

ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР

Н. И. Пятков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С. А. Фаянс

Институт атомной энергии им И. В. Курчатова, Москва

Дан обзор современных микроскопических подходов, применяемых для описания свойств ядерных зарядово-обменных возбуждений в низкоэнергетической части спектра, включая область гигантских резонансов. Проведено детальное сопоставление результатов расчетов, выполненных на основе теории конечных ферми-систем с точным учетом одночастичного континуума, с экспериментальными данными с целью извлечения информации об эффективном нуклон-нуклонном взаимодействии и локальном заряде квазичастиц e_q [$\sigma\tau$] по отношению к спин-изоспиновому полю. Обсуждена роль этого заряда в связи с проблемой подавления силы спин-флипových переходов. Представлены для ряда ядер силовые функции, характеризующие распределение силы переходов различных мультипольностей по спектру возбуждений.

The review is given of the modern microscopic approaches used for the description of the nuclear charge exchange excitations in the low-energy part of spectrum including the region of the giant resonances. The results of calculations performed within the framework of the theory of finite Fermi systems including the one-particle continuum are compared in details with experimental data in order to obtain the information concerning effective interactions and the local quasi-particle charge e_q [$\sigma\tau$] with respect to the spin-isospin external field. The role of the letter in the quenching of the spin-flip transitions is discussed. For a number of nuclei the strength functions are given which characterize the distribution of the transition strength over the excitation spectrum for different multipolarities.

ВВЕДЕНИЕ

Зарядово-обменными называют такие процессы, которые сопровождаются изменением заряда ядра (или третьей проекции изотопического спина $T_z = (N - Z)/2$) без изменения массового числа A . Соответствующие этим процессам возбуждения дочерних ядер также называют *зарядово-обменными* или *изобарическими*. Наиболее изучены к настоящему времени процессы с изменением заряда ядра на единицу ($\Delta T_z = \pm 1$). Типичными примерами могут служить β -распад ядер, (p, n) - и (n, p) -реакции, реакции с легкими ионами типа (${}^3\text{He}, t$), (${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$), (${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$), реакции перезарядки пионов (π^\pm, π^0) и т. п. Из этих процессов получена обширная экспериментальная информа-

ция о зарядово-обменных возбуждениях ядер (см., например, [1—4]). В частности, накоплен большой объем данных о низколежащих неколлективных возбуждениях (из β -распада). Интенсивно изучают также аналоги основных и низколежащих возбужденных состояний родительских ядер. В этих исследованиях используют в основном пучки адронов или легких ионов с относительно небольшими энергиями. До недавнего времени было хорошо изучено только одно коллективное состояние — изобарический аналог основного состояния (ИАС). Использование в реакциях зарядового обмена протонов и легких ионов с энергиями ≥ 100 МэВ и усовершенствование методов измерения сечений на малых углах рассеяния привели в последние годы к открытию других коллективных изобарических состояний ядер, в частности гамов-теллеровского резонанса (ГТР) с моментом и четностью $J^\pi = 1^+$.

Теоретические исследования изобарических состояний уходят своими корнями ко времени создания теории β -распада и введения формализма изотопического спина. Возможность существования изобарических коллективных состояний по-существу была заложена в таких схемах, как изотопическая SU (2)- и супермультиплетная (спин-изоспиновая) SU (4)-симметрии (см., например, [5]). Тщательное изучение экспериментальных данных о вероятностях разрешенных ГТ-переходов между низколежащими состояниями ядер и сравнение их с расчетами в оболочечной модели привели к независимому выводу о возможности существования ГТР (вблизи ИАС), в котором концентрируется основная ($\approx 90\%$) сила ГТ-переходов [6]. Простые микроскопические расчеты зарядово-обменных 0^+ и 1^+ -возбуждений и соответствующих им силовых функций β -распада были проведены, например, в [7, 8], а также в обзорах [9, 10].

Открытие в (p , n)-экспериментах ГТР и других коллективных изобарических резонансов существенно стимулировало развитие теоретических исследований зарядово-обменных возбуждений, прежде всего в рамках современных микроскопических подходов. Дело в том, что открытие новых коллективных степеней свободы, связанных с изобарическими резонансами, предоставляет уникальные возможности для получения сведений о структуре ядра, об эффективных взаимодействиях, о роли различных механизмов возбуждения ядер в низкоэнергетической части спектра (ниже или порядка энергии Ферми ϵ_F). В частности, для этой части спектра впервые столь остро поставлены вопросы об эффектах, связанных с мезонным обменом, многопарными корреляциями, возбуждением барионных резонансов, в том числе Δ -резонанса, и др.

