

M4-ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР p -ОБОЛОЧКИ

Н.Г.Гончарова

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Дан обзор исследований высокоспиновых «вытянутых» состояний в легких ядрах. Результаты многочастичной модели оболочек, учитывающей взаимодействие частицы с кором, сравниваются с экспериментальными данными для $M4$ -переходов в ядрах p -оболочки. Обсуждаются распадные свойства, спектроскопические амплитуды и распределение по энергиям состояний, возникающих в результате $M4$ -переходов.

The studies of high-spin stretched states in light nuclei are reviewed. The results of particle core coupling approach of shell model are compared with experimental data for $M4$ -transitions in p -shell nuclei. The energy distribution, decay properties and spectroscopic amplitudes of the states excited by $M4$ -transitions are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение ядер в реакциях с различными пробными частицами промежуточных энергий многократно расширило номенклатуру наблюдаемых ядерных возбуждений. В круг объектов экспериментальных и теоретических исследований вошли новые ядерные состояния с высокими значениями спина, обнаружение которых было невозможно при малых переданных ядру импульсах. Наиболее интересными среди них оказались ядерные возбуждения с максимальным для данного $1\hbar\omega$ -перехода значением спина — так называемые «вытянутые» состояния.

Эвристическая ценность состояний максимального спина (СМС) проявилась в последние 8—10 лет в процессе их совместного исследования в реакциях с различными пробными частицами: (e, e') , (π, π') , (p, p') и (p, n) (см., например, [1]). На уровне входных возбуждений СМС формируются за счет перехода нуклона с полным моментом $j_1 = l_1 + 1/2$ в подоболочку с моментом $j_2 = l_2 + 1/2$, причем полный момент оператора возбуждения $J = J_{\max} = j_1 + j_2 = l_1 + l_2 + 1$ есть четное число. Четность оператора возбуждения отрицательна и равна $(-1)^L = (-1)^{J-1}$;

«вытянутые» состояния возникают за счет переходов MJ_{\max} . В ядрах с $J_0 = 0$ возбуждается только система состояний со спином J_{\max} . В ядрах с $J_0 \neq 0$ картина MJ_{\max} -возбуждений много сложнее, т.к. лишь состояния с $J = J_0 + J_{\max}$ могут возбуждаться исключительно за счет переходов MJ_{\max} . Состояния возбужденного ядра со спинами $J = J_0 + J_{\max} - 1, \dots, |J_0 - J_{\max}|$ заселяются в реакциях неупругого рассеяния не только путем MJ_{\max} -возбуждений, но и за счет других мультипольных возбуждений, например $E(J_{\max} - 1)$.

Впервые СМС было обнаружено в реакции (e, e') на ядре ^{12}C (4^- -состояние при энергии 19,6 МэВ) в Стенфорде [2]. Максимальный спин оператора возбуждения зафиксирован в ядре ^{208}Pb , где переходу $M14$ соответствует нейтронная частично-дырочная конфигурация $|i_{13/2}^{-1} j_{15/2}; 14^- \rangle$.

Интерес к исследованию СМС является следствием ряда их уникальных особенностей:

1) За возбуждение переходов MJ_{\max} ответственна только спиновая компонента нуклонного ядерного тока. Вклад конвекционного тока в возбуждение СМС равен нулю. При возбуждении СМС переворачивается не только спин нуклона, но и его орбитальный момент. Тот факт, что в приближении чисто нуклонного ядерного тока за возбуждение СМС отвечает спиновый оператор, делает эти состояния уникальным объектом исследования спиновых и спин-изоспиновых мод ядерных возбуждений. В этом отношении СМС могут служить источником более точной информации, чем $M1$ -резонансы, поскольку в формировании магнитных дипольных возбуждений участвует, хотя и в малой степени, конвекционный ядерный ток. Проблема поведения магнитных характеристик нуклонов в ядерной материи, поставленная исследованиями магнитных моментов и сил низших по спину магнитных резонансов, может быть решена путем изучения состояний, в возбуждении которых доминирует ядерный ток намагничения, т.е. гамов-теллеровских резонансов и «вытянутых» состояний максимального спина.

2) Эффективные сечения возбуждения СМС в реакциях с различными пробными частицами являются функциями одной и той же спиновой переходной плотности. Вследствие этого сравнительный анализ (e, e') -, (π, π') -, (p, p') -, (p, n) -реакций возбуждения СМС позволяет отделить эффекты ядерной структуры от особенностей динамики взаимодействия пробной частицы с ядром. Сопоставление данных нуклонных реакций с другими способами возбуждения СМС открывает возможность опреде-

ления величины тензорной компоненты нуклон-нуклонного взаимодействия при больших переданных импульсах.

3) Простота структуры входных возбуждений СМС и возможность извлечения спектроскопической информации из анализа реакций с электронами и мезонами делают «вытянутые» состояния объектом, на котором проверяются модельные приближения теории ядра.

Особые возможности проверки и усовершенствования теоретических моделей в случае СМС связаны с особенностями структуры соответствующих им входных возбуждений. Для самосопряженных ядер возбуждению СМС с данным изоспином соответствует единственная частично-дырочная конфигурация. Поэтому среди факторов, совместно влияющих на структуру и свойства мультипольных гигантских резонансов (МГР), в случае «вытянутых» состояний отсутствует один из наиболее существенных факторов — смешивание входных конфигураций. Этот факт дает возможность получения более надежных, чем прежде, оценок роли других факторов, воздействующих на свойства МГР. Большой интерес вызывает проблема соотношения нуклонных и нуклонных степеней свободы ядра в формировании МГР и, в частности, в подавлении сил мультипольных возбуждений. Проблема подавления сил МГР была поставлена еще исследованиями гигантского дипольного резонанса и широко обсуждалась в связи с подавлением сил магнитных резонансов низших спинов. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сил MJ_{\max} -переходов позволяет по-новому взглянуть на роль нуклонных степеней свободы в формировании сил МГР.

Настоящий обзор посвящен исследованиям высокоспиновых состояний, возникающих в результате $M4$ -переходов в ядрах p -оболочки.

В разд.1 рассмотрены возможности современных экспериментов на электронных и мезонных пучках в определении спектроскопических характеристик возбужденных состояний, возникающих в результате переходов MJ_{\max} .

Раздел 2 посвящен изложению варианта «частица — состояние конечного ядра» (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек, позволяющего получить единое описание МГР ядер с незамкнутыми оболочками. Результаты теоретических расчетов $M4$ -возбуждений ядер p -оболочки сопоставляются с особенностями распределения дырочного состояния по уровням конечных ядер.

В разд.3 рассмотрены парциальные характеристики состояний максимального спина ядер p -оболочки и проведено сравнение экспериментальных и теоретических результатов для $M4$ -возбуждений. Обсуждается проблема подавления силы $M4$ -переходов в ядрах p -оболочки.

В заключении подведены итоги исследований MJ -переходов и намечены перспективы усовершенствования микроскопического описания ядерных возбуждений.

1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ПЕРЕХОДОВ MJ_{\max} В РЕАКЦИЯХ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И АДРОНОВ

Неупругое рассеяние электронов на ядрах является надежным методом исследования возбужденных состояний атомных ядер, свободным от модельных предположений о динамике взаимодействия.

В случае рассеяния неполяризованного пучка электронов на неполяризованных ядрах эффективное сечение рассеяния связано со свойствами ядра-мишени через два формфактора — продольный (кулоновский) F_L и поперечный F_T [3, 4]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} = \frac{Z^2\sigma_M}{\eta_R} \left\{ \left(\frac{q_\mu^4}{q^4} \right) F_L^2(q, \varepsilon) + \left(\frac{1}{2} \frac{q_\mu^2}{q^2} + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right) F_T^2(q, \varepsilon) \right\}. \quad (1)$$

Здесь $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta / 2}{4\varepsilon_1^2 \sin^4 \theta / 2}$ — моттовское сечение рассеяния; $\eta_R = 1 + (2\varepsilon_1 \sin^2 \theta / 2) / M_T$ — фактор отдачи; M_T — масса ядра-мишени; θ — угол рассеяния. Переданный ядру импульс $\vec{q} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, где \vec{k}_1, \vec{k}_2 — импульсы падающего и рассеянного электронов; $q_\mu^2 = \vec{q}^2 - \varepsilon^2$, где $\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ — энергия возбуждения. Здесь и далее используется «естественная» система $\hbar = c = 1$; $1 \text{ фм}^{-1} = 197,33 \text{ МэВ/с}$. При возбуждении переходов MJ_{\max} $q \gg \varepsilon$ и $q_\mu^2 \cong q^2$.

Распределение плотности заряда в ядре влияет на эффективное сечение рассеяния электронов через продольный формфактор; зависимость сечения от распределения внутриядерного тока сосредоточена в поперечном формфакторе. Поскольку формфакторы зависят от q и ε , но не от угла рассеяния, построение графика функции сечения от θ при фиксированных q и ε (график Розенблюта) позволяет разделить вклады в сечение продольного и поперечного формфакторов. Измерение сечений при угле рассеяния 180° выделяет только поперечный формфактор:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon} \Big|_{\theta = 180^\circ} = \frac{Z^2\alpha^2}{4\varepsilon_1^2} \left(1 + \frac{2\varepsilon_1}{M_T} \right)^{-1} F_T^2(q, \varepsilon). \quad (2)$$

Поперечный формфактор является суммой мультипольных формфакторов EJ - и MJ -переходов:

$$F_T^2(q, \epsilon) = \sum_{J=1} \left\{ F_{EJ}^2(q, \epsilon) + F_{MJ}^2(q, \epsilon) \right\}. \quad (3)$$

Мультипольные формфакторы F_{EJ} и F_{MJ} не интерферируют, поскольку генерирующие их мультипольные операторы \hat{g}_{JM}^{el} и \hat{g}_{JM}^{mag} имеют противоположную четность: $(-1)^J$ для EJ и $(-1)^{J-1}$ для MJ . Мультипольный формфактор, соответствующий EJ - или MJ -переходу ядра из начального $|J_i, T_f, M_{T_f}, \alpha_i\rangle$ состояния в конечное $|J_f, T_f, M_{T_f}, \alpha_f\rangle$, является матричным элементом соответствующего оператора ранга J , включающего в себя оператор плотности ядерного тока $\hat{J}(\vec{r})$:

$$F_{EJ} = \frac{(4\pi)^{1/2}}{Z} (2J_i + 1)^{-1/2} |\langle J_f T_f M_{T_f} \alpha_f || \hat{J}_J^{el} || J_i T_i M_{T_i} \alpha_i \rangle|; \quad (4)$$

$$\hat{g}_{JM}^{el} = \frac{1}{q} \int d^3r [\vec{\nabla} \times j_J(qr) \vec{Y}_{J, J_1}^M(\Omega)] \hat{J}(\vec{r}); \quad (5)$$

$$F_{MJ} = \frac{(4\pi)^{1/2}}{Z} (2J_i + 1)^{-1/2} |\langle J_f T_f M_{T_f} \alpha_f || \hat{J}_J^{mag} || J_i T_i M_{T_i} \alpha_i \rangle|; \quad (6)$$

$$\hat{g}_{JM}^{mag} = \int d^3r j_J(qr) \vec{Y}_{J, J_1}^M(\Omega) \hat{J}(\vec{r}). \quad (7)$$

В (5), (7) $j_J(qr)$ — сферические функции Бесселя, \vec{Y}_{JL}^M — векторные сферические функции ($\vec{L} = \vec{J} + \vec{1}$):

$$\vec{Y}_{JL}^M = \sum_{m=-L}^L \sum_{\mu=0, \pm 1} (lm \ 1 \mu | JM) Y_{LM} \xi_{\mu}, \quad (8)$$

ξ_{μ} — орты циклического базиса.

Операторы (5) и (7) являются операторами не только в конфигурационном пространстве, но и в пространстве изоспина, представляя в последнем сумму изоскаляра и изовектора. Введя приведение по изоспину, имеем для мультипольных формфакторов

$$F_{KJ, T} = \frac{\sqrt{4\pi}}{Z} (2J_i + 1)^{1/2} (2T_f + 1)^{1/2} \langle T_i M_{T_i} T O | T_f M_{T_f} \rangle \times \\ \times \langle J_f T_f \alpha_f || \hat{B}_{J, T} || J_i T_i \alpha_i \rangle, \quad (9)$$

где \hat{B}_J имеет вид (5) для EJ - и (7) для MJ -формфакторов.

Плотность нуклонного ядерного тока складывается из плотности тока конвекции и тока намагничивания:

$$\hat{\mathbf{j}}(\vec{r}) = \hat{\mathbf{j}}^{\text{con}}(\vec{r}) + [\vec{\nabla} \times \hat{\boldsymbol{\mu}}(\vec{r})]. \quad (10)$$

Помимо нуклонных составляющих плотности тока, в ядерный ток должны также давать вклады ненуклонные степени свободы ядра; в рассматриваемом диапазоне переданных импульсов и энергий ненуклонные степени свободы проявляются в виде мезонных обменных токов (МОТ) [5].

В микроскопических моделях ядра расчет матричных элементов мультипольных операторов проводится в приближении точечных нуклонов, причем мультипольные операторы оказываются линейными комбинациями одночастичных операторов:

$$\hat{\mathbf{j}}_{JM}^{\text{el}} = \frac{q}{2M} \sum_i \{ \hat{\mu}_i j_J(qr_i) |Y_J \times \vec{\sigma}_i|_{JM} + \frac{2e_i}{q} \left[\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) |Y_{J-1} \times \vec{\nabla}_i|_{JM} - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_i) |Y_{J+1} \times \vec{\nabla}_i|_{JM} \right] \}. \quad (11)$$

$$\hat{\mathbf{j}}_{JM}^{\text{mag}} = \frac{iq}{2M} \sum_i \{ \hat{\mu}_i \left[\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) |Y_{J-1} \times \vec{\sigma}_i|_{JM} - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_i) |Y_{J+1} \times \vec{\sigma}_i|_{JM} \right] - \frac{2e_i}{q} j_J(qr_i) |Y_J \times \vec{\nabla}_i|_{JM} \}. \quad (12)$$

В (11), (12) \hat{e}_i и $\hat{\mu}_i$ — операторы в пространстве изоспина:

$$\hat{e}_i = e_0 + e_1 \hat{\tau}_{3i} = \frac{1 + \hat{\tau}_{3i}}{2}; \quad \hat{\mu}_i = \mu_p + \mu_n \hat{\tau}_{3i} = \frac{\mu_p + \mu_n}{2} + \frac{\mu_p - \mu_n}{2} \tau_{3i}, \quad (13)$$

μ_p, μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах, M — масса нуклона.

Конечные размеры нуклона учитываются в расчетах, как правило, путем введения в правую часть формул (4), (6), (9) формфакторов f_{SN} , приближенно отражающих рост влияния размеров нуклона на функцию отклика ядра при увеличении переданного ядру импульса. Часто используется следующий вид формфактора конечных размеров нуклона [6]:

$$f_{SN} = (1 + q^2/q_N^2)^{-1}, \quad q_N = 855 \text{ МэВ}. \quad (14)$$

Если в качестве волновых функций начального и конечного ядерных состояний используются функции модели оболочек, зависящие от 3А пространственных координат, в выражение для формфакторов вводится также поправка f_{CM} , учитывающая движение центра масс ядра. Если в качестве волновых функций нуклонов выбраны волновые функции в потенциале трехмерного гармонического осциллятора (ВФГО), то

$$f_{CM} = \exp \left[\frac{1}{A} \left(\frac{qb}{2} \right)^2 \right], \tag{15}$$

b — параметр осциллятора.

Формализм расчета мультипольных формфакторов, кратко изложенный в данном разделе, построен с помощью борновского приближения с плоскими волнами. Чем выше заряд ядра-мишени, тем бóльшие искажения испытывают электронные волны в поле ядра; расчет сечений следует проводить в приближении, учитывающем эффект искажения. Для легких ядер искажения невелики, поэтому сравнение результатов расчета с плоскими волнами проводят, сдвигая экспериментальные точки вверх по оси переданных импульсов, поскольку кулоновское притяжение ускоряет падающий электрон и фокусирует электронную волну:

$$q \rightarrow q_{eff} = q \left(1 + \frac{3\alpha Z}{2\epsilon_1 R} \right), \tag{16}$$

где R — радиус ядра-мишени. Как правило, экспериментальные данные, полученные в ходе (e, e')-рассеяния, указывают для значений q_{eff} .

Мультипольные операторы \hat{J}_{JM}^{el} и \hat{J}_{JM}^{mag} , ответственные за электровозбуждение EJ - и MJ -переходов, являются линейными комбинациями произведений операторов, зависящих от пространственных и спин-угловых переменных и изоспина:

$$\hat{B}_{JM_J} = \sum_{i,T} \hat{O}_{JM_J, TM_T}(i) \hat{\tau}_{M_T}^T(i), \tag{17}$$

где \hat{O} — тензорный оператор ранга J с возможной параметрической зависимостью от T и M_T ; $\tau^0 = 1, \tau^1 = \vec{\tau}$ — операторы в пространстве изоспина. Удобно провести отделение матричных элементов одночастичных тензорных операторов от спектроскопических особенностей состояний конкретных ядер; характеристикой отклика конкретного ядра на одночастичное мультипольное возбуждение является мультипольная спектроскопическая амплитуда. В литературе есть несколько различных определений спектроскопических амплитуд [7]:

$$\begin{aligned} & \hat{\mathcal{Z}}_{J, TM_T}(j_f j_i) = \\ & = (2J+1)^{1/2} (2J_i+1)^{-1/2} \langle J_f T_f M_{T_f} \alpha_f \| [a_f^+ \times a_i]_{J, TM_T} \| J_i T_i M_{T_i} \alpha_i \rangle, \end{aligned} \quad (18)$$

либо

$$S_{J, TM_T} = \langle J_f T_f M_{T_f} \alpha_f \| [a_f^+ \times a_i]_{J, TM_T} \| J_i T_i M_{T_i} \alpha_i \rangle. \quad (19)$$

a^+ , a — операторы рождения и поглощения, причем

$$\begin{aligned} & [a_f^+ \times a_i]_{JM_f, TM_T} \equiv [a_{j_f m_f t_{zf}}^+ \times a_{j_i m_i t_{zi}}]_{JM_f, TM_T} = \\ & = \sum_{t_{zf} t_{zi}} \sum_{m_f m_i} (-1)^{1/2-t_{zi}} \langle \frac{1}{2} t_{zf} \frac{1}{2} - t_{zi} | TM_T \rangle (-1)^{j_i - m_i} \times \\ & \quad \times \langle j_f m_f j_i - m_i | JM_f \rangle a_{j_f m_f t_{zf}}^+ a_{j_i m_i t_{zi}}. \end{aligned} \quad (20)$$

В дальнейшем будут обсуждаться, главным образом, (e, e') - и (π, π') -реакции, сохраняющие заряд ядра. Поэтому индекс $M_T = 0$ будет опущен. Связь спектроскопических амплитуд с $M_T = 0$ и амплитуд с $M_T = \pm 1$ определяется отношением соответствующих коэффициентов векторного сложения:

$$\hat{\mathcal{Z}}_{M_T = \pm 1} = \frac{\langle T_i M_{T_i} 1 \pm 1 | T_f M_{T_f} \rangle}{\langle T_i M_{T_i} 1 0 | T_f M_{T_f} \rangle} \hat{\mathcal{Z}}_{M_T = 0}. \quad (21)$$

