциям в основном состоянии, но, конечно, он сильно подавлен [27]. Двухступенчатый процесс возбуждения  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$ -состояний еще более слаб, поскольку он включает матричный элемент  $E3$ -перехода.

Таким образом, электрические дипольные переходы при небольших энергиях возбуждения представляют собой специфический объект для исследования ядерной структуры. В этих исследованиях мы сталкиваемся с проблемой очень чувствительного баланса между слабыми матричными элементами основных компонент волновой функции, с одной стороны, и сильными матричными элементами  $E1$ -переходов на слабые примеси однофононных конфигураций, принадлежащих гигантскому дипольному резонансу, — с другой. Однако, несмотря на малые значения приведенной вероятности переходов  $B(E1, g.s. \rightarrow [2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-})$ , низколежащие  $1^-$ -состояния известны давно (см., например, [28–30]), и структура этих состояний была успешно интерпретирована, как имеющая двухфононную природу [27, 31, 32]. Но только появление современных высокоэффективных Ge-детекторов дало возможность зарегистрировать в эксперименте  $1^-$ -состояния при более высоких энергиях возбуждения.

Первые данные по изучению распределения силы  $E1$ -переходов по низколежащим  $1^-$ -состояниям были получены для полумагического изотопа  $^{140}\text{Ce}$  в реакции резонансного рассеяния фотонов [33]. Энергетический интервал 4,8–8,9 МэВ в  $^{140}\text{Ce}$  исследовался ранее в экспериментах с мечеными фотонами [34]. Однако из-за ограничений в энергетическом разрешении индивидуальные состояния не были выделены в упомянутом последнем эксперименте,

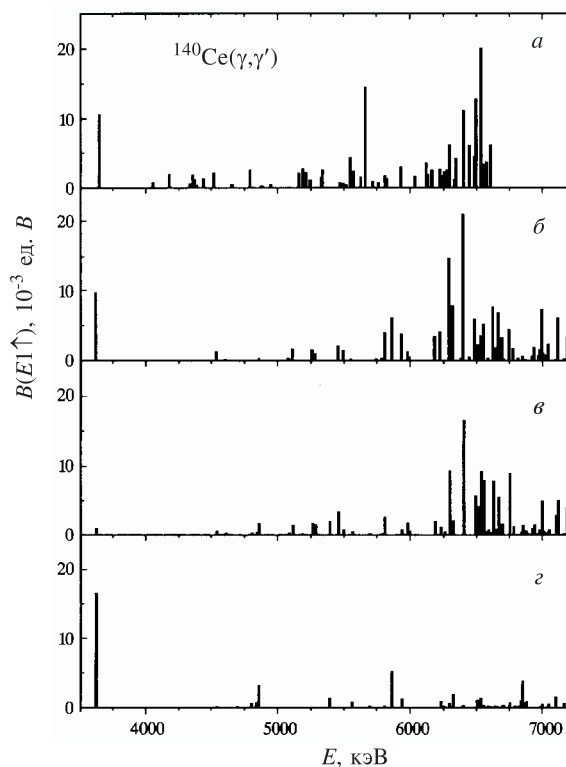


Рис. 5. *а*) Распределение силы  $B(E1)$ -переходов, полученное в эксперименте; *б–г*) результаты расчета с волновой функцией, содержащей одно-, двух- и трехфононные конфигурации; *в*) однофононная часть  $E1$ -переходов; *г*) двухфононная часть  $E1$ -переходов. Трехфононные конфигурации ответственны в этом расчете главным образом за фрагментацию

а лишь обнаружены гросс-структуры в сечении фотопоглощения, получившие название пигми-резонансов. Свойства пигми-резонансов изучались в рамках КФМ в расчетах силовой функции  $E1$ -переходов в рассматриваемой энергетической области, при этом  $1^-$ -состояния описывались волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные компоненты [35]. Конечно, применение метода силовой функции не позволяет получать информацию о структуре состояний, формирующих эти резонансы.

Эксперимент был выполнен с использованием тормозных гамма-квантов, полученных на линейном ускорителе S-DALINAC в Дармштадте. В нем была изучена область возбуждения до энергий порядка 6,7 МэВ. Извлеченное из эксперимента распределение силы  $B(E1)$ -переходов в  $^{140}\text{Ce}$  представле-

но на рис. 5,а. Следует отметить, что в данном эксперименте не удалось определить четность перехода, а только спин; таким образом, распределение, представленное на рис. 5,а, получено в предположении, что все возбуждаемые состояния являются  $1^-$ -состояниями. Вероятность того, что некоторые из них являются  $1^+$ -состояниями мы обсудим ниже.

В эксперименте зарегистрировано ранее известное состояние  $1_1^-$  с энергией 3,643 МэВ, являющееся  $1^-$ -компонентой двухфононного мультиплетта  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]$ , и значением  $B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) = (18, 2 \pm 2, 2) \cdot 10^{-3} e^2 \cdot \text{фм}^2$ . Было зарегистрировано  $1^-$ -состояние с энергией 5,66 МэВ, также известное ранее [36, 37]. С использованием известного отношения  $\Gamma_0/\Gamma = 0,95(5)$  из работы [36] для этого состояния была определена неожиданно большая сила  $E1$ -перехода с  $B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-) = (24, 8 \pm 4, 9) \cdot 10^{-3} e^2 \cdot \text{фм}^2$ . Кроме того, было обнаружено большое число более слабых переходов (в сумме 52 перехода) на состояния, ранее неизвестных.

Для анализа экспериментального распределения силы  $E1$ -переходов были выполнены расчеты с волновой функцией (7), содержащей одно-, двух- и трехфононные компоненты. Были рассчитаны волновые функции возбужденных состояний и вероятности перехода  $B(E1; 0^+ \rightarrow 1^-)$  и  $B(M1; 0^+ \rightarrow 1^+)$  в  $^{140}\text{Ce}$ . В расчет были включены все однофононные  $1^-$ -конфигурации до энергии 20 МэВ. Обычно влияние дипольного резонанса на низколежащие  $E1$ -переходы называют эффектом дипольной поляризации кора [38], и оно описывается введением эффективных зарядов  $E1$ -переходов. Поскольку все однофононные состояния, формирующие гигантский дипольный резонанс, были учтены явным образом, необходимости введения статической поляризуемости  $\chi$  в настоящих расчетах не возникает. В расчеты были включены двух- и трехфононные конфигурации, образованные из фононов натуральной четности с  $J^\pi = 1^- - 6^+$  до энергий возбуждения 9 МэВ. Поскольку плотность многофононных конфигураций сильно возрастает с энергией возбуждения, мы исключили из расчета те из них, которые не играют существенной роли в распределении силы  $E1$ -переходов до энергии возбуждения 7 МэВ.

Результаты расчета представлены на рис. 5,б. Согласие с распределением силы  $B(E1)$ -переходов в эксперименте, показанным на рис.5,а, весьма неплохое. Повторим еще раз, что в сферических ядрах в низкоэнергетической области отсутствуют коллективные однофононные  $1^-$ -конфигурации. Поэтому существуют три основных механизма для объяснения силы  $E1$ -переходов, полученной в эксперименте. Первым является влияние гигантского дипольного резонанса. В феноменологических подходах этот эффект описывается экстраполяцией его низкоэнергетического хвоста. В микроскопических теориях он рассматривается естественным путем, как результат связи одно- и двухфононных конфигураций. Поскольку гигантский дипольный резонанс расположен примерно на 10 МэВ выше рассматриваемой энергетической области, лишь очень малая часть его полной силы оказывается при энергиях в не-

сколько МэВ. Второй механизм связан с возбуждением неколлективных и слабо коллективизированных  $1^-$ -состояний, имеющих относительно небольшие значения величины  $B(E1)$ , но расположенных в изучаемой области. Последний механизм связан с прямым возбуждением двухфононных конфигураций из основного состояния. Хотя прямое возбуждение двухфононных конфигураций и представляет собой эффект следующего порядка малости по сравнению с возбуждением однофононных конфигураций, возбуждение некоторых коллективных конфигураций, и в особенности  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$ , играет существенную роль, так как два других механизма также дают малые значения силы  $E1$ -переходов.