Основная задача, которую мы ставим здесь, — дать обзор современных микроскопических подходов к описанию зарядово-обменных возбуждений в ядрах и сравнить их предсказания с имеющимися экспериментальными данными. Мы посчитали необходимым включить в обзор раздел о теоретических основах метода вычисления отклика ядра на низкочастотное внешнее поле, использующего понятие

квазичастиц, т. е. совершить небольшой экскурс в теорию конечных ферми-систем (ТКФС) [11]. В ТКФС в отличие от стандартного оболочечного подхода (и в отличие от метода Хартри — Фока) автоматически появляется такая важная величина, как локальный заряд квазичастиц $e_q [V_0]$, который отличен от единицы для полей $V_0 \sim \sigma$. С ним связано подавление силы соответствующих переходов в низкоэнергетической области спектра. Кроме того, заряд $e_q [\sigma]$, входящий во все аксиально-векторные вершины, перенормирует и амплитуду одноионного обмена, что может привести к важным следствиям для проблемы смягчения пионной моды и предкри- тических эффектов, так называемых предвестников *пионной конденсации*.

Основное внимание в обзоре уделяется гамов-теллеровской и ди- полной модам возбуждений и значительно меньшее — изобар-анало- говым возбуждениям. Последним в литературе уже посвящено значительное количество обзоров (см., например, [12]).

1. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ТКФС

Здесь представим кратко теоретический подход к рассмотрению низкочастотного отклика многотельной ферми-системы, в котором используется факт существования в таких системах квазичастичной ветви возбуждений. Этот подход основан на идеях теории ферми- жидкости Ландау. Применительно к конечным системам он был развит А. Б. Мигдалом и получил название *теории конечных ферми- систем*. Зарядово-обменный канал в этом подходе ничем не выделен, и все рассмотрение будет дано в общем виде без явного введения изотопических (и спиновых) индексов.

Поляризационный оператор и силовая функция. Физические процессы, происходящие в системе при внешнем воздействии, пол- ностью определяются поляризационным оператором P , который можно представить в виде

$$P = \text{---} \overset{V_0}{\circlearrowleft} \overset{2}{\circlearrowright} \overset{3}{\text{---}} \overset{V_0}{\circlearrowright} \text{---} = (\mathcal{T}_0[V_0]G\mathcal{T}_0[V_0]G). \quad (1)$$

Здесь введено символическое обозначение для P , в котором круг- лые скобки означают интегрирование по всем промежуточным координатам $\{x_i\}$ в 4-пространстве. В более подробной записи

$$P = \int dx_1 \dots dx_k \left[\int dx_5 \mathcal{T}_0(x_1, x_5, x_2) V_0(x_5) \right] \times \\ \times G(x_2, x_3) \left[\int dx_6 \mathcal{T}_0(x_3, x_6, x_4) V_0(x_6) \right]^\dagger G(x_4, x_1). \quad (2)$$

Здесь, конечно, также подразумевается суммирование по промежуточным спиновым и изотопическим индексам. Величина $\mathcal{F}_0[V_0]$ — неприводимая вершина для внешнего поля V_0 (слово «неприводимая» означает, что \mathcal{F}_0 не содержит двух нуклонных линий в вертикальном разрезе). Для некоторых полей V_0 вершину \mathcal{F}_0 удастся найти из законов сохранения и калибровочной инвариантности (см. далее). В простейшем случае $\mathcal{F}_0[V_0] = V_0^Q(x)\delta(x-y)$ — локальная вершина, где

$$V_0^Q(x) = V_0(x) Q \exp(i\omega t); \quad (3)$$

Q — некоторый оператор (например, 1, τ_α , σ_α , $\sigma_\alpha \tau_\beta$ и т. п.). Величина $\mathcal{F}[V_0]$ — полная («одетая») вершина, в которой учтены все процессы взаимодействия; G — точные одночастичные гриновские функции. После перехода к фурье-представлению по времени для поляризаационного оператора можно написать разложение по точным квантовым состояниям системы $|s\rangle$, аналогичное разложению Челлена — Лемана для фотонного пропагатора в квантовой теории поля:

$$P(\omega) = - \sum_s \left\{ \frac{| \langle s | V_0^Q | 0 \rangle |^2 }{\omega_s - \omega + i\delta} + \frac{| \langle s | V_0^{Q+} | 0 \rangle |^2 }{\omega_s + \omega - i\delta} \right\}. \quad (4)$$