Из определения (18) следует правило сумм:

$$\sum_{J_f \alpha_f} \hat{\mathcal{Z}}_{J, T=0}^2 = 1, \quad (22)$$

$$\sum_{J_f \alpha_f T_f = \vec{T}_i + \vec{1}} \hat{\mathcal{Z}}_{J, T=1}^2 = 1. \quad (23)$$

Приведенный матричный элемент оператора (17) в пространстве ядерных волновых функций может быть выражен через спектроскопические амплитуды и матричные элементы одночастичных операторов в пространстве волновых функций нуклонов*:

*Используется определение приведенного матричного элемента

$$\langle j_1 m_1 | \hat{O}_{JM} | j_2 m_2 \rangle = \frac{\langle j_2 m_2 JM | j_1 m_1 \rangle}{\sqrt{2j_1 + 1}} \langle j_1 | \hat{O}_J | j_2 \rangle.$$

$$\begin{aligned} & \langle J_f M_{T_f} T_f \alpha_f \parallel \hat{B}_{J,T} \parallel J_i T_i M_{T_i} \alpha_i \rangle = \\ & = \sum_{i,i,j_i} \langle j_f \parallel \hat{O}_J(i) \parallel j_i \rangle \sqrt{2} (2J_1 + 1)^{1/2} \mathfrak{Z}_{J,T}(j_f j_i). \end{aligned} \quad (24)$$

Оператор O_{JM_J} содержит как радиальные, так и спин-угловые переменные. Спиновая и угловая зависимости матричных элементов операторов оказывается общей для целого ряда ядерных реакций, в то время как радиальная зависимость связана с динамикой конкретной реакции [8]. Мультипольным возбуждениям ядер в электромагнитных взаимодействиях соответствуют три типа операторов:

$$\begin{aligned} O_{JM_J} &= f_J(r) Y_{JM_J}(\Omega), \\ O_{JM_J} &= f_J(r) [Y_L \times \vec{\nabla}]_{JM_J}, \\ O_{JM_J} &= f_J(r) [Y_L \times \vec{\sigma}]_{JM_J}. \end{aligned} \quad (25)$$

Возбуждениям MJ_{\max} отвечают только операторы третьего типа. При $L = J - 1$ в формуле (12) остается только один член:

$$\hat{f}_J^{\text{mag}} = \frac{iq}{2M} (\mu_0 + \mu_1 \hat{\tau}_3) \left\{ \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr) [Y_{J-1} \times \vec{\sigma}]_J \right\}. \quad (26)$$

Поперечный формфактор неупругого рассеяния электронов на 180° , соответствующий возбуждению переходов MJ_{\max} , оказывается функцией спиновой переходной плотности

$$\rho_J^S(q) = \langle j_f \parallel j_{J-1}(qr) [Y_{J-1} \times \vec{\sigma}]_J \parallel j_i \rangle. \quad (27)$$

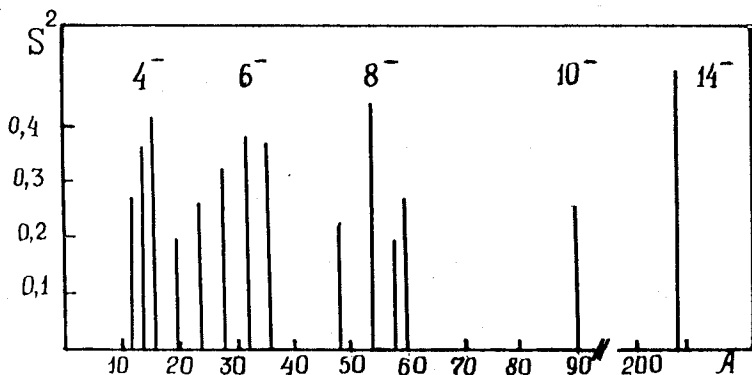
Зависимость формфактора от спектроскопических амплитуд и спиновой переходной плотности особенно проста для ядер с $J_0 = 0$:

$$F_T^2(q) = \frac{4\pi}{Z^2} f_{SN}^2 f_{CM}^2 (J+1) \left| \frac{q}{2M} \sum_{T=0,1} \sqrt{2} \mu_T \mathfrak{Z}_{JT} \rho_J^S(q) \right|^2. \quad (28)$$

Систематическое исследование МГР основано на использовании нуклонных волновых функций в потенциале трехмерного гармонического осциллятора (ВФГО). Использование ВФГО в расчете (28) приводит к следующей зависимости формфактора от переданного ядру импульса:

$$F_T^2(q) \sim q^{2J} \exp(-b^2 q^2/2). \quad (29)$$

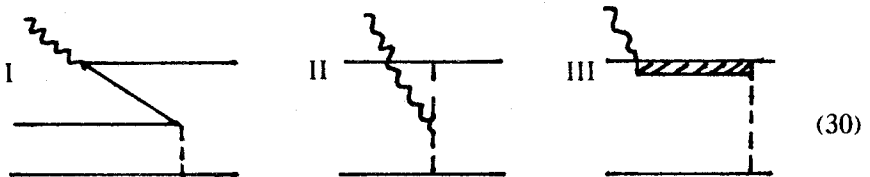
Поскольку $(\mu_0/\mu_1) = 0,187$, в неупругом рассеянии электронов доминируют изовекторные переходы. Сравнение теоретических расчетов, вы-

Рис.1. Распределение $S^2 = F_T^2 / (F_T^2)_{\text{ПМ}}$ [1,9]

полненных с помощью частично-дырочной модели MJ_{max} -возбуждений, с экспериментальными данными показало, что формула (29) воспроизводит поведение экспериментального формфактора вплоть до переданных импульсов около $2,5 \text{ фм}^{-1}$. Однако теоретические оценки сильно завышают значение формфакторов: соотношение $S^2 = F_{\text{exp}}^2 / F_{\text{ПМ}}^2$, где $F_{\text{ПМ}}$ — MJ_{max} -формфактор, рассчитанный в «предельной» частично-дырочной модели, значительно меньше единицы (рис.1). На рис.1 приведены лишь некоторые оценки S^2 , позволяющие проиллюстрировать особенности распределения этого соотношения. Фактор S^2 зависит не только от заполнения подоболочки, из которой происходит переход нуклона, но и от заполнения более высокой подоболочки с тем же орбитальным моментом, нуклоны которой не участвуют в формировании входных MJ_{max} -возбуждений. Зависимость S^2 (и, соответственно, формфактора MJ_{max} -перехода) от заполнения подоболочки следует из тенденции роста S^2 в пределах p -оболочки для указанных на рис.1 состояний 4^- в ядрах ^{12}C , ^{14}C (состояние 4^- , $T = 2$ при 24,4 МэВ) и ^{16}O (4^- , $T = 1$ при 18,98 МэВ). Аналогичный рост S^2 наблюдается при заполнении подоболочки $1d_{5/2}$ при формировании состояния 6^- , $T = 1$ (ядра ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si). Дальнейшее наращивание числа нуклонов в $1d - 2s$ -оболочке приводит к значительной фрагментации силы Мб-перехода: в ядре ^{32}S в эксперименте (e, e') [10] было обнаружено 9 состояний, формфакторы которых имеют характерную для Мб зависимость от переданного импульса. Величина

F_T^2 даже для самого интенсивного из этих состояний примерно втрое меньше F_T^2 для состояния $6^-, T = 1; E = 14,36$ МэВ ядра ^{28}Si , но сумма всех формфакторов состояний $6^-, T = 1$ ядра ^{32}S составляет 0,71 от $F_{\text{ПМ}}^2$, в то время как для ^{28}Si это соотношение равно всего 0,31. Следует отметить, что в измерениях распределения мультипольных сил ^{28}Si в [11] уровни 6^- с малой интенсивностью могли быть пропущены, в то время как в недавнем эксперименте [10] в NIKHEF были с высоким разрешением идентифицированы даже слабые пики (e, e')-сечения. Еще ярче роль нуклонов-спектаторов в ядрах $1d - 2s$ -оболочки проявляется в том факте, что в ядре ^{40}Ca измерение (e, e')-сечений не позволило пока обнаружить сколько-нибудь заметную интенсивность состояний $6^-, T = 1$. В реакции перезарядки (p, n) [12, 13] уровень 6^- в ядре ^{40}Ca обнаружен, однако его интенсивность очень мала. Для ядер с валентной $1f$ -оболочкой выявлена значительная фрагментация $M8$ -переходов [14—18]. Для тяжелых ядер наблюдаемая фрагментация СМС не столь велика, как для средних ядер, одновременно и оценки S^2 для них выше.

Отраженное на рис.1 соотношение между экспериментальным значением силы MJ_{max} -перехода и его теоретической оценкой — так называемое подавление силы — характерно и для МГР других мультипольностей. В связи с эффектом подавления сил гамов-теллеровских резонансов широко обсуждалась гипотеза перераспределения силы перехода по оси энергий за счет вклада ненуклонных степеней свободы ядра — в случае гамов-теллеровских резонансов основную роль, как предполагается [19], играет возбуждение Δ -изобары в ядрах. Для MJ_{max} -переходов роль ненуклонных степеней свободы исследовалась рядом авторов [20, 21, 22], причем учитывались вклады трех типов диаграмм:



Результаты этих оценок суммированы на рис.2, где показано соотношение $(F_\sigma + F_I + F_{II})^2 / F_\sigma^2$ и $(F_\sigma + F_I + F_{II} + F_{III})^2 / F_\sigma^2$ для переданного импульса $1,8 \text{ фм}^{-1}$ [20—22]. Вклад диаграммы III, т.е. возбуждения Δ -изобары, учтен в работе [22]. На рис.3 показаны вклады разных диаграмм в формфактор для состояния $4^-, T = 1$ ядра ^{14}C по данным [23].

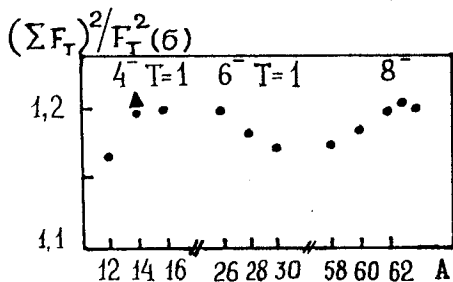
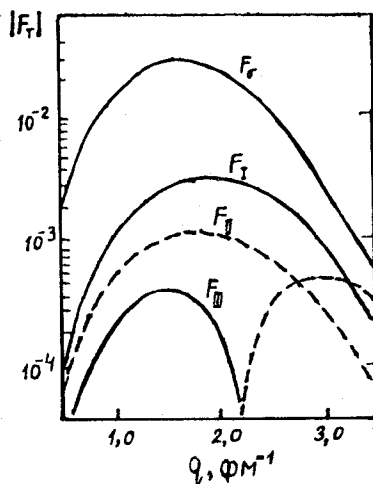


Рис.3. Вклады MOT в $M4$ -формфактор состояния 4^- , $T=1$ ядра ^{14}C [22,23]. Штриховой линией указаны вклады со знаком, противоположным знаку спинового формфактора

Рис.2. Усиление поперечных формфакторов СМС за счет MOT [20,21]



Формфакторы, изображенные штриховой линией, имеют знак, противоположный знаку спинового формфактора (28), сплошной линией изображены $F_T(\sigma)$ и формфакторы, имеющие тот же знак. В итоге учет MOT для MJ_{\max} -переходов не снимает, а обостряет проблему подавления: теоретическое значение формфактора возрастает при учете MOT на 15—20%.

Важный аспект изучения СМС связан с тем фактом, что за их возбуждение в реакциях с электронами и адронами отвечает один и тот же спин-мультипольный оператор $[Y_{J-1} \times \vec{\sigma}]_J$. Разумеется, эта универсальность оператора возбуждения является приближенной, ее пределы определяются справедливостью гипотезы об одноступенчатом механизме взаимодействия адрона с ядром. В пределах применимости этого приближения дифференциальное сечение возбуждения MJ_{\max} -переходов в неупругом рассеянии пионов на ядре может быть выражено через ту же переходную плотность ρ_J^s , что и сечение (e, e') -реакции:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{(\pi, \pi')} = \frac{m_\pi^2}{\pi} \alpha_\pi^2 (k_\pi/q)^4 (J+1) \sin^2 \theta \left| \sum_{T=0,1} t_T^{LS}(q) \mathcal{Z}_\pi \rho_J^s \right|^2. \quad (31)$$

Здесь θ — угол рассеяния пионов, t_T^{LS} — амплитуда эффективного пион-нуклонного взаимодействия, ответственная за возбуждение СМС, α_π —

Рис.4. Зависимость амплитуды пион-нуклонного взаимодействия от энергии и переданного импульса для переходов с четностью $(-1)^{J-1}$ [24]

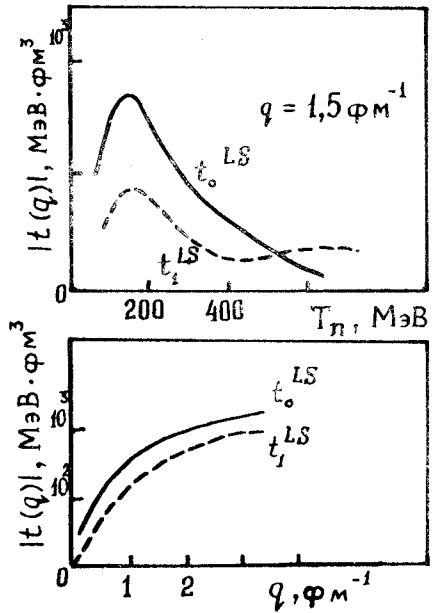
доля поперечной компоненты в относительном импульсе системы пион — нуклон [1]. Для переходов с изменением четности $\pi = (-1)^{J-1}$ в неупругом рассеянии пионов на ядрах доминирует спин-орбитальная компонента πN -взаимодействия. На рис.4 отражена зависимость изоскалярной и изовекторной компонент эффективного πN -взаимодействия от кинетической энергии пиона и от переданного импульса для переходов с $\pi = (-1)^{J-1}$. В области энергий пионов, близких к возбуждению Δ -изобары, доминирует изоскалярная компонента πN -взаимодействия t_0^{LS} , и заселение СМС происходит, главным образом, за счет $\Delta T = 0$ переходов. Важным преимуществом исследования на пионных пучках является возможность сопоставления результатов, полученных с отрицательными и положительными пионами. Такое сравнение позволяет избегать трудностей в определении абсолютных значений коэффициентов в формуле (31) и определять спектроскопические амплитуды из отношения сечений $(\pi^+, \pi^{+'})$ - и $(\pi^-, \pi^{-'})$ -реакций:

$$\frac{\sigma(\pi^+, \pi^{+'})}{\sigma(\pi^-, \pi^{-'})} = R = N \frac{(\alpha \tilde{Z}_0 - \tilde{Z}_1)^2}{(\alpha \tilde{Z}_0 + \tilde{Z}_1)^2}, \tag{32}$$

где коэффициент N отражает зарядовую зависимость искаженных пионных волн. Отношение изоскалярной и изовекторной компоненты спин-орбитальных амплитуд πN -взаимодействия определяет коэффициент α :

$$\alpha = t_0^{LS} / t_1^{LS}. \tag{33}$$

При энергии пионных пучков мезонной фабрики LAMPF $T_\pi = 164$ МэВ $\alpha = 1,93$ [24]. Отношение (32) дает возможность определить пределы



изменения спектроскопических амплитуд. Для этой цели проводят измерения отношения сечений R (32) вблизи пика угловой зависимости сечения (31). При кинетических энергиях пионов 160—180 МэВ максимум (π , π')-сечения достигается при углах рассеяния пионов около 70° . Для отношения спектроскопических амплитуд уравнение (32) имеет два решения:

$$\frac{Z_0}{Z_1} = -\frac{2}{\alpha} \frac{(R_c + 1) \pm 2\sqrt{R_c}}{2(R_c - 1)}, \quad (34)$$

где $R_c = R/N$. Расчеты в импульсном приближении с искаженными волнами показывают, что величина N отличается от единицы для ядер p -оболочки на 10-15%. Например, для состояний 4^- в ядре ^{14}C в пике углового распределения сечений пионного рассеяния при $\theta = 68^\circ$ $N \cong 1,11$ [25].

Выбор между двумя решениями для отношения амплитуд возможен благодаря сравнению результатов расчетов для (π , π')-рассеяния с данными, полученными из (e , e')-экспериментов для того же максимума сечения, соответствующего MJ_{max} -возбуждению ядра. Таким образом, для СМС может быть реализована уникальная возможность экспериментального определения спектроскопических амплитуд почти безмодельным способом. Иногда оказывается удобным определять не изоспиновые компоненты спектроскопических амплитуд, а линейно с ними связанные протонные и нейтронные компоненты. Эти возможности хорошо выявляются при анализе энергетической зависимости зарядовой асимметрии сечений:

$$A(\pi) = \frac{\sigma(\pi^-) - \sigma(\pi^+)}{\sigma(\pi^-) + \sigma(\pi^+)}. \quad (35)$$

В области Δ -изобары отношение амплитуд пион-нуклонного рассеяния

$$\left| \frac{t_{\pi^- n}}{t_{\pi^+ n}} \right| = \left| \frac{t_{\pi^+ p}}{t_{\pi^- p}} \right| \cong 3, \quad (36)$$

поэтому для нейтронов $A(\pi) = 0,8$, а для протонов $A(\pi) = -0,8$.

Такой анализ, впервые проведенный для низших по энергии СМС ядер ^{13}C (см. [26]), позволил установить, что состояние $9/2^+$, $T = 1/2$, $E = 9,50$ МэВ для этого ядра является «нейтронной конфигурацией», поскольку для него $A(\pi) = 0,83 \pm 0,10$.

Наиболее доступным объектом сравнительного анализа (e , e')- и (π , π')-реакций являются СМС с изоспином, равным изоспину основного состояния ядра-мишени, так как их заселение происходит как в сильных

изовекторных переходах в электронном рассеянии, так и в изоскалярных переходах, доминирующих в рассеянии пионов. Однако увеличение точности в определении сечений возбуждения, достигнутое к концу 80-х годов, позволяет уже решать обратную задачу, т.е. определять вклады амплитуд с разными изоспинами в волновую функцию СМС.

Уникальные возможности отделения спектроскопических характеристик от особенностей динамики взаимодействия пробной частицы с ядром, характерные для СМС, реализуются и в анализе реакций, индуцированных нуклонами. Для сечений этих реакций связь с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием является более сложной, чем для (π, π') -реакций [1,25,27]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{(N,N')} = \frac{1}{\pi} M_N^2 \sum_{T=0,1} \{ J |V_T^{11}(q)|^2 + (J+1) [|V_T(q)| + |V_T(q)|]^2 + \frac{1}{2} (J+1) (k_N/q)^4 \alpha_p^2 \sin^2\theta |V_T^{LS}(q)|^2 \} \mathcal{Z}_{JT} \rho_J^s(q)^2. \quad (37)$$

Здесь $V^{11}(q) = V_C(q) - 2V^T(q)$, $V(q) = V_C(q) + V^T(q)$ — линейные комбинации центральной и тензорной компонент эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия, V^{LS} — его спин-орбитальная компонента. Фактор α_p отражает вклад продольного импульса в системе NN [1, 27].