Все эти механизмы возбуждения  $1^-$ -состояний были включены в расчет, результат которого представлен на рис. 5,б. Оператор  $E1$ -перехода состоит из двух членов, соответствующих возбуждению, соответственно, одно- и двухфононных компонент. Приведенная вероятность прямого электромагнитного возбуждения из основного состояния ядра  $|0_{g.s.}^+\rangle$  двухфононных состояний  $[\lambda_{i_1}^{\pi_1} \otimes \lambda_{i_2}^{\pi_2}]_{\lambda^\pi}$ , состоящих из  $i_1$ -фонона мультипольности  $\lambda^{\pi_1}$  и  $i_2$ -фонона мультипольности  $\lambda^{\pi_2}$ , в нашем подходе имеет вид

$$B(E\lambda; 0_{g.s.}^+ \rightarrow [\lambda_{i_1}^{\pi_1} \otimes \lambda_{i_2}^{\pi_2}]_{\lambda^\pi}) = (2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1) \left| \sum_{j_1 j_2 j_3 \tau} e_\tau^{(\lambda)} f_{j_1 j_2}^\lambda(\tau) v_{j_1 j_2}^{(-)} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \begin{matrix} \lambda_2 & \lambda_1 & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right\} \left( \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \varphi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} + \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \varphi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \right) \right|^2. \quad (20)$$

Наиболее простой способ вычислить матричный элемент перехода из основного состояния на двухфононное состоит в использовании разложения Марумори [39] для одночастичного фермионного оператора электромагнитного перехода  $a_{jm}^+ a_{j'm'}$  в бесконечную сумму бозонных (фононных) операторов.

Чтобы продемонстрировать роль каждого из механизмов возбуждения  $1^-$ -состояний и результат их интерференции в различных областях энергетического спектра, мы представили на рис. 5,в вклад однофононной и в части  $g$  — двухфононной компонент оператора  $E1$ -перехода в полное распределение  $E1$ -силы по набору тех же самых состояний, что и в части б.

Экспериментальные значения энергии и вероятности возбуждения состояния  $1_1^-$  в  $^{140}\text{Ce}$  полностью воспроизводятся в данном расчете. Интерференция между одно- и двухфононными компонентами этого состояния носит деструктивный характер. Расчет дает 85 % вклада  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_{1^-}$ -конфигурации в волновую функцию этого состояния.

Обнаруженная в эксперименте сила  $E1$ -переходов в районе 4,5 МэВ в расчете оказывается недооцененной. Коллективная двухфононная конфигурация  $[3_1^- \otimes 4_1^+]_{1^-}$ , расположенная приблизительно при этой энергии возбуж-

дения, имеет матричный элемент возбуждения из основного состояния гораздо слабее, чем  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]_1$ -конфигурация. С другой стороны, матричный элемент взаимодействия с однофононными конфигурациями, формирующими дипольный резонанс, недостаточно велик, чтобы примешать сколько-нибудь заметную часть его дипольной силы.

В области энергий  $E_x \approx 5,5 \div 6,5$  МэВ наблюдается существенная конструктивная интерференция между одно- и двухфононными компонентами, которая практически удваивает силу  $B(E1)$ -переходов в районе 6 МэВ по сравнению с чисто однофононной силой и является существенной для описания экспериментальных результатов.

Мы также рассчитали распределение силы  $M1$ -переходов до энергии возбуждения 7,5 МэВ. Основная часть силы связана с прямым возбуждением двухфононных конфигураций. Полная сила:  $\sum B(M1; 0_1^+ \rightarrow 1^+) = 0,87 \mu_N^2$ . Если пересчитать эту силу в величину сечения реакции неупругого рассеяния фотонов, эта суммарная  $B(M1)$ -величина соответствует менее чем 5 % от полного экспериментального сечения реакции, что дает некоторую оценку справедливости предположения о том, что все состояния со спином, равным единице, обнаруженные в эксперименте, имеют отрицательную четность.

**4.2. Возможность обнаружения  $2^+$ -компоненты двухфононного мультиплетта  $[3_1^- \otimes 3_1^-]$  в реакции с гамма-квантами.** Высокая эффективность нового поколения германиевых детекторов, продемонстрированная в эксперименте по распределению силы  $E1$ -переходов в низколежащей области, дала возможность предложить новый эксперимент по обнаружению  $2^+$ -компоненты двухфононного мультиплетта  $[3_1^- \otimes 3_1^-]$  в ядре  $^{208}\text{Pb}$ , используя  $(\gamma, \gamma')$ -реакцию [40].

Поиск двухфононных октупольных состояний в дважды магическом ядре  $^{208}\text{Pb}$  является одной из интереснейших проблем в физике структуры ядра и имеет достаточно длинную историю. В сферических ядрах, таких, как  $^{208}\text{Pb}$ , коллективные возбуждения ядерной поверхности формируют нижайшие моды возбуждения, хорошо описываемые в фононном подходе. В этом подходе естественным образом возникают мультиплеты многофононных состояний, расположенные при энергии, равной сумме энергий их фононных компонент. Изучение свойств подобных мультиплетов позволяет ответить на вопрос, насколько хорошо применима концепция гармонической картины в реальных ядрах. Энергетическое расщепление мультиплетов, кроме того, дает возможность рассмотреть роль эффектов, вызванных принципом Паули, и общие свойства, связанные с фонон-фононным взаимодействием.

Состояния, соответствующие двухфононным конфигурациям  $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{0^+, 2^+, 4^+}$ , хорошо известны во многих сферических ядрах. Имеются доказательства существования  $1^- - 5^-$  квинтиплетта  $[2_1^+ \otimes 3_1^-]$ -состояний в ядрах с замкнутой оболочкой и соседних с ними. В особенности это относит-

ся к  $1^-$ -компоненте этого мультиплета, селективно возбуждаемой в  $(\gamma, \gamma')$ -экспериментах (см. предыдущий раздел), и достаточно полная информация об этом мультиплете получена для ядра  $^{144}\text{Nd}$  [41]. С другой стороны, экспериментальные указания на существование  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{0^+, 2^+, 4^+, 6^+}$  мультиплета крайне скудны [42–46]. Два ядра,  $^{146}\text{Gd}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , являются наиболее подходящими кандидатами, поскольку их нижайшие возбужденные состояния имеют спин и четность  $3^-$ , тем самым члены этого мультиплета оказываются нижайшими по энергии состояниями двухфононной природы в соответствующих ядрах.