Отсюда видно, что распределение силы переходов в системе под действием возмущения V_0^Q выражается через мнимую часть поляризаационного оператора:

$$S(\omega) = - \frac{1}{\pi} \text{Im} P(\omega) = \sum_s | \langle s | V_0^Q | 0 \rangle |^2 \delta(\omega - \omega_s). \quad (5)$$

Величину $S(\omega)$ будем называть *силовой функцией*. Прямое вычисление поляризаационного оператора $P(\omega)$ и силовой функции $S(\omega)$ в общем виде для многотельной системы, особенно с сильным взаимодействием, задача трудно выполнимая. Однако для ферми-системы при малых энергиях возбуждения $\omega \ll \varepsilon_F$ и малых переданных импульсах $q \ll p_F$ эту задачу можно решить на основе феноменологической теории — ТКФС. В этой теории вычисляется вклад в поляризаационный оператор (4) от квазичастичных возбуждений (точнее, от частично-дырочной ветви), который при малых ω и q доминирует. Напомним, как это получается.

Отправной точкой является выделение квазичастичного слагаемого aG^q в одночастичной гриновской функции: $G = aG^q + G^R$, где G^R — так называемая *регулярная часть*; aG^q имеет полюсы $\sim \sim a/|\varepsilon - \varepsilon_\lambda + i\delta(\varepsilon_\lambda)|$ при энергиях ε_λ , определяющих спектр одноквазичастичных возбуждений $[a = (\partial G^{-1}/\partial \varepsilon)_F^{-1}$ — перенормировочный множитель, иначе, спектроскопический фактор, представляющий собой вес одноквазичастичного состояния в точной гриновской функции на поверхности Ферми, вблизи которой затухание квазичастиц мало: $\delta(\varepsilon_\lambda \approx \varepsilon_F) \approx 0$]. Наличие таких полюсов приводит к существ-

венной особенности в $P(\omega)$ при малых ω . Действительно, перепишем (2), выполнив преобразование Фурье по временным переменным:

$$P(\omega) = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} \mathcal{T}_0 G \left(\varepsilon + \frac{\omega}{2} \right) \mathcal{T} \left(\varepsilon + \frac{\omega}{2}, \varepsilon - \frac{\omega}{2} \right) G \left(\varepsilon - \frac{\omega}{2} \right). \quad (6)$$

Здесь явно выписаны только энергетические переменные (\mathcal{T}_0 также может содержать зависимость от ε и ω). Теперь ясно, что при $\omega \rightarrow 0$ и $\varepsilon \approx \varepsilon_F$ квазичастичные полюсы в произведении GG сближаются, что и дает указанную существенную особенность под интегралом в $P(\omega)$. Нужно ее корректно выделить.

Перенормировка и локальный заряд. Достигается это с помощью процедуры перенормировки, суть которой состоит в следующем. Сначала запишем точные уравнения для вершины \mathcal{T} и полной двухчастичной амплитуды Γ ; особенно наглядно они представляются на диаграммах:

$$\begin{aligned} \mathcal{T} &= \mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_0 G \mathcal{U} G \mathcal{T} G \equiv \mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_0 G \Gamma G; & \Gamma &= \mathcal{U} + \mathcal{U} G \Gamma G. \\ GG &= a^2 G^q G^q + (G^q G^R + G^R G^q + G^R G^R) \equiv a^2 A + B, \end{aligned} \quad (7a)$$

Здесь введен неприводимый блок \mathcal{U} , который по определению не содержит двух линий в вертикальном разрезе, и не имеет особенности при $\omega \rightarrow 0$. В символической краткой записи эти уравнения имеют вид

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_0 + \mathcal{U} G \mathcal{T} G \equiv \mathcal{T}_0 + \mathcal{T}_0 G \Gamma G; \quad \Gamma = \mathcal{U} + \mathcal{U} G \Gamma G. \quad (7b)$$