Роль различных компонент NN -взаимодействия в переходах с изменением четности $\Delta\pi = (-1)^{J-1}$ показана на рис.5 для изоскалярных и изовекторных возбуждений. При больших переданных ядру импульсах q в области максимума спиновой переходной плотности для MJ_{\max} -переходов в изовекторном возбуждении СМС в нуклонном пучке доминирует тензорная компонента NN -взаимодействия. Рост переданного импульса увеличивает вклад спин-орбитальной компоненты взаимодействия, которая доминирует в изоскалярных возбуждениях. Сравнение результатов (e, e') - и (p, p') -реакций (а также реакции (p, n)) представляет большой интерес как метод изучения тензорной компоненты эффективного NN -взаимодействия, поскольку,

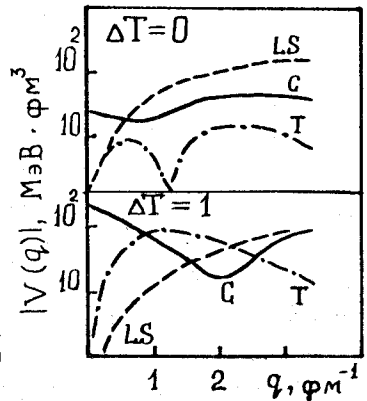


Рис.5. Зависимость амплитуд нуклон-нуклонных взаимодействий от переданного импульса при $E_p = 135$ МэВ; $\pi = (-1)^{J-1}$ [27]

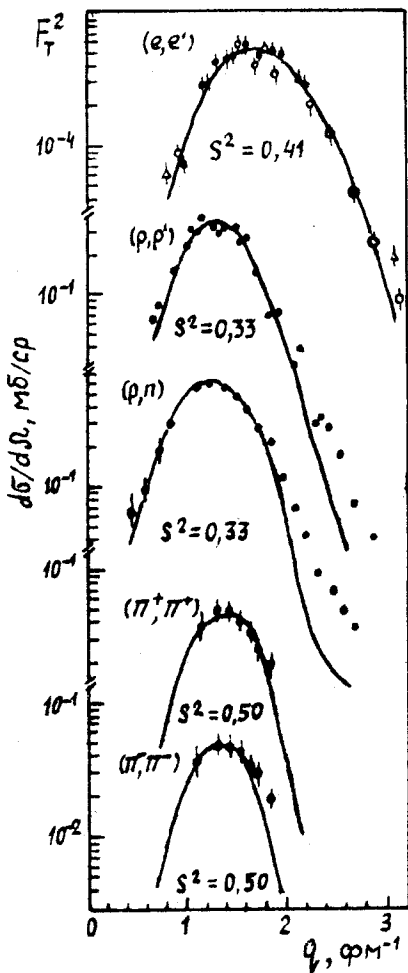
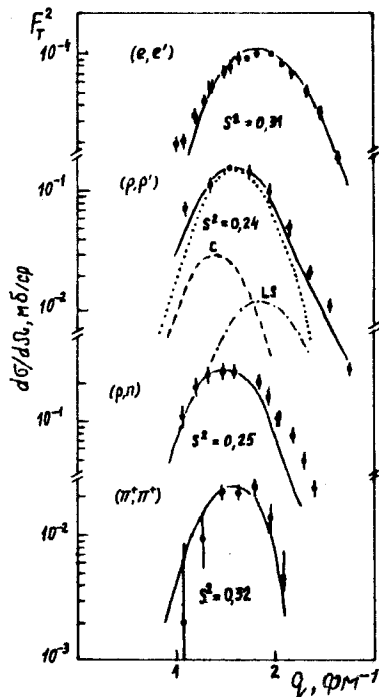


Рис.6. Сечения возбуждения состояния 4^- , $T = 1$, $E = 18,98$ МэВ ядра ^{16}O . Сплошные линии — результат расчетов в частично-дырочной модели для $|p_{3/2}^- d_{5/2}^-; 4^- \rangle$ конфигурации [1]

Рис.7. Распределение экспериментальных и теоретических сечений М6-возбуждений ядра ^{28}Si [1]



согласно микроскопическим расчетам, тензорные силы возникают за счет обмена одним пионом при малых переданных импульсах и за счет обмена ρ -мезоном при больших q . Выявление вклада разных диаграмм в тензорную компоненту сил и более глубокое понимание роли мезонных обменов и кварк-глюонных эффектов при больших переданных импульсах — задачи, в решении которых изучение СМС с различными пробными частицами играет определяющую роль.

Наиболее полный анализ сечений возбуждения СМС был осуществлен для ядер ^{16}O (4^- , $T = 1$, $E = 18,98$ МэВ) (см. рис.6) и ^{28}Si (6^- , $T = 1$,

$E = 14,36$ МэВ) (см. рис.7) в серии (e, e') -, (π^+, π^+') -, (π^-, π^-') -, (p, p') - и (p, n) -экспериментов [28—31, 11, 9, 32]. Исследование полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

1) Предположение о доминирующем вкладе в сечения как электромагнитного, так и адронного возбуждений СМС чисто спиновой переходной плотности соответствует экспериментальной картине.

2) Зависимость сечений адронного возбуждения от переданного импульса реалистически воспроизводится расчетами в DWIA (импульсном приближении с искаженными волнами).

3) Факторы подавления переходов MJ_{\max} , полученные сравнением экспериментальных данных с расчетами в частично-дырочной модели, согласуются в пределах 20%. Последнее положение иллюстрируется табл. 1.

Таблица 1. Факторы подавления СМС в реакциях с электронами и адронами [20]

Ядро	Реакция	E , МэВ	J^π , T	S^2	$S^2(h, h')/S^2(e, e')$
^{16}O	(p, p')	18,98	$4^-, 1$	0,33	$0,81 \pm 0,04$
^{16}O	(π^+, π^+')	—	—	0,50	$1,22 \pm 0,06$
^{16}O	(π^-, π^-')	—	—	0,50	$1,22 \pm 0,06$
^{28}Si	(p, p)	14,36	$6^-, 1$	0,24	$0,88 \pm 0,06$
^{28}Si	(p, n)	—	—	0,25	$0,81 \pm 0,03$
^{28}Si	(π^+, π^+')	—	—	0,32	$1,03 \pm 0,03$
^{28}Si	(π^-, π^-')	—	—	0,32	$1,03 \pm 0,03$

Различия в факторах S^2 для электронных и адронных реакций возбуждения СМС наиболее велики для протонов, что отражает степень достоверности модельных приближений для амплитуд протон-ядерных взаимодействий. Однако совпадение (в пределах 20%) факторов S^2 одновременно указывает на то, что подавление СМС связано со структурой ядра, точнее говоря, с нереалистической трактовкой основного и возбужденного состояний в предельной частично-дырочной модели. Указанный выше итог учета влияния МОТ на подавление СМС заставляет с еще большим вниманием критически пересмотреть проблему ядерных волновых функций. Следует подчеркнуть, что исследования подавлений изоскалярных MJ_{\max} -переходов, предпринятые на адронных пучках, оконча-

тельно зачеркнули возможность интерпретации подавления с помощью влияния возбуждения состояний типа $\Delta - h$, т.е. «перекачки» части силы перехода MJ_{\max} в более высокую область энергий возбуждения Δ -изобары. Дело в том, что подавление изоскалярных состояний максимального спина оказалось еще более сильным, чем подавление изовекторных. Измерения сечений (p, p') - и $(\pi^{\pm}, \pi^{\pm'})$ -реакций на ядре ^{28}Si показали (см. [26]), что для уровня 6^{-} , $T = 0$, $E = 11,577$ МэВ фактор S^2 составляет около 0,12, т.е. втрое меньше, чем для состояния 6^{-} , $T = 1$, $E = 14,36$ МэВ.

Переоценка в теоретических расчетах сил мультипольных возбуждений по сравнению с экспериментально наблюдаемой силой МГР — характерная черта ядерных моделей, претендующих на микроскопическое описание возбужденных состояний ядра. Проблема подавления обсуждалась в [42], в связи с расчетами сил низших по мультипольности ядерных возбуждений. На наш взгляд, путь к решению этой проблемы лежит через детальную проработку возможностей микроскопических моделей для состояний наиболее простой структуры, одним из которых является СМС.

Одним из признанных источников подавления сил мультипольных возбуждений является затухание, связанное с взаимодействием входных конфигураций с более сложными конфигурациями в ядре, в первую очередь, с коллективными фононами. Однако в решении вопроса о степени связи таких конфигураций возникает трудность, связанная с невозможностью для большинства мультипольных возбуждений отделить факторы, отвечающие за смешивание самих входных конфигураций, от факторов смешивания конфигураций разной степени сложности. Иными словами, относительный вклад однофононных, двухфононных и т.д. конфигураций обычно оценивается феноменологически. СМС отличаются от других МГР исключительной простотой входного возбуждения. Для четных ядер входная конфигурация СМС — частично-дырочная пара с данным изоспином. Поскольку смешивание на этом уровне возбуждений отсутствует, реальная фрагментация СМС является следствием, во-первых, особенностей структуры основного состояния ядра-мишени и, во-вторых, взаимодействия входной конфигурации с более сложными состояниями. Оба эти фактора могут быть выявлены в исследовании СМС. Как было показано при сравнении сечений (e, e') - и (π, π') -реакций, изучение СМС с различными пробными частицами позволяет получить не только силу мультипольного возбуждения, но и величину спектроскопической амплитуды. Таким образом, СМС позволяют сделать следующий шаг в микроскопическом исследовании волновых функций ядерных состояний. Например, значительный прогресс в выяснении проблемы изоспинового смешивания был достигнут благодаря исследованию

состояний 4^- ядер ^{12}O и ^{12}C [33, 28, 66]. В настоящее время СМС представляют собой наиболее критичный тест микроскопических методов описания ядерных возбуждений.

Ядра *p*-оболочки являются тем объектом, на котором изложенные выше методы сравнительного анализа данных электронных и адронных экспериментов реализованы наиболее успешно. В то время как для средних и тяжелых ядер идентификация пиков адронного рассеяния при больших (более 10 МэВ) энергиях возбуждения сталкивается с большими трудностями, в легких ядрах такая идентификация проведена для целого ряда четных ядер и некоторых нечетных. Естественно, что наиболее простыми являются спектры возбужденных ядер с $J_0 = 0$, когда М4-возбуждение приводит к состояниям с $J_f = 4^-$. Это осуществляется для ядер ^{12}C , ^{14}C и ^{16}O , для которых имеются данные сравнительного анализа (e, e')- и (π^\pm, π^\pm)-экспериментов для энергий возбуждения $E < 25$ МэВ. Значительно сложнее спектр возбуждения ядра ^{14}N , в котором М4-переходы возбуждают три спиновые ветви состояний с $J_f = 3^-, 4^-$ и 5^- . Для нечетных ядер картина возбуждения складывается из спектров возбуждения состояний $9/2^+$ и $7/2^+$ для ядер с $J_0 = 1/2^-$ и $11/2^+, 9/2^+, 7/2^+$ и $5/2^+$ для ядер с $J_0 = 3/2^-$. Изовекторные М4-возбуждения, которые доминируют в неупругом (e, e')-рассеянии, только в случае ядер с $T_0 = 0$ дают одну изоспиновую ветвь $T_0 = 1$ (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O). Для остальных исследованных ядер *p*-оболочки в изовекторных возбуждениях принимают участие две изоспиновые ветви $T_<$ и $T_>$.

На рис.8 приведены энергетические зависимости эффективных сечений (e, e')-реакций на ядрах ^{12}C [34], ^{13}C [35], ^{14}C [36] и ^{14}N [37], полученные при таких значениях переданных импульсов, когда формфакторы М4-переходов находятся вблизи максимума. Все эксперименты, кроме ^{14}N (e, e'), проводились на ускорителе BATES MIT при угле рас-

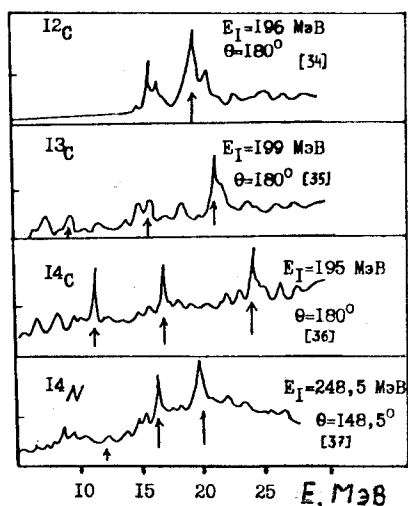
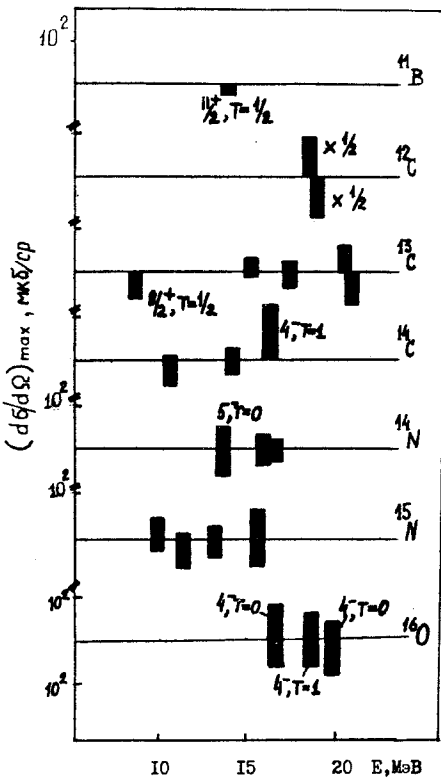


Рис.8. Сечения рассеяния электронов на больших углах для ядер ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C и ^{14}N [34—37]. Стрелками указаны состояния, возникающие при М4-переходах

сеяния электронов 180° , что обеспечивает отсутствие вкладов продольных формфакторов в сечение возбуждения ядер.

В течение последнего десятилетия на мезонной фабрике LAMPF была проведена серия экспериментов по исследованию эффективных сечений возбуждения ядер в неупругом рассеянии положительных и отрицательных пионов в области кинетических энергий, соответствующих Δ -резонансу в πN -взаимодействии. Сильной стороной этих экспериментов является надежное разделение переходов с $\Delta S = 0$ и переходов с $\Delta S = 1$, которое проводится по характеру зависимости эффективного сечения возбуждения исследуемого пика от энергии пионов при фиксированном переданном ядру импульсе. Поскольку $q^2 \cong 2k_\pi^2(1 - \cos \theta)$, рост T_π и k_π при фиксированном q происходит при одновременном росте величины $\cos \theta$ и уменьшении $\sin \theta$. Это приводит к спаду вклада переворачивающей спин нуклона компоненты пион-нуклонного взаимодействия [39]:

$$f_{\pi N} = \alpha(k) (2 \cos \theta' + i \vec{\sigma} \vec{n} \sin \theta'), \quad (38)$$



где $\alpha(k)$ отражает энергетическую зависимость элементарной амплитуды, θ' — угол рассеяния в системе центра масс, \vec{n} — нормаль к плоскости πN -рассеяния. Вторым член (38), связанный со спин-орбитальными силами πN -взаимодействия, индуцирует переходы с $\Delta S = 1$, в том числе $M4$ -возбуждения в ядрах p -оболочки.

На рис.9 приведены в схематическом виде результаты изучения $M4$ -переходов в ядрах p -оболочки на пионных пучках LAMPF [26,38].

Изображенные на рис.9 экспериментальные данные о вкладе $M4$ -переходов в сечения рассеяния на ядрах p -оболочки положитель-

Рис.9. $M4$ -возбуждения в сечениях рассеяния пионов на ядрах p -оболочки. Сечения рассеяния положительных пионов отложены вверх, а отрицательных — вниз от пересечения осей [26,38]

ных (верхняя шкала) и отрицательных (нижняя шкала) пионов наиболее надежны в области низших энергий возбуждения, когда плотность состояний не очень велика. Только в ядре ^{13}C в настоящее время идентифицированы СМС при $E = 21,47$ МэВ, для остальных ядер при этих и более высоких энергиях мультипольный анализ рассеяния при больших переданных импульсах пока не осуществлен. Трудность этого анализа усугубляется присутствием в этой области энергии при переданных импульсах $\sim 1,7$ фм $^{-1}$ большого числа пиков разных мультипольностей. Возможности микроскопического подхода в мультипольном анализе конкретных сечений будут обсуждаться ниже. Результаты экспериментальных (e, e')- и (π, π')-исследований ядер p -оболочки выявляют главную характерную особенность распределения сил M4-переходов: действие одного и того же оператора $j_3(qr) [Y_3 \times \sigma]_4$ на волновую функцию основного состояния ядра приводит для разных ядер p -оболочки к резко различающимся картинам распределения сил M4-переходов.

Следующие разделы обзора будут посвящены обсуждению возможностей интерпретации характеристик M4-резонансов на базе многочастичной модели оболочек. Рассмотрены ядра с незамкнутой, с точки зрения «предельной» модели, p -оболочкой. Интерпретация структуры МГР в ядре ^{16}O требует углубленного исследования роли сложных конфигураций типа $2p2h, 4p4h$ и т.д. в функциях ядерного отклика на возбуждение и представляет собой отдельную проблему теории ядра.

2. МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ M4-ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР p -ОБОЛОЧКИ

Новые экспериментальные возможности исследований мультипольных резонансов в эффективных сечениях обострили проблему интерпретации дифференциальных характеристик ядерных возбуждений. Переход к эксклюзивным экспериментам, комплексные исследования ядерного отклика на возбуждение различными пробными частицами, выявление тонкой структуры спектров ядерных возбуждений инициируют развитие микроскопических и полумикроскопических методов описания состояний ядер. Возникла необходимость расширения аппарата квантово-полевых методов теории ядра на ядра, основное состояние которых не соответствует замкнутой оболочке или подоболочке. Особенно актуальной эта задача является для легких ядер, в сечениях ядерных реакций которых резко проявляются индивидуальные характеристики нуклонных систем. Методы описания мультипольных возбуждений атомных ядер на основе многочастичной модели оболочек неплохо

проявили себя в исследованиях структуры и свойств электрического дипольного резонанса в сечениях фоторасщепления. Обзору результатов экспериментальных и теоретических исследований $E1$ -резонанса в ядрах p -оболочки посвящены работы [40—42]. Увеличение переданных ядру импульсов в экспериментальных исследованиях ставит перед теоретическими моделями требование единого подхода в описании ядерных возбуждений различной мультипольности.

Для ядер p -оболочек микроскопическое описание $1\hbar\omega$ - мультипольных резонансов проводится путем использования двух версий многочастичной модели оболочек. В одной из этих версий волновые функции возбужденных состояний с четностью, противоположной четности основного состояния ядра-мишени, строятся как линейные комбинации произведений волновых функций нуклонных конфигураций (см. например, [41—45]).