На первом этапе предположим, что смешивание одно- и двухфононных конфигураций в низкоэнергетической области пренебрежимо мало. Тогда  $E1$ -переход между двухфононным состоянием  $|2^+ \rangle = [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2^+}$  и однофононным состоянием  $3_1^-$ , так же, как и прямой распад двухфононного состояния  $|2^+ \rangle$  в основное состояние, запрещен в моделях, трактующих возбужденные состояния как идеальные бозоны. Только используя точные коммутационные соотношения между фононами и квазичастицами, т.е., принимая во внимание фермионную структуру фононов, мы получаем ненулевые значения этих переходов. Приведенная вероятность  $E2$ -распада двухфононного состояния  $|2^+ \rangle$  в основное состояние описывается выражением (20). Для приведенной вероятности  $E1$ -распада ( $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2^+} \rightarrow 3_1^-$ ) мы получаем выражение

$$\begin{aligned}
 B(E1) = & 171,5 \left| \sum_{j_1 j_2 j' j''} \langle j_2 \| M(E1) \| j_1 \rangle u_{j_1 j_2}^{(+)} \sum_J (-1)^J \begin{Bmatrix} j_2 & j_1 & 1 \\ j'' & j' & 3 \\ 3 & 3 & J \end{Bmatrix} \right. \\
 & \times e_{p(n)} \left[ \left( \psi_{j_1 j'}^{3_1^-} \psi_{j_2 j''}^{3_1^-} \psi_{j'' j'}^{3_1^-} + \varphi_{j_1 j'}^{3_1^-} \varphi_{j_2 j''}^{3_1^-} \varphi_{j'' j'}^{3_1^-} \right) \delta_{J,2} + \right. \\
 & \left. \left. + \left( \psi_{j_1 j'}^{3_1^-} \varphi_{j_2 j''}^{3_1^-} \varphi_{j'' j'}^{3_1^-} + \varphi_{j_1 j'}^{3_1^-} \psi_{j_2 j''}^{3_1^-} \psi_{j'' j'}^{3_1^-} \right) (2J+1) \begin{Bmatrix} 1 & 3 & 2 \\ 3 & 3 & J \end{Bmatrix} \right] \right|^2, \quad (21)
 \end{aligned}$$

где  $\langle j_2 \| M(E1) \| j_1 \rangle$  – приведенный матричный элемент электромагнитного перехода. Численный фактор в выражении (21) появляется, как результат факторов  $(2\lambda+1)$  фононных операторов, включенных в рассмотрение. В расчетах мы использовали значения эффективных зарядов  $e_{p(n)} = 1(0)$  и  $N/A(-Z/A)$ , соответственно, для  $E2$ - и  $E1$ -переходов.

Результаты расчета представлены в колонке I табл. 5. Вероятность  $B(E2)$ -возбуждения состояния  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2^+}$  из основного состояния примерно в 300 раз слабее известной из эксперимента величины  $B(E2)$  для нижайшего  $2^+$ -состояния. Расчет показывает заметный парциальный переход для распада этого состояния на нижайший  $3^-$ -уровень. Для последнего перехода существует также и коллективный  $E3$ -переход с большим матричным элементом

**Таблица 5.** Свойства возбуждения и распада  $2^+$ -компоненты двухфононного  $[3_1^- \otimes 3_1^-]$ -мультиплета в  $^{208}\text{Pb}$  (см. подробности в тексте)

	I (Ia, Ib)	II (IIa, IIb)
$B(E2, g.s. \rightarrow [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+}), e^2 \cdot \text{фм}^4$	10,4 (5,1, 17,7)	40,2 (19,0, 54,6)
$\Gamma_0(E2, [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rightarrow g.s.), \text{мэВ}$	6,58 (3,21, 11,2)	25,4 (12,0, 34,5)
$\Gamma_{3_1^-}(E1, [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rightarrow 3_1^-), \text{мэВ}$	14,0 (12,6, 17,0)	13,7 (12,9, 14,3)
$\Gamma_{3_1^-}/\Gamma_0$	2,13 (3,93, 1,52)	0,54 (1,08, 0,41)

$\langle 3_1^- || E3 || [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rangle$ , соответствующий аннигиляции фонона. Однако из-за высокой мультипольности его вклад в парциальную ширину распада пренебрежимо мал.

Рассматривая подобные слабые переходы, следует также принимать во внимание возможные слабые примеси других конфигураций, которые могут быть возбуждены посредством сильных коллективных переходов, разрешенных в бозонном пространстве. Для области двухфононного октупольного мультиплета в  $^{208}\text{Pb}$  такой конфигурацией очевидно является однофононная  $2_1^+$ -конфигурация, поскольку разница в энергии между этими конфигурациями лишь слегка превышает 1 МэВ. Смешивание различных конфигураций в волновой функции состояния  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+}$  было учтено посредством диагонализации модельного гамильтониана на базе волновых функций состояний  $2^+$ , имеющих вид

$$|\Psi_{2^+}\rangle = \left\{ \sum_i S_i Q_{2^+}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \frac{D_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} [Q_{\lambda_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 i_2}^+]_{2^+}}{\sqrt{1 + \delta_{\lambda_1, \lambda_2} \delta_{i_1, i_2}}} \right\} |\Psi_{g.s.}\rangle, \quad (22)$$

где  $i$  нумерует корни уравнения ПСФ для каждой мультипольности  $\lambda^\pi$ . В этом расчете были учтены все одно- и двухфононные (построенные из  $\lambda^\pi = 2^+, 3^-, 4^+$  фононов) конфигурации до энергии возбуждения 13 МэВ, т.е. включая изоскалярный квадрупольный резонанс. Результатом диагонализации являются энергетический спектр  $2^+$ -состояний и коэффициенты  $S_i$  и  $D_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}$ , отражающие, соответственно, вклад каждой одно- и двухфононной конфигурации в волновую функцию возбужденных состояний (22).

Соответствующие этому расчету вероятности переходов представлены в колонке II табл. 5. Расчет показывает пренебрежимо малый вклад изоскалярного квадрупольного резонанса в низкоэнергетической области, но вклад на

уровне нескольких процентов от однофононной конфигурации  $2_1^+$  в волновую функцию состояния  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+}$  увеличивает вероятность его возбуждения примерно в четыре раза. Ширина распада на состояние  $3_1^-$  при этом практически не изменяется, поскольку амплитуда матричного элемента  $E1$ -перехода  $\langle 3_1^- \| M(E1) \| 2_1^+ \rangle$  имеет тот же порядок величины, что и матричный элемент  $\langle 3_1^- \| M(E1) \| [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rangle$ .

Приведенная вероятность  $E1$ -распада  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rightarrow 3_1^-$  равна  $0,73 \cdot 10^{-3} e^2 \cdot \text{фм}^2$ . Эта величина находится в хорошем соответствии с экспериментальной величиной  $B(E1, [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rightarrow 3_1^-) = 0,95 \cdot 10^{-3} e^2 \cdot \text{фм}^2$  и  $1,20 \cdot 10^{-3} e^2 \cdot \text{фм}^2$  для возможных кандидатов, соответственно, в  $^{96}\text{Zr}$  [44] и  $^{144}\text{Sm}$  [46]. Неудивительно, что расчеты в  $^{208}\text{Pb}$  дают несколько меньшую величину для перехода, чем в более легких изотопах. Это связано с тем, что корреляции в основном состоянии, ответственные за матричный элемент перехода, являются более слабыми в дважды магическом изотопе свинца. Это утверждение подтверждается результатами тестового расчета величины этого перехода, выполненного в изотопе  $^{144}\text{Sm}$ . Они находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными из работы [46] и аналогичным расчетом в этом изотопе, выполненным в рамках теории ядерных полей [47].

Представленные расчеты являются наиболее чувствительными к коллективности состояния  $3_1^-$ , которая зависит от величины силового параметра остаточного взаимодействия. Чтобы оценить надежность предсказаний, мы провели дополнительные расчеты, в которых значение вероятности  $B(E3, g.s. \rightarrow 3_1^-)$  перехода, являющейся входной информацией в расчете для определения силы остаточного взаимодействия, искусственно варьировалось на  $\pm 30\%$  по отношению к экспериментальному значению. Результаты этих расчетов включены, соответственно, в колонки Ia, IIa и Ib, IIb табл. 5. Ширина  $\gamma$ -распада состояния  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+}$  в основное меняется при такой вариации силового параметра примерно в два раза, в то время как ширина распада на состояние  $3_1^-$  стабильна в пределах  $20\%$ .