Далее с целью выделения особенности, о которой идет речь, разбиваем произведение GG на «особую» и «неособую» части:

$$GG = a^2 G^q G^q + (G^q G^R + G^R G^q + G^R G^R) \equiv a^2 A + B, \quad (8)$$

где B — регулярная часть GG , не имеющая сближающихся квазичастичных полюсов. Вводим вспомогательные величины Γ^ω и \mathcal{T}^ω , подчиняющиеся уравнениям

$$\Gamma^\omega = \mathcal{U} + \mathcal{U} B \Gamma^\omega; \quad \mathcal{T}^\omega = \mathcal{T}_0 + \mathcal{U} B \mathcal{T}^\omega. \quad (9)$$

Исходные уравнения (7b) можно перенормировать, умножая их слева на оператор $\Gamma^\omega B + 1$ и используя (9); получим

$$\Gamma = \Gamma^\omega + a^2 \Gamma^\omega A \Gamma; \quad \mathcal{T} = \mathcal{T}^\omega + a^2 \Gamma^\omega A \mathcal{T}. \quad (10)$$

Та же операция, примененная ко второму уравнению (9), дает

$$\mathcal{T}^\omega = (1 + \Gamma^\omega B) \mathcal{T}_0 \equiv e_q \mathcal{T}_0 / a, \quad (11)$$

где введен оператор $e_q = a(1 + \Gamma^\omega B)$, называемый *локальным зарядом квазичастиц*. Для поляризационного оператора с учетом (9) и (10) находим

$$P(\omega) = (\mathcal{F}^\omega a^2 A \mathcal{F}) + (\mathcal{F}_0 B \mathcal{F}^\omega). \quad (12)$$

Будем считать пока, что \mathcal{F}_0 — локальная вершина, совпадающая с (3). Тогда $a \mathcal{F}^\omega = e_q V_0$, и, определяя эффективное поле соотношением $V = a \mathcal{F}$, для поляризационного оператора имеем

$$P(\omega) = (e_q V_0 A V) + \left(V_0 B \frac{1}{a} e_q V_0 \right). \quad (13)$$

Эффективное поле V , как следует из (10), подчиняется уравнению

$$V = e_q V_0 + \mathcal{F} A V, \quad (14)$$

где введено эффективное взаимодействие $\mathcal{F} = a^2 \Gamma^\omega$ (в канале частица — дырка). Второй член в поляризационном операторе (12) и (13) обусловлен вкладом многочастичных процессов, когда в промежуточном состоянии возбуждается более одной пары частица — дырка. Поэтому этот член будем называть *многопарным*.

Чего мы добились в результате выполненных тождественных преобразований? Прежде всего теперь можно сформулировать универсальный рецепт вычисления первого члена в поляризационном операторе (12) ценой введения определенной параметризации для величин e_q и \mathcal{F} , одинаковой для систем с большим числом частиц. Действительно, \mathcal{F}^ω и $\Gamma^\omega(e_q$ и $\mathcal{F})$ можно считать плавными функциями своих аргументов с характерным масштабом изменения по энергиям $\Delta \varepsilon \sim \varepsilon_F$. Они не имеют особенностей при $\omega \rightarrow 0$ (полюсные члены, входящие в B согласно (8) от одиночных гриновских функций, также оказываются в $P(\omega)$ интегрированными).

Наиболее резкая зависимость от ε и ω при $\varepsilon \approx \varepsilon_F$ и $\omega \rightarrow 0$ содержится в произведении $A = G^q(\varepsilon + \omega/2) G^q(\varepsilon - \omega/2)$. Поэтому при интегрировании по ε в (13) и (14) можно считать, что e_q и \mathcal{F} (и соответственно V) взяты при $\varepsilon \approx \varepsilon_F^*$, и под A подразумевается уже интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} G^q(\varepsilon + \omega/2) G^q(\varepsilon - \omega/2) d\varepsilon / 2\pi i,$$

* В бесконечной системе спектр одноквазичастичных возбуждений непрерывен и вклад от сближающихся полюсов в $G^q G^q$ оказывается «прижатым» к поверхности Ферми, так что при интегрировании по ε можно считать, что он пропорционален $\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$. В конечных системах этот вклад «размазан» по интервалу шириной $\Delta \varepsilon \approx \varepsilon_F A^{-1/3}$ вблизи ε_F из-за дискретности уровней квазичастиц. Входящий в (10)–(13) вычит a в этом случае — среднее от матричных элементов $(\partial G^{-1} / \partial \varepsilon)_{\lambda \lambda}^{-1}$ по квазичастичным состояниям $|\lambda\rangle$ в указанном интервале энергий. Следует обратить внимание на то, что a явно не входит в квазичастичную часть поляризационного оператора (13) и в (14).