Другим вариантом представления волновых функций возбужденных состояний является их разложение по системе базисных конфигураций «частица — состояние конечного ядра» (ЧСКЯ) [46, 41, 42]:

$$|J_f R_f \alpha_f\rangle = \sum_{j', (J'T'E')} \beta_f^{(J'T'E')j'} |(J'T'E') \times (n'l'j') : J_f T_f \alpha_f\rangle. \quad (39)$$

Здесь $|J'T'E'\rangle$ — состояние ядра с $A - 1$ нуклоном, $|n'l'j'\rangle$ — состояние нуклона. Для $1\hbar\omega$ -возбуждений ядер p -оболочки базис (39) строится с помощью волновых функций нуклонов в $1d - 2s$ -оболочке. Иными словами, базисные конфигурации задачи о возбужденных состояниях соответствуют конфигурациям, возникающим при переходах нуклона из основного состояния в следующую оболочку:

$$|(J'T'E') \times (j') : J_f T_f\rangle = \sum_{j, J} \gamma^j [a_j^\dagger \times a_j]_J |J_0 T_0\rangle. \quad (40)$$

Очевидно, что такая трактовка волновой функции возбужденного ядра не связана с проблемой замкнутости оболочек или подоболочек в основном состоянии и соответствует разложению дырочных конфигураций по реальным состояниям ядра $A - 1$:

$$a_j |J_0 T_0\rangle = \sum_{(J'T'E')} \delta^{j, (J'T'E')} |J'T'E'\rangle. \quad (41)$$

Система базисных конфигураций ЧСКЯ является, в принципе, полной системой и может быть разложена по полной системе нуклонных многочастичных конфигураций. Преимущества системы ЧСКЯ проявляются в том, что благодаря представлению конфигураций $A - 1$ нуклона в виде реальных состояний ядра $A - 1$ возникает возможность физически обос-

нованного усечения базиса. Если возбуждение ядра возникает за счет однократного взаимодействия налетающей частицы с системой нуклонов, то главную роль в функциях возбуждения будут играть матричные элементы оператора возбуждения B_{JM_f} . В базисе ЧСКЯ матричные элементы оператора (17) имеют вид ($\hat{a} = \sqrt{2a+1}$):

$$\begin{aligned} & \langle J_f M_{T_f} T_f \alpha_f || \hat{B}_J || J_i T_i M_{T_i} \alpha_i \rangle = \\ & = \sum_{i_j j_i} \langle j_f || \hat{O}_J || j_i \rangle \sqrt{2} J_i \hat{T} \hat{T}_i \hat{J}_f \langle T_i M_{T_i} T_0 | T_f M_{T_f} \rangle \times \\ & \times n \sum_{J'T'E'} \langle J_f T_f \alpha_f | (J'T'E'), j_f \rangle \langle (J'T'E'), j_i | J_i T_i \alpha_i \rangle \times \\ & \times (-1)^{J'-J_i-J+j_f+T'-T_i-T+1/2} W(J_i J_f j_i j_f; JJ') W(T_i T_f 1/2 1/2; TT'), \quad (42) \end{aligned}$$

причем спектроскопическая амплитуда мультипольного возбуждения

$$\begin{aligned} & Z_{J, TM_T}(j_f j_i) = \sqrt{(2T+1)(2T+1)(2J_f+1)} \langle T_i M_{T_i} T M_{T_i} | T_f M_{T_f} \rangle \times \\ & \times n \sum_{J'T'E'} \langle J_f T_f \alpha_f | (J'T'E'), j_f \rangle \langle (J'T'E'), j_i | J_i T_i \alpha_i \rangle \times \\ & \times (-1)^{J'-J_i+j_f-J+T'-T_i-T+1/2} W(J_i J_f j_i j_f; JJ') W(T_i T_f 1/2 1/2; TT'). \quad (43) \end{aligned}$$

Если $|J_i T_i \alpha_i\rangle$ — основное состояние ядра-мишени, то в (42) не равны нулю те матричные элементы, которые включают состояния конечных ядер $|J'T'E'\rangle$, имеющие прямую генеалогическую связь с основным состоянием:

$$|J_0 T_0\rangle = \sum_{(J'T'E')_J} C_0^{J'J} |J'T'E'\rangle \times (nl):J_0 T_0\rangle. \quad (44)$$

Здесь $C^{J'J}$ — однонуклонный генеалогический коэффициент.

Волновые функции основных и низших возбужденных состояний ядер p-оболочки, полученные в работах [47, 48], соответствуют распределению спектроскопических факторов основных состояний, изображенному на рис.10. Проведенное на ускорителе NIKHEF [49] исследование ядра ^{12}C в $(e, e'p)$ -реакции при энергиях электронов 280+480 МэВ показало, что отклонение спектроскопических факторов [48] от экспериментальных данных для ядра ^{12}C составляет не более 15% для переходов в состояния $|3/2^-, T=1/2; E=0\rangle$, $|3/2^-, T=1/2; E=5,02 \text{ МэВ}\rangle$ и $|1/2^-, T=1/2; E=2,12 \text{ МэВ}\rangle$ ядра ^{11}B .

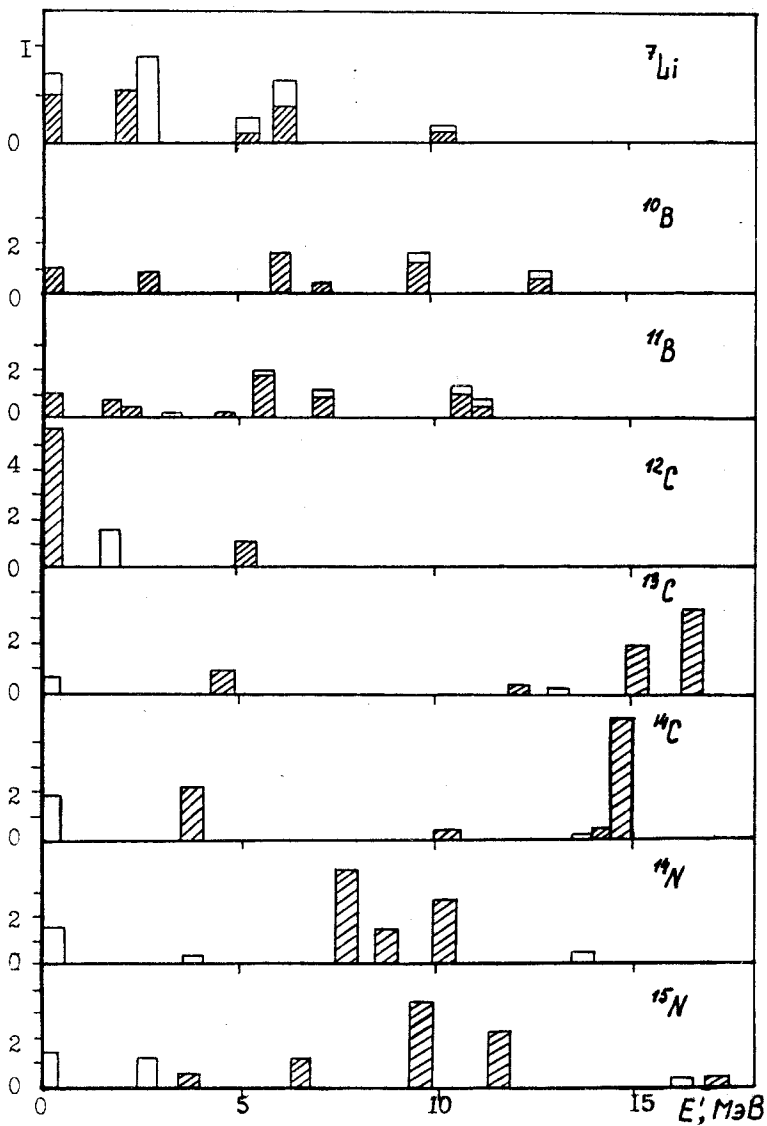


Рис.10. Распределения спектроскопического фактора отделения p -нуклона [48]. Заштрихованы вклады $(p_{3/2})$ -нуклонов

Из структуры матричных элементов операторов возбуждения (42) следует, что при решении задачи о $\hbar\omega$ -возбуждениях ядер на базисе ЧСКЯ в число конфигураций конечных ядер $|J'T'E'\rangle$ должны быть включены все состояния, которые имеют ненулевой генеалогический коэффициент связи с основным состоянием ядра-мишени. Такое обрезание полного базиса соответствует включению в расчет только входных конфигураций. Многочисленные конкретные расчеты МГР показали, что в первом приближении $\hbar\omega$ - мультипольные возбуждения ядер соответствуют «полупрямым» процессам в системе A нуклонов, когда в формировании структуры функций возбуждения доминирует взаимодействие входных конфигураций.

Преимущества подхода ЧСКЯ перед вариантом многочастичной модели оболочек, основанным на базисе многонуклонных конфигураций, могут быть сформулированы следующим образом.

Для сложных ядер число базисных состояний в задаче о возбуждениях МГР в подходе ЧСКЯ значительно меньше, чем в базисе нуклонных конфигураций. Этот тезис может быть проиллюстрирован табл.2. Следует отметить, что это преимущество ЧСКЯ, позволившее, например, решить в этом подходе задачу о дипольных возбуждениях ядер середины p -оболочки [50,51], не столь существенно для высокоспиновых возбуждений, когда объем базиса невелик в обоих вариантах модели оболочек.

Более существенным, по-видимому, достоинством подхода ЧСКЯ является сравнительная простота процедуры расчета распадных характеристик МГР для нуклонных каналов распада.

Наконец, энергетическая зависимость сечений возбуждения МГР более реалистическим, чем в других вариантах модели оболочек, образом воспроизводится в варианте ЧСКЯ. Это различие наиболее отчетливо проявляется для ядер со сложной генеалогической структурой, например, для ядер середины p -оболочки ^{10}B , ^{11}B . В подходе ЧСКЯ структура функций возбуждения этих ядер оказывается более сложной, а сила перехода — разбросанной по большему интервалу энергий возбуждения, чем в других вариантах микроскопических моделей (см. [41,42]).

Последняя особенность результатов расчетов сечений МГР в подходе ЧСКЯ является следствием прямого учета энергий возбуждения конечных ядер $A - 1$ в диагональных матричных элементах гамильтониана:

$$\langle (J'T'E') (n'l'j'); J_f T_f | \hat{H} | (J'T'E') (n'l'j'); J_f T_f \rangle = E' + E_{\text{св}} + \epsilon_j - E_c + \langle (J'T'E') (n'l'j'); J_f T_f | \hat{V} | (J'T'E') (n'l'j'); J_f T_f \rangle. \quad (45)$$

В (45) ϵ_j — энергия нуклона в состоянии $|n'l'j'\rangle$; $E_{\text{св}}$ — энергия связи нуклона в ядре A ; E' — энергия возбуждения уровня $|J'T'E'\rangle$ в ядре

Таблица 2. Размерность пространства $1\hbar\omega$ -мультипольных возбуждений ядер p -оболочки. Первый столбец — базис ЧСКЯ, второй — полный базис нуклонных конфигураций [45]

A_X	T_f	J_f^π , четные ядра															
		0^-		1^-		2^-		3^-		4^-		5^-		6^-		7^-	
${}^6\text{Li}$	1	2	8	5	19	5	18	3	10	1	3						
${}^8\text{Be}$	1	8	32	27	81	24	91	15	68	5	35		11		2		
${}^{10}\text{Be}$	1	7	62	19	160	27	190	28	157	23	96	14	42	6	13	2	2
${}^{12}\text{C}$	1	3	55	8	141	8	167	5	139	2	87		40		13		2
${}^{14}\text{C}$	1	9	20	23	50	23	56	14	43	8	24						
${}^{14}\text{N}$	1	9		21		25		18		9		3	9		2		
${}^{14}\text{C}$	2	3	5	8	13	8	14	5	10	2	5		1				
${}^{16}\text{O}$	1	2	2	5	5	5	5	3	3	1	1						

A_X	T_f	J_f^π , нечетные ядра											
		$1/2^+$		$3/2^+$		$5/2^+$		$7/2^+$		$9/2^+$		$11/2^+$	
${}^7\text{Li}$	1/2	14	36	21	52	19	45	15	26	5	9	1	1
	3/2	7	21	10	29	9	24	8	11	2	3		
${}^9\text{Be}$	1/2	28	97	47	148	44	146	33	102	17	51	6	17
	3/2	16	66	28	99	25	91	18	57	9	26	3	7
${}^{11}\text{B}$	1/2	40	125	61	197	55	199	40	147	19	83	6	34
	3/2	22	89	34	136	32	131	24	89	12	46	4	16
${}^{13}\text{C}$	1/2	28	75	40	115	30	112	18	79	6	43		11
	3/2	14	48	20	75	15	68	9	45	3	22		7
${}^{15}\text{N}$	1/2	16	18	23	25	19	22	10	13	3	5		1
	3/2	8	8	11	11	10	10	5	5	2	2		

$A - 1$; $\langle |V| \rangle$ — диагональный элемент остаточного взаимодействия нуклона с ядром; E_c — энергетический параметр, отражающий взаимодействие нуклона с ядром A . Последняя из указанных величин зависит, вообще говоря, от состояния нуклона. Для ядра ${}^{12}\text{C}$ этот параметр может быть рассчитан и составляет около 6 МэВ. В расчетах ядер p -оболочки от ${}^7\text{Li}$ до ${}^{15}\text{N}$ E_c представляет собой феноменологический параметр, отличающийся от ядра к ядру, но общий для всех возбужденных состояний данного ядра A . Его величина устанавливается по положению низших по энергии уровней ядра A для состояний с четностью, противоположной четности основного состояния.

Для ядер со сложной генеалогической структурой основных состояний матричные элементы гамильтониана (45) имеют разброс по энергии,

в среднем близкий диапазону энергий тех состояний конечных ядер $A - 1$, которые связаны с основным состоянием ядра-мишени. Иначе говоря, распределение, изображенное на рис.10, сказывается на энергетическом распределении МГР.

Матричные элементы гамильтониана остаточного взаимодействия связаны в ЧСКЯ с матричными элементами нуклон-нуклонных взаимодействий $\langle j_1:JT | \hat{V} | j_2:JT \rangle$ следующим образом:

$$\begin{aligned} & \langle (J'T'E') \times (n_1 l_1 j_1):J_f T_f | \hat{V} | (J''T''E'') \times (n_2 l_2 j_2):J_f T_f \rangle = \\ & = n \sum_{j,j'} \sum_{m, JT} \langle (J'T'E') | m, j \rangle \langle m, j' | (J''T''E'') \rangle \times \\ & \times \hat{J}^2 \hat{T}^2 \hat{J}'^2 \hat{T}'^2 \hat{J}''^2 \hat{T}''^2 W(J_m j J_f j_1; J'J) W(J_m j' J_f j_2; J''J) \times \\ & \times W(T_m \nu_2 T_f \nu_2; T'T) W(T_m \nu_2 T_f \nu_2; T''T) \langle j_1:JT | \hat{V} | j_2:JT \rangle. \quad (46) \end{aligned}$$

Здесь $\langle (J'T'E') | m, j \rangle$ и $\langle (J''T''E'') | m, j' \rangle$ — генеалогические коэффициенты отделения нуклона от ядра $A - 1$ в состояниях $|J'T'E'\rangle$ и $|J''T''E''\rangle$; n — число нуклонов в оболочке; $\hat{a} = \sqrt{2a + 1}$.

Потенциал нуклон-нуклонных взаимодействий можно представить в виде суммы центральной, спин-орбитальной и тензорной частей:

$$\hat{V}(r) = \hat{V}^C(r) + \hat{V}^{LS}(r) + \hat{V}^T(r). \quad (47)$$

В расчетах [41—46, 50—59] МГР ядер p -оболочки был использован чисто центральный потенциал остаточного взаимодействия:

$$\hat{V}^C(r) = \hat{V}_0^C f^C(r) \sum_{T,S=0,1} a_{TS}^{TS} P, \quad (48)$$

причем параметры смешивания в большинстве расчетов были выбраны по [60]; глубина потенциальной ямы составляла 45 МэВ, для $f^C(r)$ была использована гауссовская форма потенциальной ямы $\exp(-r^2/\mu^2)$; отношение параметра ямы к осцилляторному параметру волновых функций нуклонов составляло 1,03 (см. обзор [42]). Для ядра ^{15}N было исследовано влияние параметров остаточных взаимодействий на распределение сечений МГР [56].

В теоретических расчетах [22, 25, 34, 38] учтен также тензорный член потенциала остаточного взаимодействия (47).

Волновые функции возбужденных состояний атомных ядер, полученные путем диагонализации гамильтониана \hat{H} на базисе ЧСКЯ, содер-

жат примесь «ложных» состояний, соответствующих движению центра масс ядра. Выделение этих состояний проводится путем построения волновых функций «ложных» состояний и последующей ортогонализации базиса относительно этих состояний.

Микроскопическое описание $1\hbar\omega$ -возбуждений, основанное на использовании генеалогической структуры основного состояния ядра-мишени, т.е. подход ЧСКЯ, обычно не включает в расчет глубокие дырочные состояния ядра-мишени. Процесс выбивания нуклона из глубоких оболочек, например, $1s$ в случае возбуждения ядер p -оболочки, приводит, как правило, либо к прямому распаду ядра по кластерным каналам, либо к образованию ядра-продукта в высоковозбужденных состояниях, характерные энергии которых значительно выше области локализации МГР, соответствующего переходу из p -оболочки. Однако для ядер начала и середины p -оболочки для мультипольных резонансов низших спинов имеет место перекрывание области переходов $1s \rightarrow 1p$ и области $1p \rightarrow (1d, 2s)$. Эта трудность отсутствует для состояний максимального спина, где переходы из глубоких оболочек не играют роли в формировании $M4$ -сечений возбуждения.

Ограничение базиса (39) только теми состояниями конечного ядра $|J'T'E'\rangle$, которые имеют прямую генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени $|J_0T_0\rangle$, является «минимальным» приближением ЧСКЯ. Подход допускает расширение базиса путем включения в него тех состояний ядра $A - 1$, которые имеют генеалогическую связь с коллективными низшими возбуждениями ядра-мишени. Например, для ядра ^{12}C , которое было первым объектом применения ЧСКЯ [46, 53], естественным представляется расширение базиса путем учета тех состояний ядер $^{11}\text{C} - ^{11}\text{B}$, которые связаны с первым возбужденным 2^+ , $T = 0$ состоянием ^{12}C . Это означает включение в число конфигураций ядер с $A = 11$, помимо состояний $3/2_1$, $3/2_2$ и $1/2_1$, также состояний $5/2_1$, $5/2_2$ и $7/2_1$ ядер-продуктов. Этот способ учета взаимодействия входных состояний с коллективными возбуждениями ядра-мишени свободен от нарушения принципа Паули. Действенность такого метода расширения базиса задачи о возбужденных состояниях ядра подтверждается тем фактом, что в рамках расширенного таким образом базиса удается получить адекватное описание резонанса $E1$ над первым возбужденным состоянием ядра ^{12}C , структура сечения возбуждения которого соответствует экспериментальным данным $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ реакции [57, 61].