Величины, представленные в табл. 5, могут быть легко пересчитаны в сечения  $(\gamma, \gamma')$ -реакции. Целью предлагаемого эксперимента является зарегистрировать переходы в основное и на возбужденное состояния и определить их спин по угловым корреляциям ( $0_{g.s.}^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0_{g.s.}^+$  и  $0_{g.s.}^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 3_1^-$ ) в измерении под двумя углами ( $90^\circ$  и  $130^\circ$ ). Основываясь на опыте предшествующих исследований [48], мы с определенностью можем сказать, что переход из двухфононного  $2^+$ -состояния на основное может быть легко измерен при использовании кластерного детектора для EUROBALL даже в наименее благоприятном случае (колонка Ia). Наблюдение перехода  $2^+ \rightarrow 3_1^-$ , имеющего примерно половинную энергию  $\gamma$ -перехода, более проблематично из-за резко растущего вклада фона реакции по направлению к низким энергиям  $\gamma$ -квантов в реакции ядерной резонансной флуоресценции.



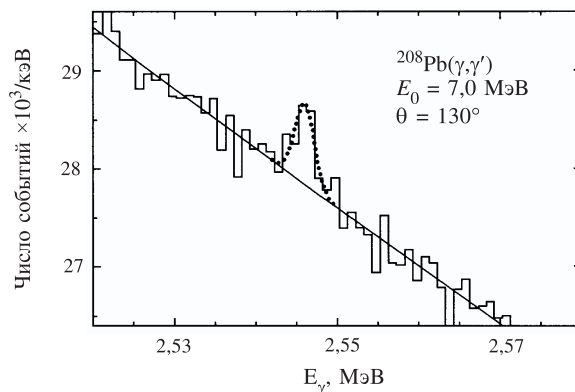


Рис. 6. Расчет по методу Монте-Карло спектра  $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$ -реакции под углом  $130^\circ$ . Статистика данных, представленных в виде гистограммы, соответствует эксперименту недельной длительности в условиях [48]. Фон реакции хорошо описывается экспоненциальной функцией (наклонная линия). Пик в сечении, соответствующий переходу  $B(E1, [3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rightarrow 3_1^-)$  (точки), описан в виде распределения Гаусса с амплитудой, нормированной на результаты расчета

Расчеты фона реакции, ожидаемого в эксперименте  $^{208}\text{Pb}(\gamma, \gamma')$  при граничной энергии тормозного спектра 7 МэВ, были выполнены по методу Монте-Карло с использованием программы GEANT [49]. Два кластера от EUROBALL были помещены под углами  $90^\circ$  и  $130^\circ$ , с использованием геометрии, аналогичной описанной в работе [48]. Поток фотонного пучка был нормирован так, чтобы он соответствовал эксперименту недельной длительности в экспериментальных условиях, описанных в работе [48]. Спектр фона основного состояния, после учета эффективности кластерных детекторов и их статистических флуктуаций, представлен на рис. 6 для интервала энергий фотона  $E_\gamma = 2,52 - 2,58$  МэВ. Он может быть описан простой экспоненциальной линией (наклонная линия). Эффект перехода  $[3_1^- \otimes 3_1^-]_{2+} \rightarrow 3_1^-$  с энергией фотона  $5,16 - 2,62 = 2,54$  МэВ показан в виде линии в форме Гаусса (точечная линия). Ее ширина взята из экспериментально определенного разрешения кластерного модуля, а высота нормирована на парциальную ширину распада из колонки II табл. 5. Мы можем заключить, что переход явно может быть отделен от фона реакции. В измерениях под углом  $90^\circ$ , несмотря на несколько худшее отношение пик/фон, это также справедливо в пределах  $3\sigma$ -ошибки.

## 5. СТРУКТУРА НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ И ФОТОВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРОВ

Проблема фотовозбуждения изомеров\* вызвала недавно новый повышенный интерес [50–54]. Основной причиной исследований в этой области явилось предложение использовать заселение или разрядку изомеров с помощью резонансного фотопоглощения как основной механизм управления  $\gamma$ -лазером [55]. Хотя эксперименты по фотовозбуждению изомеров имеют пятидесятилетнюю историю, удивительно мало известно о структуре состояний при промежуточных энергиях, называемых также активационными состояниями (АС), ответственных за заселение изомеров. Подробное изложение физических исследований, посвященных проблеме изомерных состояний, можно найти в обзоре [56].

В большинстве фотоактивационных работ исследовали либо низкоэнергетическую область ( $E \leq 2$  МэВ см. например, [57, 58]), либо область гигантских резонансов [59–61], в которых проверялись статистические свойства  $\gamma$ -распада и конкуренция с другими каналами распада. С другой стороны, эксперименты в промежуточной области энергий возбуждения выявили весьма интересные закономерности. Отметим, что именно эта энергетическая область является наиболее привлекательной в плане создания  $\gamma$ -лазера. Для сферических ядер упомянутые закономерности имеют следующий характер. Показано, что зависимость выхода изомера от граничной энергии спектра тормозного излучения имеет линейный характер на интервале энергий порядка 1 МэВ, затем наблюдается резкий излом и снова линейное поведение на широком интервале энергий. Это свидетельствует о том, что существуют некоторые АС, связанные достаточно простой схемой перехода на изомер. Достижение их резко увеличивает выход изомера, при этом, несмотря на относительно высокую плотность возбужденных состояний при этих энергиях возбуждения, количество АС весьма ограничено.

Процесс фотовозбуждения изомера через АС схематически представлен на рис. 7. Исследованию природы АС в изотопах  $^{79}\text{Br}$  [62],  $^{81}\text{Br}$  [63] и  $^{89}\text{Y}$  [64] посвящен настоящий раздел.

Начнем наше обсуждение с изотопа  $^{89}\text{Y}$ . Его привлекательность связана, в первую очередь, с тем, что для этого изотопа существуют экспериментальные данные не только по фотоактивации изомера, но и данные из реакции ядерной резонансной флуоресценции; совокупное рассмотрение этих данных представляет хорошую возможность для оценки надежности теоретических

---

\*Изомерами называют возбужденные состояния, расположенные вблизи основного состояния ядра, но сильно отличающиеся по величине полного момента. В результате распад изомера в основное состояние сильно подавлен высокой мультипольностью электромагнитного перехода, что выражается в относительно большом времени его жизни.



Рис. 7. Схематическое представление резонансного механизма, в котором изомер с энергией  $E_{\text{iso}}$  заселяется через состояния при промежуточной энергии (заштрихованная область). Промежуточные состояния характеризуются энергией возбуждения  $E_j$  и шириной распада  $\Gamma$ . Парциальные ширины  $b_0$  и  $b_{\text{iso}}$  описывают распад промежуточного состояния, соответственно, в основное состояние и на изомер. Величина  $b_{\text{iso}}$  является суммой всех неизвестных каскадов, посредством которых промежуточное состояние распадается на изомер через уровни, обозначенные пунктиром

предсказаний. Дело в том, что точность измерения энергии возбуждаемых уровней в реакции ядерной резонансной флуоресценции очень высока, в то время как в фотоактивационных экспериментах она составляет величину порядка 200 кэВ. Кроме того, как мы увидим ниже, сечения этих двух реакций связаны друг с другом. Изотоп  $^{89}\text{Y}$  также интересен своей полумагической природой. Ограниченность конфигурационного пространства облегчает выделение наиболее существенных моментов ядерной структуры. Кроме того, дополнительная информация из спектроскопических исследований [65] является доступной до относительно высоких энергий возбуждения. Основное состояние  $^{89}\text{Y}$  характеризуется спином и четностью  $J^\pi = 1/2^-$ , изомерное состояние с  $J^\pi = 9/2^+$  имеет энергию возбуждения  $E_{\text{iso}} = 0,909$  МэВ. Как у многих ядер из этой массовой области, распад изомера в основное состояние в  $^{89}\text{Y}$  связан с М4-переходом  $1/2^- \rightarrow 9/2^+$ .