который будем называть *частично-дырочным пропагатором*; после этого в (14) и в первом члене в (13) фактически остается интегрирование только по пространственным переменным. Можно видеть, что и в импульсном пространстве e_q и \mathcal{F} также определяются интегралами по областям $\Delta p \sim p_F$. Эти величины являются локальными и универсальными функциями координат. Поэтому их можно параметризовать сравнительно простым образом, вводя небольшое число констант, которые находятся из эксперимента (или, в принципе, вычислить из пустотного нуклон-нуклонного взаимодействия, например, в рамках бракнеровского подхода). В самосогласованной теории этого достаточно, так как при заданной амплитуде \mathcal{F} можно полностью построить среднее поле и вычислить пропагатор A , входящий в уравнение для эффективного поля (14) и в поляризационный оператор (13). Таким образом, при вычислении низкочастотного отклика реальную физическую ферми-систему (ядро) можно заменить системой взаимодействующих квазичастиц в самосогласованном поле (в сущности этим дается обоснование модели оболочек с остаточным взаимодействием). Именно такой подход и составляет основное содержание ТКФС.

Мы здесь остановились более или менее подробно на этих в общем-то хорошо известных вещах для того, чтобы привлечь внимание читателя ко второму члену в (13) и к локальному заряду e_q . Естественно, возникают следующие вопросы: 1) каков вклад этого второго члена в полный отклик ядра; 2) как он влияет на распределение вероятности переходов по спектру возбуждения; 3) какова при этом роль локального заряда e_q ? Сравнение с экспериментом показывает, что для полей электрического типа, вызывающих переходы нормальной четности 0^+ , 1^- , 2^+ , . . . , первый член в (13) с $e_q \approx 1$ дает практически полное описание как распределения переходов, так и их интегральную силу по спектру возбуждений, и второй член, по-видимому, не вносит существенного вклада вплоть до энергии Ферми, причем это относится как к нейтральному, так и к заряженному каналам (укажем, например, на аналоговые 0^+ -возбуждения).

Что же касается полей магнитного типа (аксиально-векторных вершин, содержащих оператор $\sigma_\alpha \tau_\beta$), то до недавнего времени из-за трудностей экспериментального характера отсутствовали систематические данные о возбуждениях аномальной четности (типа 0^- , 1^+ , 2^- , . . .) в широком диапазоне энергий, достаточно хорошо были изучены лишь низкоэнергетические переходы (в том числе β -распадные), где квазичастичная картина хорошо работает и на ее основе дается разумное описание положения состояний и вероятностей переходов (при надлежащем выборе оператора e_q , который, вообще говоря, не равен единице). Ситуация драматически изменилась за последние годы в результате открытия и детального исследования зарядово-обменных спин-флиповых ($\Delta S = 1$) гигантских резонансов, в первую очередь гамма-теллеровских (ГТ). Получены серьезные указания на то, что полная сила соответствующих переходов в широ-

кой области энергий возбуждения в тяжелых ядрах составляет примерно половину от модельно-независимого правила сумм $3(N - Z)$ для ГТ-переходов и примерно такая же нехватка силы наблюдается для возбуждений других мультипольностей, если исходить из сравнения с обычными оболочечными расчетами. Как будет показано в настоящей работе, расчеты на основе ТКФС приводят к выводу, что первый член в (13) правильно воспроизводит области локализации спин-флиповых зарядово-обменных возбуждений и дает согласующиеся с экспериментом значения абсолютных вероятностей переходов при $e_q [\sigma\tau] \approx 0,8$. Заметим, что локальный заряд входит в поляризационный оператор квадратично, так что это значение e_q означает подавление силы переходов примерно на 40%.