Результаты теоретических расчетов $M4$ -возбуждений ядер ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C , ^{14}N и ^{15}N , выполненных в подходе ЧСКЯ многочастичной модели оболочек, приведены на рис.11 [58]. Показаны поперечные форм-

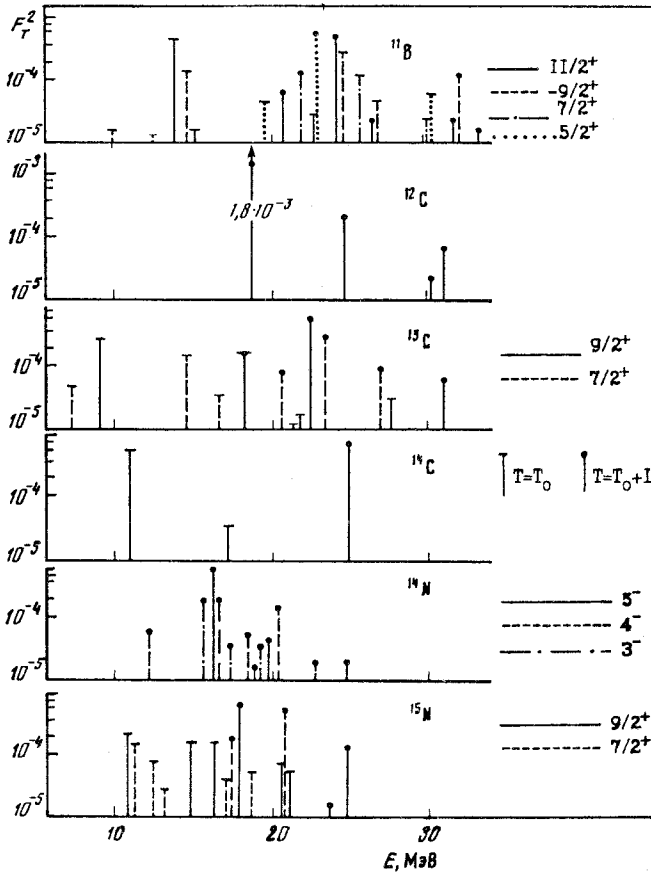
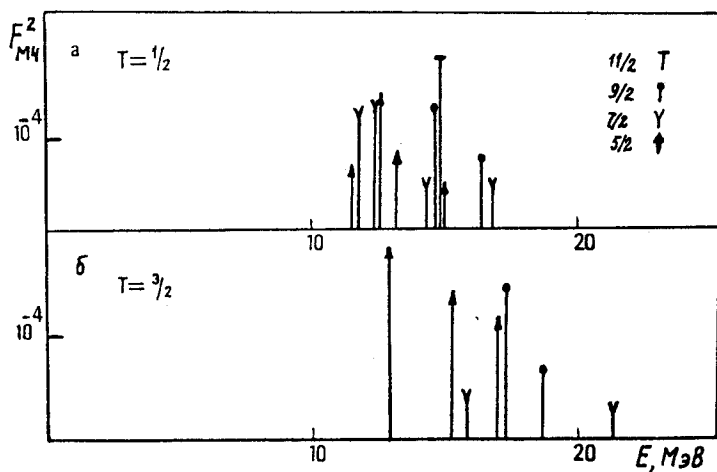
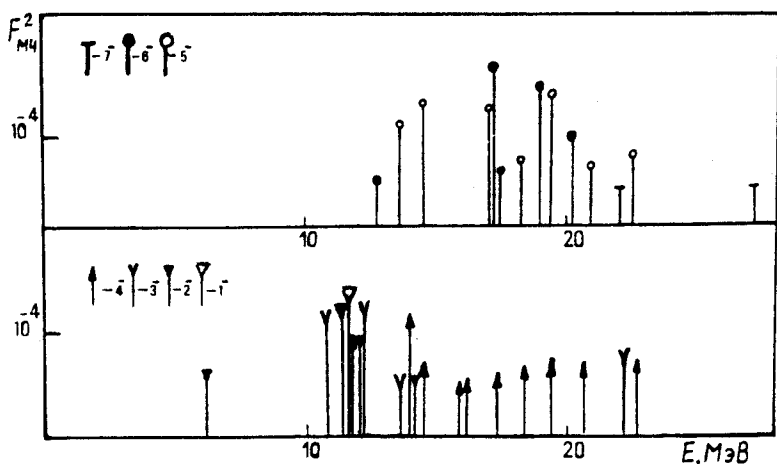


Рис.11. Распределение формфакторов М4-возбуждений в ядрах ^{11}B , ^{12}C , ^{13}C , ^{14}N и ^{15}N [58] при $q = 1,7 \text{ фм}^{-1}$

факторы неупругого рассеяния электронов при переданном ядру импульсе, соответствующем максимуму М4-формфактора, т.е. при $1,7 \text{ фм}^{-1}$. Для всех приведенных на рис.11 ядер существует экспериментальная информация о М4-сечениях, хотя для некоторых из этих ядер, например, для ядра ^{11}B , пики М4-возбуждений идентифицированы лишь в области низких энергий, а область энергий возбуждения выше 20 МэВ осталась, по сути, неисследованной. На рис.12, 13 показаны результаты ЧСКЯ-расчетов для ядер ^7Li и ^{10}B [59,62]. Из этих ядер только для ^{10}B имеются предварительные данные относительно сечений $^{10}\text{B}(\pi, \pi')$ - и $^{10}\text{B}(p, p')$ -

Рис.12. M_4 -возбуждения ядра ${}^7\text{Li}$. Формфакторы F_7^2 при $q = 1,7 \text{ фм}^{-1}$ [59]Рис.13. Формфакторы M_4 -возбуждения ядра ${}^{10}\text{B}$ при $q = 1,7 \text{ фм}^{-1}$ [62]

экспериментов, однако энергии возбуждения в этих реакциях пока слишком невелики для обнаружения M_4 -пиков сечений [64]. На всех рисунках приводятся значения поперечного формфактора $F_T^2(q)$ в логарифмическом масштабе, что позволяет продемонстрировать сложную структуру функции возбуждения.

Рассмотрим некоторые общие характеристики M4-возбуждений в ядрах p-оболочки. Все максимумы M4-сечений, показанные на рис. 11 — 13, являются результатами фрагментации силы одного входного частично-дырочного возбуждения $p_{3/2}^{-1} d_{5/2}$ и его взаимодействия с кором. Поскольку для состояний максимального спина, возбуждаемых в M4-переходах, роль смешивания входных конфигураций и коллективизации состояний значительно меньше, чем для состояний низших спинов возбуждения, влияние распределения генеалогических коэффициентов по состояниям конечных ядер проявляется для них наиболее явным образом. Сравнение рис. 10 для распределения спектроскопического фактора $S(p_{3/2})$ с результатом расчета на рис. 11 — 13 и экспериментальными распределениями (e, e')- и (π, π')-сечений (рис. 8 и 9) указывает на существенную роль энергетического разброса дырки по состояниям конечного ядра в формировании энергетического распределения сечений M4-возбуждения. Вторым определяющим структуру фактором является изоспиновое расщепление групп состояний с $T = T_<$ и $T_>$ для несамосопряженных ядер. Диапазон энергетического разброса состояний $T_<$ значительно шире, чем для состояний $T_>$. Область низких энергий возбуждения формируют практически только состояния $T_<$, однако в области энергий возбуждений выше 18 МэВ, где сосредоточены пики сечений с $T = T_>$, присутствует также значительная доля сил СМС с $T = T_<$.

Исключением является ядро ^{14}C , для которого выше 18 МэВ, согласно ЧСКЯ-расчету, находится только 1% силы состояний $4^-, T = 1$.

Низшие по энергии состояния с максимальным спином $J = J_0 + 4$ в ядрах с $T_0 \neq 0$ представляют собой состояния с $T = T_0$, в волновой функции которых доминируют конфигурации, построенные на низших по энергии состояниях ядра $A - 1$. В табл. 3 перечислены эти состояния и указаны доминирующие в их волновых функциях конфигурации. Из табл. 3 видно, что низшие по энергии СМС ядер ^{11}B , ^{13}C и ^7Li представляют собой конфигурации типа «нейтрон — кор» и, следовательно, они должны возбуждаться преимущественно в реакциях (π^-, π^-). Для ядер ^{13}C и ^{11}B это соответствует экспериментальным данным [26]. M4-возбуждения ядра ^7Li пока не изучались. Ситуация с низшим по энергии состоянием $9/2^+$ ядра ^{15}N является более сложной. В представлении изоспина в волновой функции этого состояния доминирует конфигурация, соответствующая сумме протонной и нейтронной конфигурации над изобар-аналоговыми состояниями $2^+, T = 1$ в ^{14}C и ^{14}N , причем вклады

Таблица 3. Низшие по энергии состояния со спином $J_0 + 4$ ядер p -оболочки

Ядро	J^π, T	$E_{\text{теор.}}, \text{МэВ}$	$E_{\text{экс.}}, \text{МэВ}$	$F_T^2 \cdot 10^4$ при $q = 1,7 \text{ фм}^{-1}$	Доминирующая конфигурация в волновой функции
${}^7\text{Li}$	$11/2^+, 1/2$	13,4		6,9	$(3^+, T=0; 2,14) \times (d_{5/2})_n$
${}^{10}\text{B}$	$7^-, 1$	22,0		0,23	$(9/2^-, 1/2; 11,0) \times d_{5/2}$
${}^{11}\text{B}$	$11/2^+, 1/2$	14,0	14,04	4,4	$(3^+, 0; 0) \times (d_{5/2})_n$
${}^{12}\text{C}$	$4^-, 1$	19,4	19,6	17,9	$(3/2^-, 1/2; 0) \times d_{5/2}$
${}^{13}\text{C}$	$9/2^+, 1/2$	9,46	9,50	2,3	$(2^+, 0; 4,44) \times (d_{5/2})_n$
${}^{14}\text{C}$	$4^-, 1$	11,48	11,72	7,3	$(3/2^-, 1/2; 3,68) \times (d_{5/2})_n$ $+ (3/2^-, 1/2; 3,51) \times (d_{5/2})_p$
${}^{14}\text{N}$	$5^-, 1$	16,40	16,91	5,5	$(5/2^-, 1/2; 7,55) \times (d_{5/2})_n$ $+ (5/2^-, 1/2; 7,38) \times (d_{5/2})_p$
${}^{15}\text{N}$	$9/2^+, 1/2$	11,01	10,68	1,76	$(2^+, 1; 7,01) \times (d_{5/2})_p$ $+ (2^+, 1; 9,17) \times (d_{5/2})_n$

протонной и нейтронной конфигураций имеют одинаковые амплитуды. Расчет в протонно-нейтронном представлении удваивает размерность матрицы гамильтониана по сравнению с изоспиновым представлением и одновременно приводит к более реалистической картине распределения амплитуд: преобладать в низшем по энергии состоянии начинает конфигурация, построенная на низшем по энергии состоянии кора — ядра с $A = 14$. В данном случае таким состоянием является состояние $12^+, T = 1; E = 7,01 \text{ МэВ}$ ядра ${}^{14}\text{C}$. Иными словами, учет реальных энергий возбуждения аналоговых состояний конечных ядер приводит к выводу, что низшее по энергии СМС ядра ${}^{15}\text{N}$ должно преимущественно возбуждаться в $(\pi^+, \pi^{+'})$ -реакциях неупругого рассеяния, что и объясняет показанную на рис.9 экспериментальную картину соотношения $\sigma(\pi^+, \pi^{+'})$ и $\sigma(\pi^-, \pi^{-'})$ [38].

При анализе экспериментальных сечений (e, e') - и (π, π') -реакций необходимо учитывать для ядер с $J_0 \neq 0$ возможность заселения одних и тех же состояний не только в процессе $M4$ -возбуждения, но и в переходах более низких мультипольностей. Ситуация усложняется также тем фактом, что зависимость формфактора $M4$ -перехода от переданного импульса, достигающая максимума при $q = 1,7+1,8 \text{ фм}^{-1}$, подобна зависимости от q поперечного формфактора $E3$ -возбуждения, которое может давать большой вклад в заселение состояний с $J < J_0 + 4$. В этой же области

передаваемых импульсов $q > 1,5 \text{ фм}^{-1}$ значительный вклад в сечение возбуждения дают спин-октупольные моды M2-возбуждений. Существенно, что положение экстремума мультипольного формфактора, в котором доминирует вклад спин-мультипольного оператора $[Y_3 \times \vec{\sigma}]_J$ для всех возможных мультиполей, т.е. M2, E3 и M4, практически не зависит от спина перехода. Это следует из q -зависимости суммированных по всем состояниям поперечных формфакторов $1\hbar\omega$ - мультипольных возбуждений. На рис.14 приведен результат расчета поперечных формфакторов для ядра ${}^7\text{Li}$ [59]. Здесь же показаны функции распределения вкладов в формфакторы, соответствующих спин-дипольному и спин-октупольному оператору возбуждения. Видно, что при переданных импульсах $q > 1,5 \text{ фм}^{-1}$ спин-октупольный тип возбуждения доминирует не только в M4- и E3-переходах, но и оказывается сравнимым со вторым максимумом спин-дипольного матричного элемента оператора M2-переходов. Положение экстремумов на оси переданных импульсов слабо зависит от того, для какого из ядер p -оболочки проведено суммирование поперечных формфакторов. Величина суммарного формфактора (точнее, $\sum_i F_i^2$) более чувстви-

тельна к выбору ядра. Например, для ядра ${}^7\text{Li}$, как видно из рис.14, суммарная величина $\sum_i F_i^2(M4)$ выше, чем $\sum_i F_i^2(E3)$. Для ядра конца p -оболочки, например ${}^{15}\text{N}$, напротив, сумма квадратов E3-формфакторов превышает

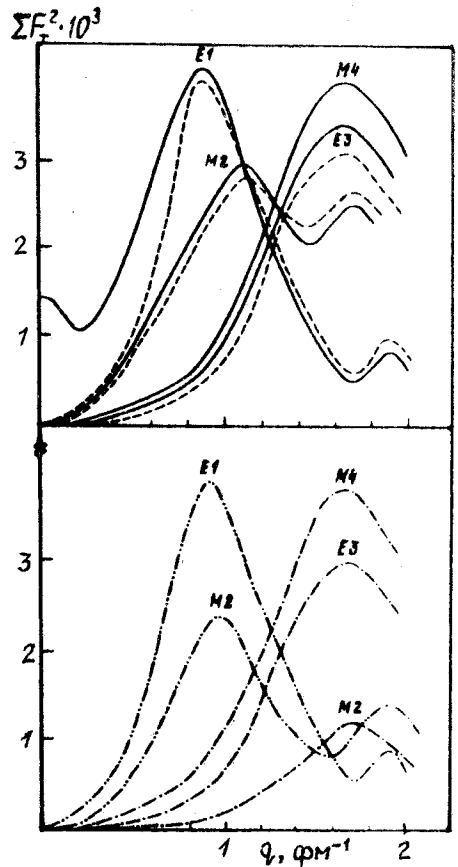


Рис.14. Поперечные формфакторы $1\hbar\omega$ -возбуждений ядра ${}^7\text{Li}$ [59]. Сплошные кривые — суммарные формфакторы; штриховые — спиновые составляющие суммарных формфакторов; штрихпунктирные — вклады спин-октупольного оператора возбуждения; штриховые с двумя точками — вклады спин-дипольного возбуждения

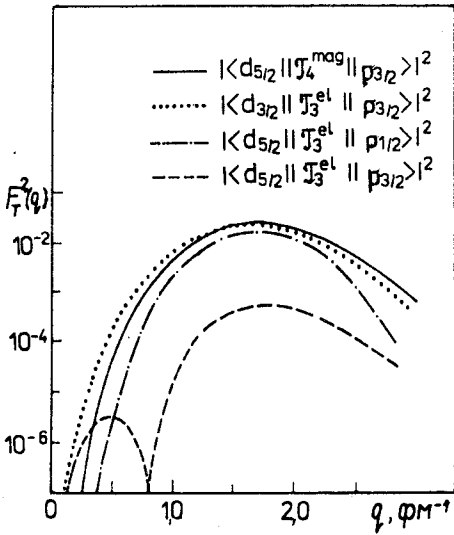


Рис.15. Формфакторы одночастичных $M4$ -и $E3$ -возбуждений [56]

ширины максимальны для низших по мультипольности возбуждений и минимальны для $M4$. Распадные ширины для всех $J_0 + 4$ состояний ядер p -оболочки чрезвычайно малы даже для области энергий возбуждения $E > 20$ МэВ. Например, полная распадная ширина состояния $19/2^+$, $T = 3/2$; $E = 25$ МэВ) ядра ^{15}N всего около 50 кэВ, согласно расчету [56], в то время как для состояния $17/2^+$, $T = 3/2$; $E = 23,6$ МэВ) того же ядра распадная ширина составляет 1,4 МэВ. Обсуждение особенностей структуры состояний, приводящих к столь резким различиям в распадных ширинах, будет обсуждаться в следующем разделе на примере конкретных ядер. Однако происхождение такой тенденции в распределении ширин имеет общий характер и состоит в том, что состояния низших спинов содержат в волновых функциях конфигурации, построенные на более низких по спину состояниях конечных ядер, и, кроме того, могут содержать волновые функции частицы с орбитальным моментом $l = 0$, что исключено для состояний максимального спина с $J = J_0 + 4$. Для ядер с $J_0 = 0$ каждая мода возбуждений соответствует определенному спину состояния и картина сечения электровозбуждения для больших углов рассеяния будет определяться при $q > 1,5 \text{ фм}^{-1}$ вкладами $M2$ -, $E3$ - и $M4$ -переходов, причем последние формируют узкие пики сечения. Для ядер с

$\sum_i F_i^2(M4)$. Эта особенность является следствием большой роли, которую играют переходы $p_{1/2} \rightarrow d_{5/2}$ в формировании матричных элементов оператора $\hat{\mathcal{T}}_3^{\text{el}}$ (см. рис.15). Относительная роль каждой из мод возбуждений в формировании сечений неупругого рассеяния электронов зависит от соответствующих спектроскопических амплитуд, т.е. структуры волновых функций состояний с $J < J_0 + 4$.

Различие сечений неупругого рассеяния электронов для разных мультипольных возбуждений проявляется в ширинах соответствующих возбужденных состояний, причем распадные

$J_0 \neq 0$ заселение состояний со спинами $J < J_0 + 4$ происходит, как минимум, по двум мультипольным каналам возбуждения. Идентификация спина в этих случаях сталкивается с рядом трудностей, преодолеть которые помогает изучение распадных характеристик мультипольных резонансов.

3. ПАРЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ M4-ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР p-ОБОЛОЧКИ

Ядро ${}^7\text{Li}$. M4-возбуждения ядра ${}^7\text{Li}$ приводят к состояниям со спинами от $5/2^+$ до $11/2^+$ и с изоспинами $T = 1/2$ и $3/2$. Волновая функция состояния с максимальным спином $11/2^+$, $T = 1/2$ сформирована (в представлении ЧСКЯ) только одной конфигурацией, соответствующей нейтрону в состоянии $d_{5/2}$ над кором — ядром ${}^6\text{Li}$ в состоянии 13^+ , $T = 0$; $E' = 2,2$ МэВ). Поскольку разложение волновой функции основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$, согласно [48], не содержит конфигураций 3^+ , $T = 1$ ядра с $A = 6$, состояния $11/2^+$ с изоспином $T = 3/2$ не возбуждаются в M4-переходах. Это утверждение основано на приближении, в котором в качестве состояний конечного ядра в базисных конфигурациях ЧСКЯ (39) используются только те состояния, которые имеют прямую генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени. Расширение базиса ЧСКЯ путем включения в него дырочных состояний, связанных не с основным, а с низшими коллективными возбужденными состояниями ядра-мишени, приводит к появлению состояния $11/2^+$, $T = 3/2$ в спектре M4-возбуждений ядра ${}^7\text{Li}$. Экспериментальное исследование M4-возбуждений ядра ${}^7\text{Li}$ и, в частности, выяснение роли СМС с $T = 3/2$, могло бы характеризовать степень вклада взаимодействий входных возбуждений с коллективными колебаниями ядра в формирование СМС.

Низшее по энергии состояние $9/2^+$, $T = 1/2$, $E = 14$ МэВ также соответствует, в основном, конфигурации «нейтрон — кор». При распадах состояний $11/2^+$, $T = 1/2$ и $9/2^+$, $T = 1/2$, локализованных при энергиях возбуждения 14—15 МэВ (см.рис.12), ядро-продукт ${}^6\text{Li}$ образуется преимущественно в возбужденном состоянии с $E = 2,2$ МэВ. Распадные ширины невелики и составляют, по оценкам [59], $0,02+0,05$ МэВ. Состояния $7/2^+$ и $5/2^+$ ядра также возбуждаются в M4-переходах, причем заселение этих состояний происходит с большей долей вероятности, чем состояний $11/2^+$ и $9/2^+$.