Результаты расчета величины сечения фотовозбуждения  $(\sigma\Gamma)_0^i$  низколежащих состояний в изотопе  $^{89}\text{Y}$  и соответствующие экспериментальные данные из реакции ядерной резонансной флуоресценции представлены на рис. 8. Расчеты были выполнены с волновой функцией, содержащей квазичастичную и "квазичастица  $\otimes$  фонон" компоненты. Для расчета частичных уровней использовались фононы остова  $^{88}\text{Sr}$ , для дырочных уровней —  $^{90}\text{Zr}$ . Мы включили в расчет фононы натуральной четности мультипольности  $\lambda^\pi = 1^-, \dots, 6^+$  до энергии 12 МэВ, однако сами расчеты показали, что только коллективные  $2^+$ -фононы играют существенную роль для описания процесса фотовозбуждения до энергий порядка 5 МэВ, поскольку взаимодействие различных кон-

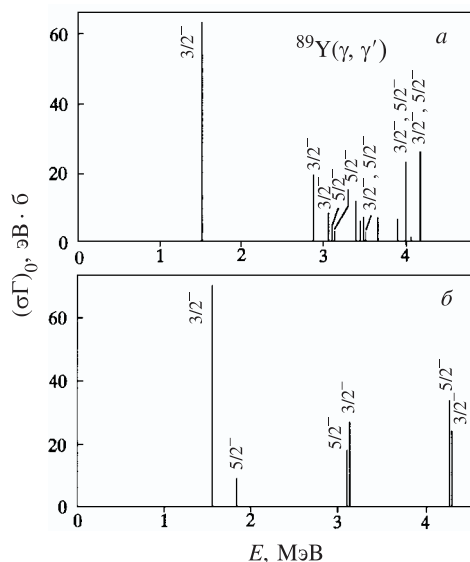


Рис. 8. Сравнение экспериментальных (а) сечений  $(\sigma\Gamma)_0$  в реакции  $^{89}\text{Y}(\gamma, \gamma')$  для распада в основное состояние с результатами расчета (б). Спин и четность для экспериментальных данных взяты из работы [65]

фигурций является достаточно слабым в этом ядре. Численные расчеты были выполнены с использованием программы PNOQUS [66].

Так как при фотовозбуждении заметный вклад в сечение реакции дают переходы малой мультипольности, мы рассчитали только спектры возбужденных состояний в  $^{89}\text{Y}$ , связанные с основным состоянием посредством  $E1$ -,  $E2$ - и  $M1$ -переходов. Мы обнаружили только шесть переходов с энергией ниже 4,5 МэВ, обладающих существенной величиной матричного элемента. Полученная степень фрагментации состояний заметно слабее, чем наблюдаемая в эксперименте, и причиной этого является ограничение модельного пространства. Однако, поскольку вклад многофононных конфигураций в сечение возбуждения пренебрежимо мал, основные черты результатов  $(\gamma, \gamma')$ -реакции могут быть объяснены уже на уровне однофононного приближения.

Два нижайших состояния в расчетах имеют энергию 1,540 и 1,838 МэВ и соответствуют хорошо известным нижайшим уровням с  $J^\pi = 3/2^-$  и  $5/2^-$ , которые, как было показано в работе [67], характеризуются, соответственно,  $p_{3/2}$  и  $f_{5/2}$  одночастичной природой. Результат расчета для уровня  $3/2^-$  величины  $(\sigma\Gamma)_0 = 70,2$  эВ·б находится в отличном согласии с экспериментом. Слегка завышенным оказывается коэффициент смешивания  $E2/M1$ :  $\delta = -0,254$  по сравнению с экспериментальным значением  $\delta = -0,139$ ,

что, по всей видимости, указывает на завышенную величину примеси конфигурации  $[p_{1/2} \otimes 2_1^+]_{3/2^-}$ , которая усиливает вклад  $E2$ -перехода. Состояние  $5/2^-$  возбуждается гораздо слабее и не обнаруживается в эксперименте. Из имеющихся данных [65] можно получить для него  $(\sigma\Gamma)_0 = 4,67$  эВ·б, что также неплохо соответствует настоящему расчету, являясь при этом величиной, меньшей флуктуации фона реакции.

Следующие переходы соответствуют группе практически вырожденных состояний, природой которых является спаривание квазичастичной конфигурации основного состояния с низколежащими коллективными квадрупольными фонами соседнего четно-четного ядра  $^{90}\text{Zr}$ , т.е. состояний, обладающих структурой  $[p_{1/2} \otimes 2_{1,3}^+]_{3/2^-, 5/2^-}$ . Следует отметить, что вырождение по энергии для этих состояний является результатом пренебрежения в расчете конфигурациями более высокой сложности, которое, скорее всего, будет устранено при учете двухфононных конфигураций. Состояние с энергией 3,147 МэВ и  $J^\pi = 3/2^-$  соответствует экспериментальному состоянию с энергией 2,881 МэВ и, возможно, состоянию с энергией 3,067 МэВ. По крайней мере, амплитуды сечений свидетельствуют в пользу этого сопоставления. Состояние  $5/2^-$  в расчете разумным образом можно сопоставить с группой состояний, расфрагментированных до энергии 3,5 МэВ. Состояния, образованные в результате спаривания с  $2_3^+$  однофононной конфигурацией, могут быть идентифицированы как экспериментальные уровни с энергией 3,992 и 4,170 МэВ.

Структура этих состояний указывает на то, что рождение квадрупольного фона ответственно за силу  $(\gamma, \gamma')$ -переходов. Соответственно переход  $1/2^- \rightarrow 3/2^-$  имеет преимущественно  $E2$ -природу. Нижайшее  $3/2^-$ -состояние также обладает некоторой силой  $M1$ -возбуждения из-за 8 % примеси одночастичной компоненты  $p_{1/2}$  волновой функции. Доминирование коллективных  $E2$ -переходов объясняет хорошее соответствие данным, полученным в реакции неупругого рассеяния нуклонов.