Надо сказать, что отличие e_q от единицы — не новость в ядерной физике: уже анализ почти 20-летней давности, выполненный одновременно с введением в ТКФС локальных зарядов и касавшийся низкоэнергетических $M1$ - и β -переходов, а также магнитных моментов нечетных околomagических ядер, привел к выводу, что этот заряд заключен скорее всего в пределах $0,8 \leq e_q \leq 0,9$ (см. книгу [11] и приложения к ней). Последние эксперименты, во-первых, отчетливо показали, что эффект подавления переходов за счет $e_q [\sigma\tau]$ носит вполне универсальный характер, охватывая область гигантских спин-флиповых резонансов, и, во-вторых, они свидетельствуют о том, что локальный заряд $e_q [\sigma\tau]$ отвечает, по-видимому, нижней границе найденного ранее допустимого диапазона.

Откуда же возникает столь заметное различие квазичастичного отклика ядра на поля векторного и аксиально-векторного типов? Это связано с тем, что для первых существуют строгие законы сохранения, а для вторых — нет. Остановимся на этом более детально.

Калибровочные преобразования и локальный заряд. Будем использовать тот факт, что для некоторых полей имеется простая связь между вершинами \mathcal{J} и гриновскими функциями G , входящими в поляризационный оператор (1). Пусть система описывается лагранжианом (суммирование по всем частицам подразумевается)

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2m} (\nabla_\alpha \psi^+) (\nabla_\alpha \psi) - \frac{1}{2i} \left(\psi^+ \frac{\partial \psi}{\partial t} - \frac{\partial \psi^+}{\partial t} \psi \right) + \mathcal{L}_{\text{int}},$$

где первые два члена — свободный лагранжиан, а \mathcal{L}_{int} — лагранжиан взаимодействия. Произведем преобразование ψ -операторов

$$\psi(x) \rightarrow \exp [if(x)Q] \psi(x) \approx \psi(x) + if(x)Q\psi(x). \quad (15)$$

Изменение лагранжиана при таком преобразовании, используя уравнения движения $\delta\mathcal{L}/\delta\psi - \partial_\nu(\delta\mathcal{L}/\delta\partial_\nu\psi) = 0$, можно записать в виде [13]

$$\delta\mathcal{L} = -\partial_\nu(j_\nu^Q f) \equiv -j_\nu^Q \frac{\partial f}{\partial x_\nu} - \left(\frac{\partial j_\nu^Q}{\partial x_\nu} \right) f. \quad (16)$$

Здесь введем 4-мерный « Q -ток»

$$j_{\nu}^Q = -i \frac{\delta \mathcal{L}}{\delta \partial_{\nu} \psi} Q \psi, \quad (17)$$

причем его четвертая компонента, так как \mathcal{L}_{int} явно не зависит от времени,

$$j_0^Q = \frac{1}{2} (\psi^+ Q \psi + \text{э. с.}). \quad (18)$$

Если Q -ток сохраняется, т. е. его 4-дивергенция $\partial j_{\nu}^Q / \partial x_{\nu} = 0^*$, то в (16) остается только первый член, и в этом случае выполненное преобразование ψ -операторов можно интерпретировать как наложение внешнего калибровочного поля $\partial f / \partial x_{\nu}$, взаимодействующего с Q -током системы. Если этот ток не сохраняется, то возникает добавка к лагранжиану, содержащая его 4-дивергенцию.

Преобразование (15) приводит к изменению одночастичной гриновской функции $\delta G \equiv \delta (-i \langle T \psi(x) \psi^+(y) \rangle) = i f(x) Q G(x, y) - i G(x, y) Q^+ f^+(y)$, откуда, учитывая соотношение $\delta G^{-1} = -G^{-1} \delta G G^{-1}$, для изменения обратной гриновской функции получаем

$$\begin{aligned} \delta G^{-1}(x, y) &\equiv -\delta \Sigma(x, y) = \\ &= -i [G^{-1}(x, y) Q f(y) - f^+(x) Q^+ G^{-1}(x, y)]. \end{aligned} \quad (19)$$