Результаты теоретического расчета, основанного на версии ЧСКЯ многочастичной модели оболочек, предсказывают высокую фрагмента-

цию силы $M4$ -перехода в ядре ${}^7\text{Li}$, связанную как с широким энергетическим распределением возбуждаемых состояний, так и с разбросом силы перехода среди восьми наборов состояний с разными J и T .

Ядро ${}^{10}\text{B}$. Электровозбуждение $M4$ -переходов в ядре ${}^{10}\text{B}$ происходит практически полностью по изовекторному каналу и приводит к заселению семи ветвей $T = 1$ состояний со спинами от 1^- до 7^- (см. рис.13). Расчет распределения сил $M4$ -переходов в этом ядре показал значительную фрагментацию этих состояний по энергиям, являющуюся следствием сложной генеалогической структуры ядра ${}^{10}\text{B}$: отделение $p_{3/2}$ -нуклона от этого ядра приводит к появлению ядра-продукта в состояниях, разбросанных в диапазоне энергий более 12 МэВ. Распределение сил $M4$ -переходов по различным состояниям отрицательной четности ядра ${}^{10}\text{B}$ показано в табл.4. Состояние с максимальным спином 7^- , $T = 1$ имеет минимальную вероятность заселения в $M4$ -переходах.

Таблица 4. Распределение квадрата формфактора $M4$ -переходов в ядре ${}^{10}\text{B}$

J_f^π	7^-	6^-	5^-	4^-	3^-	2^-	1^-
$F_T^2(M4) \cdot 10^4$ при $q = 1,7 \text{ фм}^{-1}$	0,47	6,9	7,6	6,8	5,2	3,2	2,3

Ядро ${}^{11}\text{B}$. Сложность структуры сечений возбуждения ядра ${}^{11}\text{B}$ (так же, как и ${}^7\text{Li}$) при больших переданных импульсах ($1+2 \text{ фм}^{-1}$) определяется вкладами в сечения большого числа состояний, принадлежащих к изоспиновым ветвям $T = 1/2$ и $T = 3/2$. Для $M4$ -возбуждений это состояния со спинами $5/2^+$, $7/2^+$, $9/2^+$ и $11/2^+$, для $E3$ — состояния со спинами от $3/2^+$ до $9/2^+$, для $M2$ — от $1/2^+$ до $7/2^+$. Состояния $5/2^+$, например, заселяется всеми $1\hbar\omega$ -модами возбуждения, относительная роль которых меняется при росте переданного ядру импульса. В область энергий возбуждения выше 20 МэВ, помимо $M4$ -переходов, возбуждаемых в восьми наборах уровней, должны давать вклады также $E3$ - и в меньшей степени $M2$ -возбуждения. Все это объясняет, почему спектр возбуждения ${}^{11}\text{B}$ [26] при больших переданных импульсах представляет собой структурированный широкий пик. Выделение мультиполей из этого широкого пика требует тщательного анализа, основанного на расчете q -зависимости отдельных спиновых состояний. Например, для состояний $11/2^+$ q -зависимость должна соответствовать графику формфактора $M4$. Для состояний со спином $J < J_0 + 4$ она представляет собой результат суммирования вкладов отдельных мультиполей, низшие из которых дают

большой вклад при переданных импульсах $q < 1 \text{ фм}^{-1}$. Низшие по энергии состояния положительной четности ядра $^{11}\text{В}$ идентифицированы. В табл.5 приведены экспериментальные данные [65] для этих состояний вместе с результатами расчетов ЧСКЯ.

Таблица 5. Низшие по энергии состояния $^{11}\text{В}$ со спинами $J^+ \geq 5/2^+$

J^+	T	$E_{\text{теор.}}$	$E_{\text{экс.}}$
11/2	1/2	14,0	14,04
9/2	1/2	11,7	11,26
7/2	1/2	7,0	9,18
7/2	1/2	12,8	10,6
7/2	1/2	14,6	12,02
7/2	1/2	18,2	13,6
7/2	3/2	15,18	15,3
5/2	1/2	7,28	7,29
5/2	1/2	8,54	9,27
5/2	3/2	14,25	14,34

На рис.11 приведены формфакторы М4-возбуждений ядра $^{11}\text{В}$. Важной чертой получившейся в расчете картины электровозбуждения при переданных импульсах около $1,7 \text{ фм}^{-1}$ является сильный уровень $11/2^+$, $T = 1/2$, формфактор которого превышает формфактор вышележащего состояния $9/2^+$ примерно вдвое. Как уже показано в табл.3, этот уровень имеет преимущественно нейтронную конфигурацию частицы в состоянии $d_{5/2}$ и возбуждается в (π^-, π^-) -рассеянии. Распад его происходит исключительно на основной уровень 3^+ , $T = 0$ ядра $^{10}\text{В}$, распадная ширина мала (всего 97 кэВ), что соответствует экспериментальным данным [26]. Сила М4-перехода в состояния $11/2^+$ с изоспином $T = 3/2$ сосредоточена, согласно расчету ЧСКЯ, главным образом, в двух состояниях при $E = 21,28$ и $25,05$ МэВ. Первое из них должно распадаться по протонному каналу с заселением уровня 3^+ , $T = 1$, $E = 9,02$ МэВ ядра $^{10}\text{Ве}$. Этот уровень нестабилен по нейтронному каналу распада. Аналогичная ситуация имеет место и для других состояний положительной чет-

ности ядра ^{11}B , находящихся выше 20 МэВ. Их электрорасщепление идет либо по каналу $(e, e'pn)$, либо по каналу $(e, e'np)$, причем для состояний с изоспином $T = 1/2$ распад идет преимущественно по нейтронному первичному каналу. Для состояний с изоспином $T = 3/2$ конкурируют оба канала — протонный и нейтронный, но поскольку изобар-аналоговые уровни ядра ^{10}Be существенно ниже уровней ^{10}B , вылет первичных протонов при распаде высокоспиновых возбужденных состояний с $T = 3/2$ является преобладающим. Угловое распределение первичных протонов и нейтронов распада состояний $11/2^+$ и $9/2^+$ соответствует почти исключительно нуклонам с $l = 2$.

Различия в распадных свойствах состояний с изоспином $T = 1/2$ и изоспином $T = 3/2$ связаны со структурой их волновых функций и хорошо прослеживаются в подходе ЧСКЯ. Состояния ядер с $A - 1$ могут иметь изоспин $T = 0$ (это состояния только ^{10}B) и изоспин $T = 1$ (изобар-аналоговые состояния в ^{10}B и ^{10}Be). Если изоспин является хорошим квантовым числом, состояния кора с $T = 0$ входят только в конфигурации с $T = 1/2$. Состояния с $T = 3/2$ построены как на $T = 0$, так и на $T = 1$ конфигурациях конечного ядра с $A = 10$. Отсюда преимущественно нейтронный характер распада низших по энергии состояний с $J^\pi = 11/2^+$ и $9/2^+$ с $T = 1/2$ и преобладание первичного протонного канала в распадах состояний с $T = 3/2$.

Расчет ЧСКЯ привел к выводу о том, что для ядра ^{11}B высокоспиновые состояния имеют очень большой энергетический разброс: заметная (выше 10^{-5} по формфактору) интенсивность возбужденных состояний выявлена в диапазоне энергий от 7 до 40 МэВ. Эта ситуация аналогична зафиксированной в дипольном возбуждении ^{11}B [69] и является результатом сложной генеалогической структуры основного состояния этого ядра и изоспинового расщепления.

Ядро ^{12}C . В отношении высокоспиновых магнитных возбуждений ядро ^{12}C является «пробным камнем» экспериментальных и теоретических исследований точно так же, как и в отношении других ядерных возбуждений. Впервые обнаруженный именно в спектре электронов, неупруго-рассеянных на ^{12}C , M4-резонанс в этом ядре хорошо изучен вплоть до энергий возбуждения около 22 МэВ, причем совместные исследования в пионных и электронных пучках позволяют сейчас установить степень изоспинового смешивания, характерную для состояний 4^- этого ядра [33,66,34]. Волновые функции двух ортогональных состояний 4^- при $E = 19,25$ и $19,65$ МэВ, которые ранее считались, соответственно, состояниями с $T = 0$ и $T = 1$, представляют собой смесь $T = 0$ и $T = 1$ конфигураций:

$$|4^-, E = 19,25 \text{ МэВ}) = \alpha |T = 0\rangle - \beta |T = 1\rangle;$$

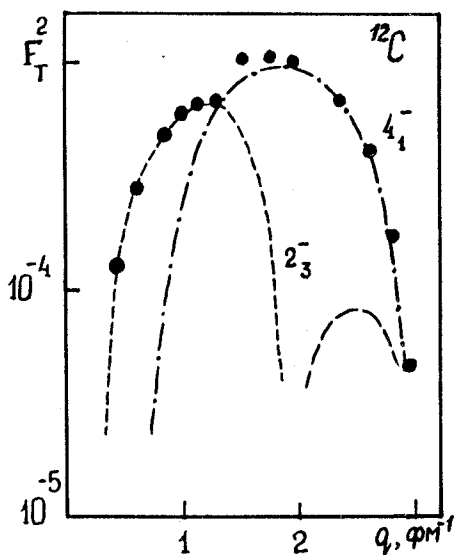
$$|4^-, E = 19,65 \text{ МэВ}) = \alpha |T = 1\rangle + \beta |T = 0\rangle.$$

При этом оценки β — амплитуды «примеси» — в процессе исследований возросли от 0,32 [66] до $0,6 \pm 0,05$ [33], что означает, что эти два состояния имеют сильное смешивание и могут рассматриваться скорее как протонное и нейтронное состояния. Практически одновременно с началом исследований высокоспиновых состояний было обнаружено сильное подавление изовекторной М4-моды возбуждения в ядре ^{12}C : соотношение $S^2 = F_{\text{экс}}^2 / F_{\text{ПМ}}^2 = 0,37 \pm 0,04$ для уровня 19,65 МэВ, которому первоначально приписывалась чисто изовекторная амплитуда. Учет изоспинового смешивания отнюдь не снимает, а даже несколько усугубляет проблему, т.к. по данным [33] суммарный квадрат изовекторных амплитуд в двух состояниях 19,65 и 19,25 МэВ всего лишь около 0,3. В расчете на основе подхода ЧСКЯ было проанализировано влияние двух факторов на величину спектроскопической амплитуды: отклонение основного состояния ядра от замкнутой оболочки $p_{3/2}$ и разброс силы М4-перехода по нескольким состояниям 4^- в рамках изоспинового представления. Использование функций [47,48] для основного состояния ядра ^{12}C приводит, как минимум, к двум состояниям 4^- с данным значением изоспина $T = 0$ или $T = 1$, поскольку с вероятностью 0,71 отделение нуклона в состоянии $p_{3/2}$ приводит к образованию ядра-продукта в основном состоянии $(3/2)_1$ и с вероятностью около 0,1 — в возбужденном состоянии $(3/2)_2$. Около 20% вероятности отделения приходится на $p_{1/2}$ -нуклон, т.е. не ведет к М4-возбуждениям.

Расчет состояний $4^-, T = 1$ на этом ограниченном базисе дает два уровня при энергиях около 19 и 25 МэВ с распределением силы М4-перехода между ними, близким отношению 7:1. Для ядра ^{12}C большую роль играет взаимодействие входных возбуждений с квадрупольными колебаниями поверхности ядра. В [58] был проведен расчет состояний 4^- на расширенном базисе, включающем как те конфигурации конечного ядра, которые имеют прямую генеалогическую связь с основным состоянием ^{12}C , так и те конфигурации, которые связаны с состоянием $2^+, T = 0, E = 4,44 \text{ МэВ}$. Такая процедура расширила базис с 2(4) до 8(16) конфигураций — цифры в скобках соответствуют использованию протон-нейтронного, а не изоспинового представления. Результат этого расширения базиса не привел к существенному изменению спектроскопических амплитуд низших состояний 4^- по сравнению с узким базисом. Полученное при этом распределение изображено на рис.11, распад низшего состояния $4^-, T = 1$ согласно обсуждаемому расчету, должен происходить преимущественно по протонному каналу на основное состояние ^{11}B .

Отношение вероятностей заселения основных состояний ^{11}C и ^{11}B — около 6:94. Полная ширина состояния около 90 кэВ, что соответствует имеющимся данным [34,33]. Второе по интенсивности $M4$ -возбуждения состояние 4^- , $T = 1$ при $E = 25,10$ МэВ имеет формфактор примерно на порядок меньше, чем формфактор главного пика 4^- , $T = 1$. Распад этого состояния с наибольшей вероятностью идет на первое состояние $(5/2)_1^-$ ядра ^{11}B , возбужденные состояния $(3/2)_2^-$ ядер ^{11}B и ^{11}C и на состояние $(7/2)_1^-$ ядра ^{11}B .

Полученное в расчете ЧСКЯ соотношение поперечных формфакторов изовекторных $M2$ - и $M4$ -возбуждений в области энергий 18—20 МэВ соответствует экспериментально наблюдаемому [2,34] (рис.16). Измеренный формфактор $F_T^2(q)$ является суммой формфакторов уровней 2^- , $T = 1$, $E = 19,2$ МэВ и 4^- , $T = 1$, $E = 19,4$ МэВ (в данном случае указаны теоретические значения энергий). Проблема подавления изовекторных $M4$ -возбуждений легких ядер может быть решена путем совершенствования микроскопического описания волновых функций основного и возбужденных ядерных состояний. Использование функций подхода ЧСКЯ дает для квадрата спектроскопической изовекторной амплитуды низшего по энергии состояния 4^- значение 0,68—0,71 вместо 1 — результата предельной модели, в которой ядро ^{12}C рассматривается как замкнутая оболочка $(p_{3/2})^8$. Эти значения получены в расчетах с ВФГО. Однако, по-



скольку СМС лежат, как правило, при энергиях возбуждения выше порога отделения нуклона, радиальная функция частицы в конечном потенциале, например, в потенциале Вудса — Саксона (ВФС), может значительно отличаться от осцилляторной, причем интеграл перекрытия $\langle j_2 | j_{J-1}(qr) | j_1 \rangle$ будет различным для протонов и нейтро-

Рис.16. Поперечный формфактор комплекса при 19,5 МэВ в ядре ^{12}C . Точки — эксперименты [2,34]. Штриховая кривая — $M2$ -формфактор, штрихпунктирная — $M4$ -формфактор. Результаты расчетов в ЧСКЯ умножены на 0,7

нов. В [67] дана оценка влияния ВФВС на интеграл перекрытия, форм-фактор и спектроскопические амплитуды для ряда ядер с замкнутыми подоболочками. Наибольший эффект использование ВФВС дает для легких ядер, где результат расчета с ВФВС отличается от результата расчета с ВФГО в 2,4 (^{12}C) и 1,5 (^{16}O) раза. Для средних ядер результаты обоих расчетов почти совпадают, а для тяжелого ядра ^{208}Pb квадрат спектроскопической амплитуды в ВФВС даже выше, чем в ВФГО. (Тенденция уменьшения влияния конечного потенциала отражает растущую роль центробежного потенциала в формировании радиальной функции несвязанного нуклона.) В табл.6 дано сравнение изовекторных спектроскопических амплитуд низшего по энергии состояния 4^- ядра ^{12}C в разных вариантах расчета.

Таблица 6. Отношение квадратов формфакторов $F_T^2/F_{\text{ПМ}}^2$ для состояния 4^- , $E = 19,6$ МэВ ядра ^{12}C

Эксперимент	Предельная модель, ВФГО	ЧСКЯ, ВФГО	Предельная модель, ВФВС	ЧСКЯ + ВФВС
0,37±0,3	1	0,68±0,71	0,42	0,30±0,29

Таким образом, использование реалистических представлений о микроскопической структуре волновых функций ядерных состояний и нуклонов приводит к результату, практически совпадающему с экспериментом. Напомним, что теоретический результат должен быть увеличен на 12—18%, если в расчете формфактора, помимо чисто спинового члена, учитываются также мезонные обменные токи.

Ядро ^{13}C . Структура базисных конфигураций возбужденных состояний $9/2^+$ ядра ^{13}C очень проста: все конфигурации построены на состояниях 2^+ ядер с $A = 12$, причем в волновые функции $9/2^+$, $T = 1/2$ входят как $(2^+, T' = 0, E') \times (d_{5/2})_n$ конфигурации, где E' — энергии возбуждения трех состояний 2^+ , $T = 0$ ядра ^{12}C , так и $(2^+, T' = 1, E') \times (d_{5/2})_{n,p}$ конфигурации, где состояния 2^+ , $T' = 1$ входят в спектр ядер ^{12}B и ^{12}C . Из шести состояний $9/2^+$, $T = 1/2$ только два имеют значительную силу М4-возбуждений. Это соответствует данным экспериментов [35]. Нейтронная природа низшего по энергии состояния $9/2^+$, $T = 1/2$ обсуждалась выше, здесь теоретический расчет ЧСКЯ приводит к близкому к эксперименту распределению спектроскопических амплитуд (табл.7).

Структура М4-возбуждений ядра ^{13}C в области энергий возбуждения выше 19 МэВ определяется вкладами состояний как с $T = 3/2$, так и с $T = 1/2$, но главный максимум возбуждения соответствует уровню $9/2^+$,

Таблица 7. Спектроскопические амплитуды низшего состояния
 $J^\pi, T = 9/2^+, T = 1/2$ ядра ^{13}C

Данные	Z_0	Z_1
Расчет ЧСКЯ	-0,31	-0,23
Эксперимент [35]	$0,26 \pm 0,07$	$+0,28 \pm 0,02$

$T = 3/2$. Экспериментальное значение энергии главного пика равно 21,47 МэВ, расчет в рамках ЧСКЯ дал значение энергии 22,8 МэВ. (Следует отметить, что расчеты состояний с $T = 1/2$ и $T = 3/2$ проводились с одним и тем же набором параметров гамильтониана.) Приведенная на рис.11 структура изовекторных $M4$ -возбуждений соответствует экспериментальной на рис.8. Расчет ширин распада и вероятностей заселения уровней конечных ядер показал, что протонная ширина распада состояния $9/2^+, T = 3/2, E = 22,8$ МэВ в 2,5 раза выше нейтронной, полная распадная ширина равна 0,3 МэВ. Распад происходит с вероятностью 72% на уровень $12^+, T' = 1, E' = 0,95$ МэВ ядра ^{12}B и с вероятностью 28% на уровень $12^+, T' = 1, E' = 16,11$ МэВ ядра ^{12}C . Оба эти состояния нестабильны по каналу вылета гамма-квантов.