В эксперименте по фотоактивации изомера в  $^{89}\text{Y}$  были обнаружены два излома в зависимости выхода изомера от граничной энергии тормозного спектра. Эти изломы при энергии 2,9 и 4,0 МэВ свидетельствуют о том, что в рассматриваемом ядре на энергетическом интервале 2,2 ÷ 5,0 МэВ существуют только два АС, ответственные за фотовозбуждение изомера. Так как точность по энергии в фотоактивационных экспериментах невысока, это, в принципе, может также свидетельствовать о двух группах близлежащих состояний, неразрешенных в эксперименте, но прецизионные данные реакции ядерной резонансной флуоресценции отвергают эту возможность. Поскольку спектр  $(\gamma, \gamma')$ -реакции полностью объясняется  $M1$ - и  $E2$ -переходами, для полного изменения спина и четности  $\Delta J^\pi = 4^+$  при переходе на конечное изомерное состояние необходим двухступенчатый каскад, который включал бы  $E1$ -переход для изменения четности. На рис. 9 представлена схема избранных

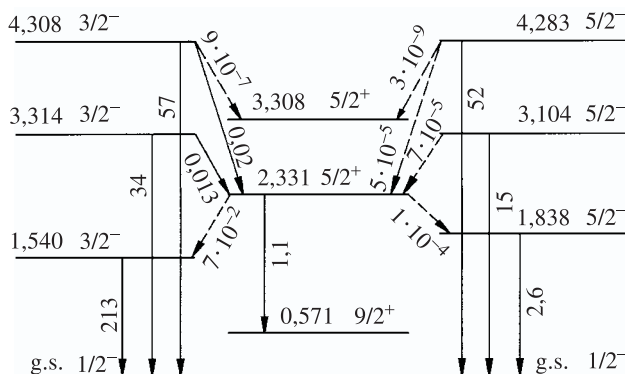


Рис. 9. Рассчитанная схема уровней и их распадных ширин для изотопа  $^{89}\text{Y}$ . Схема ограничена только состояниями, относящимися к описанию процесса фотовозбуждения изомера. Состояния  $3/2^-$  расположены слева, состояния  $5/2^-$  – справа, состояния  $5/2^+$  – в центре. Энергии состояний приведены в единицах МэВ, ширины распада – в единицах мэВ. Слабые переходы изображены пунктиром

уровней, возникающих в расчете и удовлетворяющих этому условию. Для первой ступени каскада распада на изомер мы ограничились состояниями  $5/2^+$ , и два из них были обнаружены в рассматриваемой энергетической области. Переходы из состояний  $3/2^-$  и  $5/2^-$  на промежуточные состояния с другими значениями спина и четности, которые также, в принципе, могут быть включены в процесс окончательного распада на изомер, настолько слабы по сравнению с переходом в основное состояние, что они были исключены из дальнейшего рассмотрения.

Если ширины частичного распада состояний  $3/2^-$  и  $5/2^-$  в основном сравнимы, наблюдается огромная разница в вероятности их участия в процессе заселения состояния  $5/2^+$ . Распад на состояние с большей энергией (3,308 МэВ) в модельном пространстве крайне слаб из-за практически чистой структуры  $[p_{1/2} \otimes 3_1^-]_{5/2^+}$  этого состояния и возможен только благодаря переходу  $2_1^+ \rightarrow 3_1^-$ , который, как нам известно из рассмотрения в предыдущих разделах, является переходом следующего порядка малости по сравнению с коллективным переходом однофононного обмена. Состояния с моментом и четностью  $3/2^-$  имеют небольшие, но заметные величины распада на нижайшее состояние  $5/2^+$ . Ширины распада состояний  $5/2^-$  на то же состояние  $5/2^+$  значительно слабее по сравнению с распадом состояний  $3/2^-$ , так как имеют матричный элемент  $E1$ -перехода примерно на порядок меньше. Нижайшее состояние  $5/2^+$  сильно связано с изомером посредством  $[g_{9/2} \otimes 2_1^+]$ -компоненты своей волновой функции, таким образом, переходы с состояний  $3/2^-$  являются механизмом, ответственным за заселение изомера.

Этот результат находится в полном согласии с экспериментальными данными, свидетельствующими о наличии только двух АС примерно равной силы, при этом в расчете хорошо воспроизводится энергетическое положение АС.

Мы провели также исследования процессов, ответственных за фотовозбуждение изомеров в ядрах с открытой оболочкой  $^{79,81}\text{Br}$ . Данные из реакции ядерной резонансной флуоресценции отсутствуют для этих изотопов, но, как мы увидим в дальнейшем, теоретические расчеты позволяют сделать достаточно однозначный вывод относительно структуры АС, ответственных за заселение изомера.

В изотопе  $^{81}\text{Br}$  выход изомера, как функция граничной энергии тормозного спектра, экспериментально был измерен в энергетическом интервале  $3 \div 4,2$  МэВ. В кривой выхода был обнаружен единственный излом при энергии  $(3,45 \pm 0,15)$  МэВ. Отсутствие данных из  $(\gamma, \gamma')$ -реакции не позволяет в этом случае с определенностью утверждать, имеем мы дело с одиночным АС или с группой близко расположенных уровней. Последнее также в принципе возможно, особенно принимая во внимание тот факт, что мы можем ожидать более сильную фрагментацию конфигураций в переходном ядре брома, нежели в изотопе  $^{89}\text{Y}$ .

Для определения структуры АС  $^{81}\text{Br}$  мы рассчитали спектр возбужденных состояний в энергетическом интервале  $3 \div 4,5$  МэВ с волновой функцией, содержащей квазичастичную и "квазичастица  $\otimes$  фонон" компоненты. Основным состоянием  $^{81}\text{Br}$  является уровень с квантовыми числами  $3/2^-$ . Поэтому был рассчитан спектр состояний с  $J^\pi = 1/2^\pm, 3/2^\pm$  и  $5/2^\pm$ , возбуждение которых из основного состояния ядра возможно посредством  $E1$ -,  $M1$ -или  $E2$ -компонент электромагнитного поля. Помимо энергии возбуждения и структуры возбуждаемых состояний мы также рассчитали сечения их фотовозбуждения из основного состояния ядра. Состояния, имеющие исчезающе малые величины сечения  $\sigma_{3/2^- \rightarrow J_f}$ , представлены в табл. 6. В таблице также приведены вклады квазичастичной ( $\alpha^+$ ) и основной "квазичастица  $\otimes$  фонон" ( $\alpha^+ Q^+$ ) компонент в структуру этих состояний.

Как показывают наши расчеты, в энергетическом интервале  $3,0 \div 4,5$  МэВ в  $^{81}\text{Br}$  расположены возбужденные состояния, характеризуемые малой примесью одноквазичастичной компоненты в нормировку волновой функции. Поэтому валентные переходы на эти состояния из основного состояния ядра сильно подавлены. Также подавленными являются и переходы с обменом коллективными фонанами, обладающие большими  $B(E(M)\lambda)$ . Причины подавления чисто энергетические. Коллективный  $2_1^+$ -фонон имеет слишком малую энергию для исследуемого энергетического интервала, в то время как  $1^+$ -фонон, формирующий  $M1$ -резонанс, расположен слишком высоко, так же, как и даже неколлективные  $1^-$ -фононы. Исключения составляют состояние с моментом и четностью  $J^\pi = 5/2^+$  и имеющее энергию возбуждения  $E_x = 3,18$  МэВ и в некоторой степени состояние с  $J^\pi = 1/2^+$  и

**Таблица 6. Возбужденные состояния  $^{81}\text{Вг}$  из энергетического интервала  $3 \div 4,5$  МэВ с наибольшими значениями сечения возбуждения из основного состояния  $\sigma_{3/2^- \rightarrow J_f}$  и вклад квазичастичной ( $\alpha^+$ ) и основной "квазичастица  $\otimes$  фонон" ( $\alpha^+ Q^+$ ) компонент в структуру этих состояний**