Ядро ^{14}C . Расчет $M4$ -возбуждений ядра ^{14}C включает в число состояний конечных ядер три низших состояния $3/2^-, T = 1/2$ ядра ^{13}C (3,68, 9,9 и 11,8 МэВ) и состояния $3/2^-, T = 3/2$ ($E = 15,11$ МэВ в ^{13}C и $E = 0$ в ^{13}B). На рис.17 приведены результаты расчета состояний 4^- и экспериментальные данные [36, 23] при

одних и тех же значениях переданного ядру импульса. Поведение формфакторов $F_T^2(q)$ трех интенсивных состояний показано на рис.18. Качественное согласие расчета ЧСКЯ [55] с экспериментом [36, 23] является вполне удовлетворительным как в положении пиков, так и в их относительной интенсивности. Кривые на рис.18

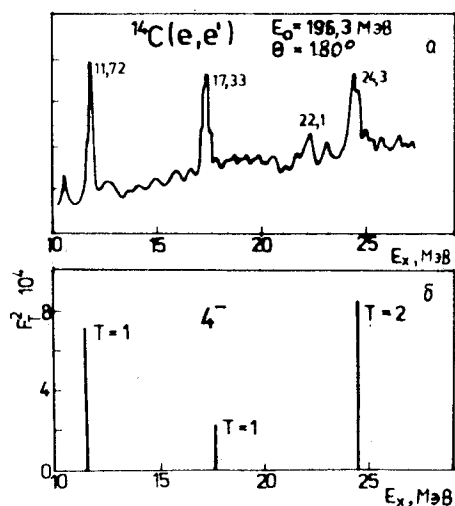


Рис.17. Распределения по энергиям возбуждения сечения $^{14}\text{C}(e, e')$: а — эксперимент [36]; б — расчет [55] при $q = 1,8$ фм $^{-1}$

Таблица 8. Энергии и факторы $S^2 = (F_T^2)_{\text{эксп.}} / (F_T^2)_{\text{теор.}}$ для состояний 4^- ядра ^{14}C

$E_{\text{эксп.}}, \text{МэВ}$	$E_{\text{теор.}}, \text{МэВ}$	S^2 , предельная модель (ВФГО) [36]	S^2 , ЧСКЯ (ВФГО) [55]
11,72	11,5	0,19	0,40
17,33	17,5	0,22	1,20
24,3	24,4	0,37	0,57

перенормированы на факторы S^2 , которые в расчете ЧСКЯ с ВФГО значительно ближе к единице, чем в предельной модели. Эти величины приведены в табл.8.

Таким образом, использование реалистических функций и в случае ^{14}C приводит к более близкому к эксперименту распределению сил М4-переходов. Суммарный поперечный формфактор $\Sigma F_T^2(q)$ превышает значение, полученное в эксперименте [23], примерно в 1,7—1,9 раза. Как уже было показано выше для ядра ^{12}C , использование ВФВС вместо ВФГО снижает интеграл перекрытия радиальных волновых функций. Для состояния $4^-, T = 2$ этот эффект наиболее заметен, снижение формфактора ЧСКЯ с ВФВС обеспечивает в данном случае для наиболее интенсивного пика М4-возбуждений $4^-, T = 2$ не только качественное, но и количественное согласие с экспериментом.

Распадные характеристики М4-резонансов ядра ^{14}C приведены в табл.9 (расчет ЧСКЯ с ВФГО).

При отсутствии смешивания состояний по изоспину главный пик М4-возбуждений с квантовыми числами $4^-, T = 2$ должен распадаться по протонному (82%) и нейтронному каналам в низшие состояния ядер ^{13}C и ^{13}B с изоспином $T = 3/2$. Изоспиновое смешивание резонансных состояний с $T = 2$ и $T = 1$ открывает каналы распада главного максимума М4-возбуждения в низшие состояния с $T = 1/2$ ядра ^{13}C со спином $J = 3/2^-$. Этот эффект дол-

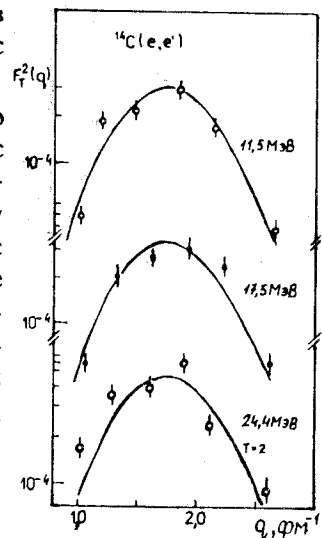


Рис.18. Формфакторы состояний 4^- ядра ^{14}C . Точки — [36], кривые — результат расчета [55] (см. табл.8)

Таблица 9. Формфакторы и распадные характеристики состояний 4^- ядра ^{14}C

Энергия E , МэВ	Изоспин T	$F_T^2 \cdot 10^4$	Ширины и вероятности заселения уровней ядер $s A = 13$							
			$^{14}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$					$^{14}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{B} + p$		
			J' T' E'	$3/2^-$ $1/2$ 3,68	$3/2^-$ $1/2$ 9,9	$3/2^-$ $1/2$ 11,9	$3/2^-$ $3/2$ 15,1	Γ_n , МэВ	J' T' E'	$3/2^-$ $3/2$ 0
11,5	1	7,3					0			0
17,5	1	2,2					0,1			0
19,4	1	10^{-3}	45	55			0,1			0
23,4	1	$\sim 10^{-4}$	17	2	71		0,5	10		0,06
24,4	2	8,7				18	0,07	82		0,3

жен быть четко виден в нейтронных спектрах распада, поскольку распад в состояние $3/2^-, T = 1/2, E = 3,68$ МэВ будет сопровождаться вылетом жестких нейтронов с $\epsilon_n \cong 12$ МэВ. Отношение ширин нейтронных каналов, разрешенных и запрещенных по изоспину, как показали расчеты [55], очень чувствительно к параметрам смешивания по изоспину. Ширина распада резонанса $4^-, T = 2$ в состояние $3/2^-, T = 1/2, E = 3,68$ МэВ по нейтронному каналу увеличивается в 40 раз при варьировании параметра кулоновского смешивания от 0,1 до 0,5 МэВ. Измерение жестких нейтронов распада возбужденных состояний 4^- в совпадении с γ -квантами девозбуждения уровня 3,68 МэВ может служить мерой изоспинового смешивания.

Ядро ^{14}N . В расчете ЧСКЯ с единым набором параметров гамильтониана были получены энергии и волновые функции всех возбужденных состояний отрицательной четности, соответствующих $1\hbar\omega$ -возбуждениям [68] ядра ^{14}N . Состояния

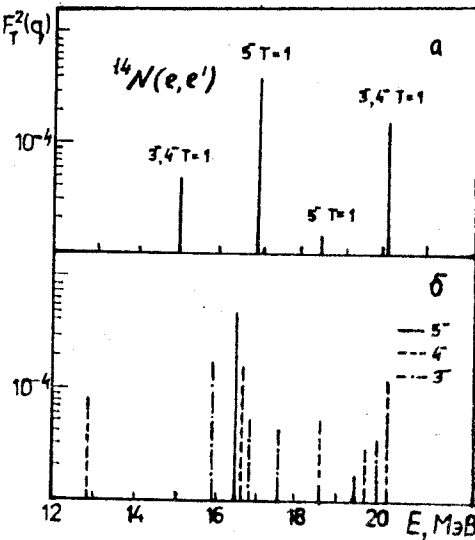
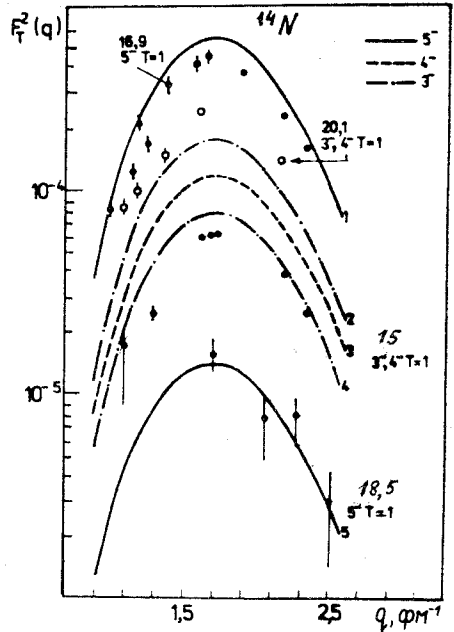


Рис.19. Распределение $M4$ -формфакторов по энергиям возбуждения ядра ^{14}N : а — эксперимент [37]; б — расчет [55]

Рис.20. Формфакторы $M4$ -возбуждений ядра ^{14}N . Точки — [37], кривые — [55]. Цифры около кривых от 1 до 5 соответствуют состояниям с энергиями 16,4, 16,0, 20,2, 16,9 и 19,5 МэВ (см.табл.10) [55]



со спинами $3^-, 4^-$ и 5^- возбуждаются при $M4$ -переходах; на рис.19, 20 проведено сравнение результатов расчетов ЧСКЯ для изовекторных поперечных формфакторов ^{14}N с данными (e, e') -эксперимента [37] (см. также рис.8, 11). Расчет [68,55] воспроизводит общую структуру $M4$ -переходов, но дает более богатый спектр их распределения. Отметим, что экспериментальное выделение пиков, соответствующих $M4$, в случае сложной структуры сечения ^{14}N (e, e') затруднительно, и при этом неизбежно пики невысокой интенсивности останутся неидентифицированными. Эта причина является одним из источников подавления сил МГР.

Главный пик $M4$ -возбуждения со спином $5^-, T = 1$ обнаружен при $E = 16,9$ МэВ. Теория воспроизводит положение (16,4 МэВ) и формфактор этого резонанса. Воспроизводится также второй пик с $J^\pi = 5^-, T = 1$, хотя его положение оказывается в теории завышенным. Расчет предсказывает два резонансных пика вблизи основного с квантовыми числами 3^- и $4^-, T = 1$. Первый примерно в четыре-пять раз, а второй в три раза ниже по интенсивности, чем пик с 5^- при $E = 16,4$ МэВ. Данные [37] указывают также на существование двух пиков в этой области с энергиями 16,7 и 17,2 МэВ с еще не установленными экспериментально квантовыми числами. В области энергий 11+16 МэВ расчет дает три резонансных состояния $M4$ -возбуждения. Экспериментальные данные указывают на существование нескольких пиков, среди которых расположенный при 15 МэВ имеет типичное поведение $M4$ -формфактора. Теория (см. рис.20) показывает, что этот пик следует идентифицировать как состояние $3^-, T = 1$. В области энергий возбуждения $E > 18$ МэВ в эксперименте четко проявляется пик при $E = 20,1$ МэВ, другие пики в этой области ($E = 17,8, 18,5$ и $19,7$ МэВ) имеют меньшую интенсивность. По теорети-

ческим оценкам наиболее вероятный кандидат для пика при 20,1 МэВ — M4-резонанс с квантовыми числами 4^- , $T = 1$. Идентификация спина возбужденного состояния, т.е. в данном случае выбор между 3^- , 4^- и 5^- изовекторными возбуждениями по значению формфактора M4-перехода неоднозначна, поскольку кривые формфакторов M4 подобны, а положение МГР в теоретическом расчете зависит от выбора параметров гамильтониана, и в расчете, использующем для всех мультиполей единый набор параметров, не может быть установлено с точностью более высокой, чем ± 1 МэВ. В этой ситуации перспективным методом идентификации спина состояния может быть изучения парциальных каналов распада возбужденных состояний (табл.10) [68].

Для состояния 5^- , $T = 1$ при 16,4 МэВ единственным открытым каналом распада является протонный распад с образованием конечного ядра ^{13}C в возбужденном состоянии $5/2^-$, $E = 7,55$ МэВ и вылетом d -протона с энергией 1,75 МэВ. Первое состояние $5/2^-$ ядра ^{13}C нестабильно относительно нейтронного распада в основное состояние ^{12}C . Распады в возбужденные состояния ^{12}C закрыты по энергии. Это дает возможность предсказать энергетическое положение нейтронного пика вторичного распада: $\epsilon_n = E - E_{\text{св}} = 2,6$ МэВ. Этот пик в спектре нейтронов должен расщепляться, отражая угловую анизотропию d -протонов первой степени распада резонансного состояния. В рамках теоретической модели ЧСКЯ каналы распада состояний 5^- , $T = 1$ на основное и низшее $3/2^-$ возбужденные состояния ядер ^{13}C и ^{13}N закрыты.

Распады состояний 3^- и 4^- , $T = 1$, расположенных вблизи главного пика 5^- , $T = 1$, отличаются от него рядом существенных особенностей. Оба состояния преимущественно распадаются на низшие состояния $3/2^-$, $T = 1/2$ ядер ^{13}C и ^{13}N . Для состояния 3^- , $T = 1$ открыт канал распада в основные состояния этих ядер, что должно проявляться в виде пиков в области высоких энергий спектров нуклонов электрорасщепления ($\epsilon_p \cong 9$ МэВ, $\epsilon_n \cong 6$ МэВ). Вылет протонов и нейтронов высоких энергий характерен также для распада максимумов 3^- , $T = 1$, расположенных при энергии около 20 МэВ, поскольку для этих состояний открыт канал распада на основное состояние ядер с $A = 13$, закрытый для состояний 4^- и 5^- . Распады состояний 4^- и 5^- , а также вторичные распады возбужденных состояний ядер с $A = 13$, заселяемых с заметной интенсивностью при распаде M4-резонансов ядра ^{14}N , ведут к излучению более мягких нуклонов ($\epsilon_p \leq 3$ МэВ). Различие распадных характеристик состояний 3^- и 4^- особенно резко проявляется в области энергий возбуждения $E \approx 16$ МэВ, поскольку ширины резонансов здесь малы, а распад состояний 3^-

происходит преимущественно в основные состояния дочерних ядер, т.е. по каналу, закрытому для распадов состояний 4^- и 5^- .

Таким образом, исследование распадных свойств $M4$ -резонансов в случае ^{14}N является перспективным методом идентификации квантовых чисел возбужденных состояний ядра.

Ядро ^{15}N . Высокоспиновые возбуждения ядра ^{15}N были подвергнуты анализу в работе [38], где помимо экспериментальных данных о результатах (π^+, π^+') - и (π^-, π^-') -экспериментов на этом ядре приведены также данные о (e, e') -экспериментах, которые описаны до этого только в предварительной публикации [72]. Область детальных исследований на пионных пучках ограничена энергией возбуждения 18 МэВ. Идентификация пиков дифференциальных (π, π') -сечений как возбуждений магнитного типа с $\Delta S = 1$ проводилась по зависимости сечения от кинетической энергии пионов при фиксированном ($1,57 \text{ фм}^{-1}$) переданном импульсе. Резкий спад с ростом T_π обнаружили пики сечения, локализованные при энергиях возбуждения 10,69, 12,49 и 17,2 МэВ. Менее резкий спад с энергией пиона проявляет состояние с $E = 14,0 \text{ МэВ}$. Были также сделаны попытки извлечь $M4$ -пики из области более высоких, чем 18 МэВ, энергий возбуждения, где по данным [72] должны быть сосредоточены некоторые сильные максимумы (e, e') -сечений. На основании анализа данных (π, π') -экспериментов получены два решения для спектроскопических амплитуд Z_0 и Z_1 всех интенсивных пиков сечения, которые рассматривались как пики $M4$ -переходов.

Теоретическое исследование всех $1\hbar\omega$ -переходов в ядре ^{15}N показало [56], что в области переданных импульсов выше $1,5 \text{ фм}^{-1}$, где формфакторы $M4$ -переходов находятся вблизи максимума, роль переходов с более низкими мультипольностями остается достаточно весомой. Особенно значительный вклад в сечения возбуждения вносит $E3$ -возбуждение, главный максимум которого формируется за счет переходов $p_{3/2} \rightarrow d_{3/2}$ и $p_{1/2} \rightarrow d_{5/2}$ (см. рис.15). Большой вклад последнего перехода в поперечный формфактор $F_T(E3)$ определяет необходимость совместного анализа $M4$ - и $E3$ -возбуждений для ядер конца p -оболочки. Распределение поперечных формфакторов $M4$ - и $E3$ -возбуждений, заселяющих состояния $9/2^+$, $7/2^+$ и $5/2^+$ ядра ^{15}N , показано на рис.21. Расчет проводился в версии ЧСКЯ модели оболочек, причем на основе единого подхода были получены все волновые функции для $1\hbar\omega$ -возбуждений этого ядра, а также исследована зависимость сечений возбуждения от выбора параметров гамильтониана остаточного взаимодействия. Анализ работы [56] показывает сравнительно слабую зависимость распределения сечений воз-

Рис.21. Распределение формфакторов М4- и E3-возбуждений ядра ^{15}N по энергиям при $q = 1,7 \text{ фм}^{-1}$ [56]

буждения от выбора параметров остаточного взаимодействия даже для сечений гигантского дипольного резонанса, где смешивание конфигураций и коллективизация состояний играют наиболее важную роль.

Для возбуждений высокоспиновых состояний воздействие выбора параметров расчета остаточных сил еще менее существенно, чем для E1-возбуждений. Более влиятельным фактором для высокоспиновых возбуждений оказался выбор системы базисных конфигураций: ограничение их лишь теми состояниями конечного ядра, которые имеют прямую

генеалогическую связь с основным состоянием ^{15}N , или расширение базиса также и на те конфигурации, которые соответствуют взаимодействию входных возбуждений с фонами. Сравнение результатов расчета для «узкого» и «широкого» базисов показало, что второй вариант расчета более реалистическим образом воспроизводит экспериментальную картину высокоспиновых возбуждений. Особенно чувствительны к деталям теоретической модели значения спектроскопических амплитуд. Чтобы проиллюстрировать это положение, сравним экспериментальные и теоретические результаты для спектроскопических амплитуд $Z_{4,T}$ первых двух возбужденных состояний в спектре возбуждения ядра ^{15}N . Оба решения из анализа (π, π') -экспериментов дают для энергий возбуждения 10,7 и 12,5 МэВ отношения Z_0/Z_1 с одинаковыми знаками, причем для первого решения $Z_0/Z_1 = -0,95$, а для второго $Z_0/Z_1 = -0,27$ для первого из возбужденных состояний. Решение для Z_0/Z_1 в ЧСКЯ [70] зависит от выбора базиса: в «узком» базисе $Z_0/Z_1 = 14,1$ и в «широком» — 1,4 для первого состояния $9/2^+$, $T = 1/2$ (см. табл.11).

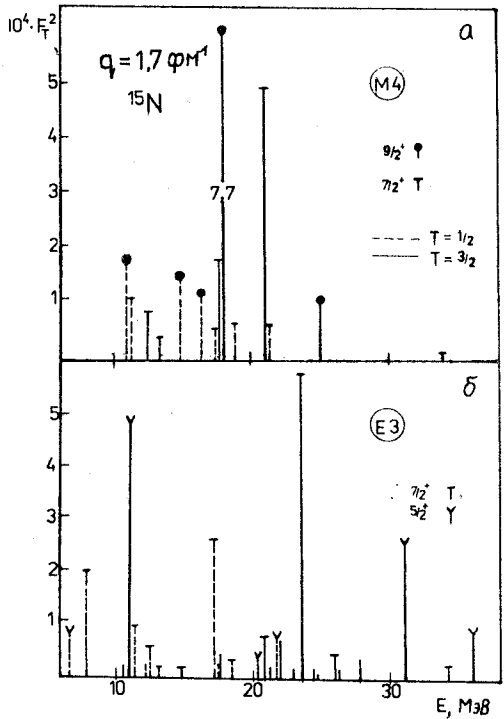


Таблица 11. Характеристики уровней с $I = 7/2, 9/2$ (широкий базис): энергии, спектроскопические амплитуды, максимальные значения для поперечных формфакторов, ширины уровней для ядра ^{15}N

$2I$	$2T$	$E, \text{МэВ}$	\mathcal{Z}'_0	\mathcal{Z}'_1	$10^4 \cdot F_{M4}^2$	$10^4 \cdot F_{E3}^2$	$10^4 \cdot F_T^2$	$10^4 \cdot F_{C3}^2$	$\Gamma, \text{кэВ}$
9	1	11,00	-0,314	-0,214	1,76	0	1,76	0	0
9	1	11,73	0,665	-0,080	0,05	0	0,05	0	0
9	1	14,9	0,046	-0,250	1,37	0	1,37	0	0
9	1	16,40	0,047	-0,233	1,19	0	1,19	0	0
9	1	21,38	-0,071	-0,122	0,43	0	0,43	0	96
9	3	17,95	0	-0,572	7,70	0	7,70	0	0,5
9	3	25,02	0	-0,207	1,01	0	1,01	0	46
7	1	7,84	0,129	-0,032	0,001	1,91	1,91	2,16	0
7	1	11,35	-0,187	0,259	1,18	0,02	1,20	0,06	0
7	1	11,44	0,221	-0,071	0,02	0,84	0,86	7,14	0,4
7	1	12,59	0,137	0,157	0,78	0,53	1,32	3,28	25
7	1	13,32	-0,155	0,125	0,22	0,22	0,44	1,72	1
7	1	17,51	-0,175	-0,100	0,41	2,53	2,91	5,67	265
7	1	17,58	0,059	0,043	0,07	0,35	0,42	0,73	1915
7	1	18,79	0,353	0,091	0,58	0,30	0,88	0,78	10
7	1	19,96	-0,038	-0,011	0,01	0,06	0,07	4,70	555
7	1	21,11	-0,294	-0,090	0,50	0,02	0,51	0,001	196
7	1	23,53	-0,202	0,044	0,00	0,001	0,002	0,13	299
7	1	27,99	0,032	-0,020	0,01	0,18	0,18	0,52	101
7	3	17,69	0	-0,272	1,75	0,39	2,14	2,78	0
7	3	21,22	0	-0,452	4,81	0,73	5,54	0,13	28
7	3	23,57	0	-0,086	0,17	5,78	5,95	10,53	1403
7	3	26,10	0	-0,069	0,11	0,45	0,57	0,17	120
7	3	34,13	0	-0,076	0,14	0,23	0,37	0,04	2643

Уровень 14,04 МэВ, согласно эксперименту [38], возбуждается за счет как $\Delta S = 1$, так и $\Delta S = 0$ переходов. Естественно идентифицировать его с состоянием $7/2^+$, $T = 1/2$, в возбуждение которого дают вклады как $M4$ -переходы с $\Delta S = 1$, так и $E3$ -переходы, для которых возможны вклады $\Delta S = 1$ и $\Delta S = 0$ возбуждений.

Положение уровней с изоспином $T = 3/2$ оказалось несколько заниженным по энергиям возбуждения по сравнению с данными [38]. Расчет [56] указывает на три основных пика $T = 3/2$ при энергиях возбуждения выше 17 МэВ, низший из этих пиков соответствует состоянию $9/2^+$, $T = 3/2$ и возбуждается только в $M4$ -переходах.

Спектроскопические амплитуды \mathcal{Z}'_0 и \mathcal{Z}'_1 , полученные в [38] для $M4$ -переходов в ядре ^{15}N , составляют для состояния 10,7 МэВ $\mathcal{Z}'_0 = +0,238 \pm 0,015$; $\mathcal{Z}'_1 = -0,252 \pm 0,030$ и для состояния 12,5 МэВ

$\mathcal{Z}_0 = +0,294 \pm 0,018$; $\mathcal{Z}_1 = -0,334 \pm 0,036$. (В [38] использовано определение (19) спектроскопических амплитуд.) Если идентифицировать оба эти состояния с уровнями $9/2^+$, $T = 1/2$, то теоретическая интерпретация соотношений знаков этих амплитуд оказывается затруднительной. Если волновые функции первых двух уровней $9/2^+$ ортогональны, спектроскопические амплитуды должны иметь, грубо говоря, разные соотношения знаков. Отметим, что данные расчетов, приведенные в [38] для одночастичных матричных элементов состояний $9/2_1^+$ и $9/2_2^+$, которые получены в версии модели оболочек, близкой ЧСКЯ, но с другими параметрами взаимодействий [22], также дают разные соотношения знаков $\Delta T = 0$ и $\Delta T = 1$ матричных элементов для этих состояний. Возможно, что расхождение эксперимента и теории в этом пункте связано с любопытным противоречием между предсказаниями расчетов [47,48] для состояний с четностью, равной четности основного состояния, и данными (p, d)-реакций. Согласно [48], в спектре ядер с $A = 14$ должно существовать только одно состояние с $(J^\pi, T) = (2^+, 1)$, которое имеет значительную генеалогическую связь с основным состоянием ядра ^{15}N и должно поэтому проявляться в реакциях подхвата. Эксперимент [71] указывает на возбуждение двух близких состояний 2^+ , $T = 1$ с энергиями 9,17 и 10,43 МэВ с близкими спектроскопическими факторами (p, d)-реакции. Возможно, что подобие микроскопических структур первых состояний $9/2^+$, $T = 1/2$, проявившееся в их спектроскопических амплитудах \mathcal{Z}_0 и \mathcal{Z}_1 , является следствием «дублетной» структуры дырочных состояний конечных ядер с $A = 14$.

Распадные характеристики высокоспиновых состояний ядра ^{15}N отражены в табл.12 по результатам расчета [70]. Распады состояний $9/2^+$ заблокированы вплоть до энергий возбуждения 17 МэВ, поскольку, согласно расчетам [70], нуклонные распады состояний $9/2^+$ приводят к состояниям конечных ядер ^{14}N и ^{14}C с энергиями 7 МэВ и выше. Распады состояний $9/2^+$, расположенных выше 17 МэВ, очень чувствительны к особенностям конфигурационной структуры волновых функций возбужденных состояний. Расширение базиса на состояния 3^+ , $T = 0$ конечных ядер открывает в распаде высоколежащих уровней $9/2^+$ каналы с большой относительной вероятностью. Распад изоспиновой ветви $9/2^+$, $T = 1/2$ происходит преимущественно по нейтронному каналу в $T = 0$ состояния ядра ^{14}N . Для изоспиновой ветви $T=3/2$ характерно изменение соотношения протонного и нейтронного каналов при росте энергии возбуждения. В распадах состояний $9/2^+$ и $7/2^+$ с $T=3/2$ и $E < 24$ МэВ преобладают протонные каналы, а при $E > 24$ — нейтронные. Это утверждение

Таблица 12. Распадные характеристики состояний с $I = 7/2, 9/2$ из расчета в широком базисе для ядра ^{15}N

J,T	E, МэВ	Ширины, кэВ			Вероятности заселения уровней ядер ($A = 14$), %													
		Γ_{tot}	Γ_p	Γ_n	^{14}C		^{14}N											
					2,1 7,0	2,1 17,9	1,0 0,0	1,0 3,95	3,0 6,45	2,0 7,03	3,0 9,13	2,1 9,17	1,0 15,2	2,1 17,9				
9/2, 1/2	11,0	0	0	0														
	11,7	0	0	0														
	14,9	0	0	0														
	16,4	0	0	0														
	21,4	96	0	96						23,3	52,0	24,7	0,1					
9/2, 3/2	18,0	0,5	0,5	0	100													
	25,0	46	18	28	39,7											60,3		
7/2, 1/2	7,8	0	0	0														
	11,40	0	0	0														
	11,44	0,4	0	0,4			100											
	12,6	25	0	25			100											
	13,3	1	0	1			100											
	17,5	265	0	265				3,7		94,3								
	17,6	1915	0	1915						100								
	18,8	10	3,5	6,5	34,9			7,3	31,3	25,5	1,0							
	20,0	555	29	526	5,2			31,4	0,5	0,9	62,0							
	21,1	196	0,6	195	0,2			0,7	12,4	13,7	23,4	49,5						
	23,5	299	3	296	0,3			0,1	1,6	8,0	5,4	83,7						
28,0	101	17	84	14,8			2,2	5,9	10,1	5,6	16,3	6,6	36,3					
7/2, 3/2	17,7	0	0	0														
	21,2	28	20	8	72,1											27,9		
	23,6	1403	626	777	44,5											55,4		
	26,1	120	46	74	37,0											60,8		
	34,1	2463	709	1934	1,5	22,8									2,9			65,6

модельного расчета основано, однако, на использовании представления изоспина. Исследование парциальных каналов распада состояний максимального спина совместно с определением спектроскопических амплитуд является наиболее перспективным методом изучения микроскопической структуры возбужденных состояний и проверки справедливости модельных приближений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования возбужденных состояний ядер, возникающих за счет MJ_{max} -переходов, представляют собой наиболее прямой путь выяснения структуры и свойств спиновой компоненты ядерного нуклонного тока.

Совместный анализ (e, e') -, $(\pi^-, \pi^{-'})$ - и $(\pi^+, \pi^{+'})$ -реакций возбуждения MJ_{\max} -переходов в области переданных ядру импульсов $1,5-2 \text{ фм}^{-1}$ позволяет получить значения спектроскопических амплитуд возбужденных состояний, что является на сегодняшний день самой детальной информацией о волновых функциях ядра. Эта уникальная особенность MJ_{\max} -возбуждений делает их критичным методом проверки микроскопических методов описания ядерных состояний.

Для ядер p -оболочки, основное состояние которых не соответствует заполненной оболочке, определяющую роль в формировании энергетического распределения сечений $M4$ -переходов в ядре-мишени A играет разброс дырочных состояний по энергиям возбуждения конечных ядер $A-1$. Этот вывод теоретического анализа, основанного на варианте ЧСКЯ многочастичной модели оболочек, подтверждается сравнением результатов расчета $M4$ -формфакторов с экспериментальными данными. Вариант ЧСКЯ многочастичной модели позволяет также интерпретировать соотношение $(\pi^-, \pi^{-'})$ - и $(\pi^+, \pi^{+'})$ -сечений $M4$ -возбуждения для низших по энергии состояний максимального спина в ядрах p -оболочки. Фрагментация силы $M4$ -перехода по значительному числу возбужденных состояний является одним из главных источников широко обсуждаемого в последние годы эффекта подавления, т.е. несоответствия экспериментальных значений интенсивностей переходов их оценке в упрощенных модельных приближениях. Учет разброса силы перехода совместно с оценкой одночастичной плотности $\langle j_i || j_3(qr) | Y_3 \times \sigma |_4 || j_i \rangle$ на основе реалистических нуклонных волновых функций в яме конечной глубины снимает, по-видимому, проблему подавления $M4$ -возбуждений. Возможность количественной интерпретации распределения сил $M4$ -переходов как результата взаимодействия нуклонных степеней свободы ядра является доводом в пользу необходимости детального исследования роли взаимодействия нуклонных конфигураций в формировании структуры и свойств сечений других мультипольностей. Таким образом, изучение $M4$ -возбуждений убедительно подтверждает большие возможности многочастичной модели оболочек в описании свойств возбужденных состояний ядер. С другой стороны, именно сравнение результатов теоретического расчета спектроскопических амплитуд $M4$ -возбуждений с экспериментальными значениями этих величин выявляет ограниченность традиционного оболочечного описания. Становится очевидным, что набор значений изоскалярных и изовекторных амплитуд MJ_{\max} -переходов не может быть адекватно воспроизведен на основе модели, использующей при расчете волновых функций набор феноменологических параметров физики ядра малых энергий и переданных

импульсов. Объем информации, заключенной в экспериментальных значениях спектроскопических амплитуд MJ_{\max} -переходов группы ядер, достаточно велик для постановки обратной задачи: извлечения конфигурационной структуры волновых функций возбужденных состояний из спектроскопических амплитуд и определения параметров взаимодействия, ответственного за формирование функции возбуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lindgren R.A., Petrovich F. — In: Spin Excitations in Nuclei (Ed. Petrovich F. et al.) N.Y., Plenum Press, 1984, p.323.
2. Donnelly T.W., Walecka J.D., Sick I. et al. — Phys.Rev.Lett., 1968, vol.21, p.1196.
3. de Forest T., Walecka J.D. — Advances in Physics, 1966, vol.15, p.57.
4. Donnelly T.W., Walecka J.D. — Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, vol.25, p.325.
5. Towner I.S. — Phys.Rep., 1987, vol.155, p.263.
6. Donnelly T.W. — Phys.Rev., 1970, vol.C1, p.833.
7. Petrovich F., Howell R.H. et al. — Nucl.Phys., 1982, vol.A383, p.355.
8. Petrovich F., Carr J.A., McManus H. — Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1986, vol.36, p.29.
9. Bertozzi W. — Nucl.Phys.A, 1982, vol.374, p.109c.
10. Clausen B.L., Lindgren R.A. et al. — Phys.Rev.Lett., 1990, vol.65, p.547.
11. Yen S., Sobie R. et al. — Phys.Rev.C, 1983, vol.27, p.1939.
12. Anderson B.D., Watson J.D. et al. — Phys.Lett.B, 1983, vol.123, p.383.
13. Anderson B.D., Fasely A. et al. — In: Spin Excitations in Nuclei (Ed. Petrovich F. et al.) N.Y., Plenum Press, 1984, p.391.
14. Lindgren R.A., Gerace W.J. et al. — Phys.Rev.Lett., 1979, vol.42, p.1524.
15. Lindgren R.A., Williamson C.F., Kovalski S. — Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, p.504.
16. Lindgren R.A., Petrovich F. et al. — Phys.Rev.C, 1976, vol.14, p.1789.
17. Lindgren R.A., Plum M.A. et al. — Phys.Rev.Lett., 1981, vol.47, p.1266.
18. Lindgren R.A., Flanz J.B. et al. — Phys.Rev.Lett., 1981, vol.46, p.706.
19. Rho M. — In: Spin Excitations in Nuclei (Ed. Petrovich F. et al.) N.Y., Plenum Press, 1984, p.111, 249.
20. Lindgren R.A., Leuschner M. et al. — Can.J.Phys., 1987, vol.65, p.666.
21. Lallena A.M., Dehesa J.S., Krewald S. — Phys.Rev.C, 1986, vol.34, p.332.
22. Millener D.J., Kurath D. — Nucl.Phys.A, 1975, vol.255, p.315; Millener D.J. — Private communication.
23. Plum M.A., Lindgren R.A. et al. — Phys.Rev.C, 1989, vol.40, p.1861.
24. Petrovich F., Love W.G. — Nucl.Phys.A, 1981, vol.354, p.499c.
25. Holtcamp D.B., Seestrom-Morris S.J. et al. — Phys.Rev.C, 1985, vol.31, p.957.
26. Seestrom-Morris S.J., Holtcamp D.B. et al. — In: Spin Excitation in Nuclei (Ed. Petrovich F. et al.) N.Y., Plenum Press, 1984, p.291.
27. Love W.C., Franey M.A., Petrovich F. — Ibid., p.205.
28. Holtcamp D.B., Seestrom-Morris S.J. et al. — Phys.Rev.Lett., 1980, vol.45, p.420.
29. Sick I., Hughes E.B. et al. — Phys.Rev.Lett., 1969, vol.23, p.1117.
30. Hyde C., Bertozzi W. et al. — Bull.Am.Phys.Soc., 1981, vol.26, p.27.
31. Henderson R.S., Spicer B.M. et al. — Austr.J.Phys., 1979, vol.32, p.411.
32. Carr J.A., Petrovich F. et al. — Phys.Rev.C, 1983, vol.27, p.1636.
33. Cottingame W.B., Boyer K.G. et al. — Phys.Rev.C, 1987, vol.36, p.230.
34. Hicks R.S., Flanz J.B. et al. — Phys.Rev.C, 1984, vol.30, p.1.
35. Hicks R.S., Lindgren R.A. et al. — Phys.Rev.C, vol.34, p.1161.
36. Plum M.A., Lindgren R.A. et al. — Phys.Lett.B, 1984, vol.137, p.15.

37. Bergstrom J.C., Neuhausen R., Lahm G. — *Phys.Rev.C*, 1984, vol.29, p.1168.
38. Seestrom-Morris S.J., Denhard D., Morris C.L. — *Phys.Rev.C*, 1985, vol.31, p.923.
39. Koltun D.S. — In: *Adv. in Nuclear Science.* (Ed.Baranger A., Vogt E.) N.Y., 1969, vol.B, p.71.
40. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.905.
41. Гончарова Н.Г., Киссенер Х.Р., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.773.
42. Kissener H.R., Rotter I., Goncharova N.G. — *Fortschr. der Phys.*, 1987, vol.35, p.277.
43. Jager H.U., Kissener H.R., Eramzhyan R.A. — *Nucl.Phys.A*, 1971, vol.171, p.16.
44. Teeters W.D., Kurath D. — *Nucl.Phys.A*, 1977, vol.275, p.61; vol.283, p.1.
45. Kissener H.R. — Diss. «Multipolresonanzen mit kleinem Impulstransfer an 1p-Schalenkernen». Dresden, 1981.
46. Goncharova N.G., Yudin N.P. — *Phys.Lett.B*, 1969, vol.29, p.272.
47. Cohen S., Kurath D. — *Nucl.Phys.*, 1965, vol.73, p.1.
48. Cohen S., Kurath D. — *Nucl.Phys.A*, 1967, vol.101, p.1.
49. van der Steenhoven G., Blok H.P. et al. — *Nucl.Phys.A*, 1988, vol.480, p.547.
50. Гончарова Н.Г., Ишханов Б.С., Мокеев В.И. — ЯФ, 1982, т.35, с.43.
51. Гольцов А.Н., Гончарова Н.Г. — ЯФ, 1983, т.38, с.1410.
52. Гончарова Н.Г., Сагиян Г.С. — Вестник МГУ, сер.физ., 1972, т.13, с.121.
53. Goncharova N. — *Czech.J.Phys.B.*, 1982, vol.32, p.225.
54. Goncharova N.G., Golzov A.N., Kissener H.R. — *Nucl.Phys.A*, 1987, vol.462, p.367.
55. Golzov A.N., Goncharova N.G., Kissener H.R. — *Nucl.Phys.A*, 1987, vol.462, p.378.
56. Goncharova N.G., Sprevak V.J., Kissener H.R. — *Nucl.Phys.A*, 1990, vol.516, p.15.
57. Гончарова Н.Г., Киссенер Х.Р., Эрамжян Р.А. — Изв. АН СССР, сер.физ., 1985, т.50, с.996.
58. Гончарова Н.Г. — ЯФ, 1990, т.51, с.1281.
59. Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г. — ЯФ, 1991, т.54, с.920.
60. Gillet V., Vinh-Mau N. — *Nucl.Phys.*, 1964, vol.54, p.321.
61. Alias R.S., Hanna S.S. et al. — *Nucl.Phys.*, 1964, vol.58, p.122.
62. Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г. — Тез. 42 Сов. по ядерн. спектроскопии. Алма-Ата, 1992.
63. Bagheai H., Lindgren R.A. et al. — *IUCF Newsletters*, 1990, April, p.10.
64. Zeideman B., Geesaman D.F. et al. — *Phys.Rev.C*, 1988, vol.38, p.2251.
65. Ajzenberg-Selove F. — *Nucl.Phys.A*, 1988, vol.490, p.1.
66. Morris C.L., Piffaretti J., Thiessen H.A. — *Phys.Lett.B*, 1979, vol.86, p.31.
67. Clausen B.L., Peterson R.J., Lindgren R.A. — *Phys.Rev.C*, 1988, vol.38, p.589.
68. Гольцов А.Н., Гончарова Н.Г. — Изв.АН СССР, сер.физ., 1986, т.50, с.996.
69. Kneissl U., Leister K. et al. — *Nucl.Phys.A*, 1976, vol.264, p.30.
70. Гончарова Н.Г., Спсвак В.Я. — Изв.АН СССР, сер.физ., 1989, т.53, с.917.
71. Patrick V.H. et al. — *J.Phys.G*. — *Nucl.Phys.*, 1976, vol.2, p.751.
72. Lee T.—F.H., Kurath D. — *Phys.Rev.C*, 1980, vol.21, p.293; vol.22, p.1670.