$J_f$	$E_x$ , МэВ	Переход	$\sigma_{3/2^- \rightarrow J_f}$ , мб · МэВ	$\alpha^+$	$\alpha^+ Q^+$
$5/2^+$	3,18	$E1$	0,375	$2d_{5/2}(12,9\%)$	$1g_{9/2}2_1^+(83,0\%)$
$1/2^+$	3,65	$E1$	0,094	$2s_{1/2}(4,34\%)$	$1f_{5/2}3_1^-(94,9\%)$
$3/2^+$	3,75	$E1$	0,002	$1d_{3/2}(2,11\%)$	$2f_{5/2}3_1^-(66,6\%)$
$5/2^+$	3,91	$E1$	0,007	$1d_{5/2}(0,49\%)$	$1f_{5/2}3_1^-(83,9\%)$
$1/2^-$	3,97	$E2$	0,002	$2p_{1/2}(0,01\%)$	$2p_{3/2}2_5^+(99,9\%)$
$3/2^-$	3,97	$E2$	0,005	$2p_{3/2}(0,01\%)$	$2p_{3/2}2_5^+(99,9\%)$
$3/2^-$	4,04	$M1$	0,043	$2p_{3/2}(0,38\%)$	$2p_{3/2}1_1^+(99,0\%)$
$1/2^-$	4,18	$M1$	0,014	$2p_{1/2}(0,78\%)$	$2p_{3/2}1_1^+(99,0\%)$
$3/2^-$	4,27	$M1$	0,002	$2p_{3/2}(0,21\%)$	$2p_{1/2}1_1^+(99,3\%)$
$3/2^+$	4,28	$E1$	0,003	$2d_{3/2}(0,97\%)$	$2p_{3/2}3_1^-(60,8\%)$
$5/2^+$	4,29	$E1$	0,018	$2d_{5/2}(0,46\%)$	$1p_{3/2}3_1^-(51,7\%)$

$E_x = 3,65$  МэВ, обладающие заметным вкладом квазичастичной компоненты в нормировку их волновых функций.

Остановимся более подробно на состоянии с  $J^\pi = 5/2^+$  и  $E_x = 3,18$  МэВ. Приведенная вероятность его возбуждения из основного состояния составляет  $0,03 e^2 \cdot \text{фм}^2$  и определяется исключительно валентным  $E1$ -переходом  $3/2^- \rightarrow 5/2^+$ . Удивительным для этого состояния является наличие заметной примеси одночастичной компоненты в его волновой функции. Одноквазичастичный уровень  $\pi(2d_{5/2})$  расположен значительно выше, в наших расчетах он имеет энергию 7,1 МэВ, но в результате взаимодействия квазичастичной и "квазичастица  $\otimes$  фонон" конфигураций часть силы этого уровня, и при этом заметная часть, выталкивается в область более низких энергий. Этот эффект наглядно представлен на рис. 10, на котором изображена фрагментация  $\pi(2d_{5/2})$  одноквазичастичной компоненты по состояниям с моментом и четностью  $J^\pi = 5/2^+$ . Низкоэнергетический пик в этом распределении и формирует АС, обнаруженное в эксперименте. Дополнительным аргументом (помимо большой величины сечения возбуждения  $\sigma_{J_i \rightarrow J_f}$ )



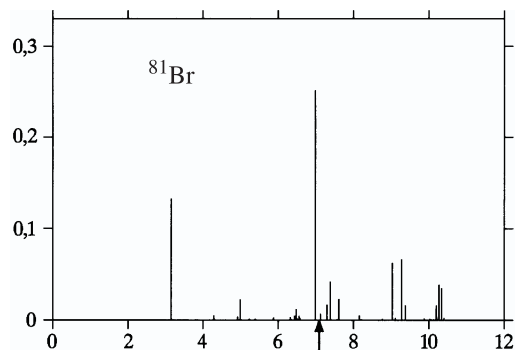


Рис. 10. Распределение силы квазичастичной компоненты  $\pi(2d_{5/2})$  по возбужденным состояниям с моментом и четностью  $J^\pi = 5/2^+$  в  $^{81}\text{Br}$ . Линия со стрелкой указывает положение одноквазичастичного уровня  $\pi(2d_{5/2})$

в пользу последнего утверждения служит основная, "квазичастица  $\otimes$  фонон" компонента, вклад которой в волновую функцию этого состояния превышает 80 %. Квазичастичная часть этой компоненты имеет квантовые числа  $9/2^+$ , и, таким образом, эта компонента связана посредством коллективного  $E2$ -распада с изомером  $9/2^+$ , выход которого регистрировался в эксперименте.

Рассмотрим теперь распад состояния с  $J^\pi = 5/2^+$  и  $E_x = 3,18$  МэВ на изомерное состояние  $9/2^+$ . В наших расчетах нижайшее  $9/2^+$ -состояние имеет энергию возбуждения, равную 1,63 МэВ, и состоит на 64 % из одноквазичастичной конфигурации  $1g_{9/2}$  и на 30 % из конфигурации  $[1g_{9/2} \otimes 2_1^+]_{9/2^+}$ . Экспериментальное значение для энергии изомера в  $^{81}\text{Br}$  равно 536 кэВ. Учет конфигураций типа "квазичастица  $\otimes$  2 фонов" на свойства низколежащих состояний в нечетных ядрах рассмотрен в работе [68]. Показано, что включение в рассмотрение сложных конфигураций существенно улучшает описание энергетического положения низколежащих уровней. В частности, их учет в  $^{81}\text{Br}$  приводит к понижению энергии нижайшего  $9/2^+$ -состояния до величины 0,87 МэВ, существенно приближаясь к экспериментальному значению, при этом положение АС  $5/2^+$  существенно не изменяется. Прямой переход между рассматриваемыми состояниями  $5/2^+$  и  $9/2^+$  идет на  $\sim 90$  % за счет обмена коллективным  $2_1^+$ -фононом и составляет  $B(E2 \downarrow) = 386 e^2 \cdot \text{фм}^4$ . Используя эту величину, можно оценить изомерное отношение, полагая, что в  $\Gamma_{\text{iso}}$  основной вклад дает прямой коллективный переход на изомерное состояние, а в  $\Gamma$  – переход в основное состояние, т.е.  $\Gamma = \Gamma_0$ . В этих предположениях получаем  $\Gamma_{\text{iso}}/\Gamma = 6 \cdot 10^{-2}$ . Оценка величины полного сечения образования ядра в изомерном состоянии через уровень  $5/2^+$  с  $E_x = 3,18$  МэВ с этим  $\Gamma_{\text{iso}}/\Gamma$  составляет 20 мкб·МэВ, что неплохо согласуется с экспериментальным значением 5 мкб·МэВ, принимая во внимание тот факт, что эксперименталь-

ное значение имеет погрешность порядка фактора 3, главным образом, из-за неопределенности в интенсивности пучка фотонов.

Что касается состояния с  $J^\pi = 1/2^+$  и  $E_x = 3,65$  МэВ, вероятность возбуждения которого всего в четыре раза меньше по сравнению с состоянием с энергией  $E_x = 3,18$  МэВ, его вклад в полное сечение фотовозбуждения изомера пренебрежимо мал из-за большой разницы по спине с изомером ( $\Delta J = 4$ ) и по структуре его волновой функции.

В изотопе  $^{79}\text{Br}$  картина фотовозбуждения изомера  $9/2^+$  очень напоминает аналогичную картину в соседнем изотопе  $^{81}\text{Br}$ . Расчет предсказывает наличие двух АС в энергетическом интервале  $0 \div 4$  МэВ. Первое состояние с моментом и четностью  $J^\pi = 7/2^-$ , расположенное при энергии возбуждения 1,1 МэВ, имеет волновую функцию

$$\Psi\left(\frac{7^-}{2}\right) = (0,34)2f_{7/2} + (0,85)[2p_{3/2} \otimes 2_1^+]_{7/2^-} + \dots \quad (23)$$

Возбуждение этого состояния происходит за счет коллективного  $2_1^+$ -фона, связывающего состояние (23) с основным состоянием ядра  $3/2^-$ . Его распад на изомер обусловлен валентным  $E1$ -переходом  $2f_{7/2} \rightarrow 1g_{9/2}$ . Экспериментально известен  $7/2^-$ -уровень с энергией 0,761 МэВ, а также уровень с энергией 1,8 МэВ, который, предположительно, имеет те же спин и четность. Предполагая, что состояние (23) (которое, естественно, будет фрагментировать при учете связи с более сложными конфигурациями) соответствует этим двум экспериментальным уровням, мы получаем очень хорошее согласие по абсолютной величине сечения фотовозбуждения изомера в области предельной энергии тормозного излучения до 2 МэВ с экспериментальными данными.

Сильное АС в районе 3,2 МэВ с  $J^\pi = 5/2^+$  является аналогом соответствующего состояния в  $^{81}\text{Br}$ , подробно обсуждавшегося выше. В  $^{79}\text{Br}$  его волновая функция имеет вид

$$\Psi\left(\frac{5^+}{2}\right) = (0,38)2d_{5/2} + (0,90)[1g_{9/2} \otimes 2_1^+]_{5/2^+} + \dots, \quad (24)$$

и его возбуждение и распад на изомер характеризуются противоположной природой по сравнению с состоянием (23): валентный  $E1$ -переход  $2p_{3/2} \rightarrow 2d_{5/2}$  при возбуждении и коллективный  $E2$ -распад на изомер.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре представлены теоретические исследования структуры низколежащих состояний в сферических ядрах, выполненных в рамках квазичастично-фононной модели ядра, и сравнение результатов расчетов с имеющимися современными экспериментальными данными, полученными в

различных ядерных реакциях. Детально изучено взаимодействие простых (однофононных) и сложных (многофононных) компонент волновых функций возбужденных состояний и изменение роли этого взаимодействия в определении свойств рассматриваемых состояний при переходе от ядер с замкнутой оболочкой к переходным ядрам. Продемонстрировано, что используемая модель описывает на хорошем количественном уровне большой объем современной экспериментальной информации о свойствах изучаемых состояний, полученных в различных ядерных реакциях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
3. Воронов В.В., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1380.
4. Ponomarev V.Yu. et al. — Nucl. Phys., 1979, v.A323, p.446.
5. Sandor R.K.J. — PhD Thesis, Free Univ. of Amsterdam, 1991.
6. Sandor R.K.J. et al. — Phys. Lett., 1989, v.B233, p.54.
7. Sandor R.K.J. et al. — Nucl. Phys., 1991, v.A535, p.669.
8. Perrino R. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A561, p.343.
9. Sandor R.K.J. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A551, p.378.
10. Lanen J.B.J.M. — PhD Thesis, Univ. of Utrecht, 1990.
11. Вдовин А.И., Стоянов Ч. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т.38, с.119.
12. Jones W.P. et al. — Phys. Rev., 1971, v.C4, p.580.
13. Karadjov D., Voronov V.V., Catara F. — Phys. Lett., 1993, v.B306, p.197; Journ. of Phys. G, 1994, v.20, p.1431.
14. Trache L. et al. — Nucl. Phys., 1989, v.A492, p.23.
15. Pignanelli M. et al. — Nucl. Phys., 1993, v.A559, p.1.
16. Götz U. et al. — Nucl. Phys., 1972, v.A192, p.1.
17. Wise J.E. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.2701.
18. Kim W. et al. — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.2290.
19. Kim W. et al. — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.2400.
20. Ponomarev V.Yu. et al. — Nucl. Phys., 1992, v.A549, p.180.
21. Grinberg M., Stoyanov Ch. — Nucl. Phys., 1994, v.A573, p.231.
22. Pignanelli M. et al. — Nucl. Phys., 1990, v.A519, p.567.
23. Pignanelli M. et al. — Nucl. Phys., 1992, v.A540, p.27.
24. Fujita Y. et al. — Phys. Rev., 1989, v.C40, p.1595.
25. Arima A., Iachello F. — Ann. of Phys., 1978, v.111, p.201.
26. Пятов Н.И., Базнат М.И., Саламов Д.И. — ЯФ, 1977, т.25, с.1155;  
Пятов Н.И., Базнат М.И. — ЯФ, 1979, т.30, с.1219.

27. **Воронов В.В., Кхоа Д.Т., Пономарев В.Ю.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, т.48, с.1846.
28. **Metzger R.F.** — Phys. Rev., 1976, v.C14, p.543.
29. **Swann C.P.** — Phys. Rev., 1977, v.C15, p.1967.
30. **Metzger R.F.** — Phys. Rev., 1978, v.C18, p.2138.
31. **Vogel P., Kocbach L.** — Nucl. Phys., 1971, v.A210, p.221.
32. **Pitz H.H. et al.** — Nucl. Phys., 1990, v.A509, p.587.
33. **Herzberg R.-D. et al.** — Phys. Lett., 1997, v.B390, p.49.
34. **Laszewski R.M. et al.** — Phys. Rev., 1986, v.C34, p.R2013.
35. **Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V.** — Nucl. Phys., 1978, v.A304, p.503.
36. **Wolf A. et al.** — Phys. Rev., 1972, v.C6, p.2276.
37. **Tenenbaum J., Moreh R., Nof A.** — Nucl. Phys., 1974, v.A218, p.95.
38. **Бор О., Мотгельсон Б.** — Структура атомного ядра. Пер. англ.: М.: Мир, т.2, 1977.
39. **Marumori T. et al.** — Prog. Theor. Phys., 1964, v.31, p.1009.
40. **Enders J. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A612, p.239.
41. **Robinson S.J. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.73, p.412.
42. **Kleinheinz P. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, p.1457.
43. **Lunardi S. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1984, v.53, p.1531.
44. **Molnár G. et al.** — Nucl. Phys., 1989, v.A500, p.43.
45. **Kusnezov D.F., Henry E.A., Meyer R.A.** — Phys. Lett., 1989, v.B228, p.11.
46. **Gatenby R.A. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C41, p.R414.
47. **Müller-Zanotti E. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C47, p.2524.
48. **von Brentano P. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1996, v.76, p.2029.
49. **Brun R. et al.** — Program GEANT3, CERN Report DD/EE/84-1, 1995.
50. **Abderson J.A. et al.** — Phys. Rev., 1988, v.C38, p.2838.
51. **Collins C.B. et al.** — Phys. Rev., 1990, v.C42, p.R1813.
52. **Carroll J.J. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C43, p.897.
53. **Carroll J.J. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C43, p.1238.
54. **von Neumann-Cosel P. et al.** — Phys. Lett., 1991, v.B266, p.9.
55. **Collins C.B. et al.** — J. Appl. Phys., 1982, v.53, p.4645.
56. **Гангрский Ю.П., Тончев А.П., Балабанов Н.П.** — ЭЧАЯ, 1996, т.27, с.1043.
57. **Booth E.C., Brownson J.** — Nucl. Phys., 1967, v.A98, p.529.
58. **Veres Á.** — At. Energy Rev., 1980, v.18, p.281.
59. **Биган З.М. и др.** — ЯФ, 1989, т.49, с.567.
60. **Джилавян Л.З. и др.** — ЯФ, 1990, т.51, с.215.
61. **Sáfár J. et al.** — Phys. Rev., 1991, v.C44, p.1086.
62. **Carroll J.J. et al.** — Phys. Rev., 1993, v.C48, p.2238.
63. **Ponomarev V.Yu. et al.** — Journ. of Phys. G, 1990, v.16, p.1727.
64. **Huber M. et al.** — Nucl. Phys., 1993, v.A559, p.253.
65. **Sieversf H.** — Nucl. Data Sheets, 1989, v.58, p.351.
66. **Стойнов Ч., Кхьюнг Ч.З.** — Препринт ОИЯИ, P4-81-234, Дубна, 1981.
67. **Stuirbank A. et al.** — Z. Phys., 1980, v.A297, p.307.
68. **von Neumann-Cosel P. et al.** — Z. Phys., 1995, v.A350, p.303.