Изменение массового оператора $\delta \Sigma$ должно по определению совпадать с вершинной частью $\mathcal{F}[\delta \mathcal{H}] = -\mathcal{F}[\delta \mathcal{L}]$, так что $\delta G^{-1} = \mathcal{F}[\delta \mathcal{L}]$. Последнее соотношение представляет собой обобщенное тождество Уорда. Переходя к фурье-представлению по времени, имеем [для $f(x) Q = \varphi(x) Q \exp(i\omega t)$, т. е. для полей типа (3)]

$$\begin{aligned} &\omega \int \mathcal{F}(x, y, z; \varepsilon, \omega; [j_0^Q]) \varphi(z) dz - \\ &- i \int \mathcal{F}(x, y, z; \varepsilon, \omega; [j_{\alpha}^Q]) \frac{\partial \varphi}{\partial z_{\alpha}} dz - \\ &- i \int \mathcal{F}(x, y, z; \varepsilon, \omega; [\mathcal{D}^Q]) \varphi(z) dz = \\ &= G^{-1}\left(x, y; \varepsilon + \frac{\omega}{2}\right) Q \varphi(y) - \varphi^*(x) Q^+ G^{-1}\left(x, y; \varepsilon - \frac{\omega}{2}\right). \end{aligned} \quad (20)$$

Обратим внимание на то, что сюда входят вершины для временных и пространственных компонент Q -тока, а также вершина для

* Сохранение Q -тока означает постоянство во времени интеграла $\int j_0^Q dx$. Для систем с сильным взаимодействием отсюда вытекает: при $Q = 1$ — закон сохранения числа частиц (барионов); при $Q = (1 + \tau_z)/2$ — закон сохранения электрического заряда; при $Q = \tau_z$ — закон сохранения третьей проекции изоспина $T_z = (N - Z)/2$; при $Q = \tau$ — закон сохранения полного изоспина. Совместно с гипотезой об изотриплетном характере векторного тока (CVC) это приводит, как мы увидим, к тому, что локальные заряды квазичастиц при $\omega, q \rightarrow 0$ для изоскалярных ($Q = 1$) и изовекторных ($Q = \tau_{\alpha}$) вершин равны единице.

его дивергенции. Рассмотрим теперь случай, когда преобразование φ -операторов оставляет функционал $\int \mathcal{L} dx$ без изменения, т. е. случай сохраняющегося Q -тока. Тогда все члены с дивергенцией в написанных выше соотношениях равны нулю. Далее, если считать, что $\varphi(x) = \text{const}$ (это соответствует наложению постоянного в пространстве поля, т. е. нулевому передаваемому импульсу q), из (20) при $\omega \rightarrow 0$ имеем *

$$\mathcal{F} [j_0^Q] = \frac{\partial G^{-1}}{\partial \varepsilon} Q. \quad (21)$$

Таким образом, из тождества Уорда получили точное выражение при $q = 0$ и $\omega \rightarrow 0$ для вершины от оператора j_0^Q , даваемого выражением (18). Подставляя (21) в поляризационный оператор (6) и используя соотношения

$$\begin{aligned} \partial G^{-1} / \partial \varepsilon &= -G^{-1} (\partial G / \partial \varepsilon) G^{-1}; \\ \int dz G^{-1}(x, z; \varepsilon) G_A(z; y; \varepsilon) &= \delta(x - y), \end{aligned}$$

получаем, что $P(\omega \rightarrow 0) = 0$ [ибо $G(\varepsilon = -\infty) = G(\varepsilon = +\infty) = 0$]. Это неудивительно, так как постоянное в пространстве и во времени поле не вызывает физических переходов в системе. Выполненное калибровочное преобразование с $Q = 1$ (или с $Q = \tau_\alpha$) соответствует сдвигу фаз волновых функций (или их повороту в изотопическом пространстве) на один и тот же угол. Покажем теперь, что

$$e_q [1] = 1; \quad e_q [\tau_\alpha] = 1. \quad (22)$$

Особенно просто это сделать для бесконечной системы; в данном случае A в (10) и (12) — (14) пропорционально $qv / (\omega - qv)$, где v — скорость квазичастиц на ферми-поверхности. В пределе $\omega \rightarrow 0$ и $q \rightarrow 0$ это выражение равно 0 или -1 в зависимости от того, как берется этот предел: если сначала положить $\omega = 0$, а затем устремить $q \rightarrow 0$, то получим -1 , если наоборот, 0. В этом и проявляется та самая существенная особенность, о которой подробно говорилось выше. В рассматриваемом случае осуществляется второй предельный переход, и из (10) имеем $\mathcal{F} = \mathcal{F}^\omega$. Согласно (21) вершина \mathcal{F} на ферми-поверхности содержит множителем обратный вычет a одночастичной функции Грина, и, вспоминая определение (11), получаем $a\mathcal{F}^\omega = \mathcal{F}_0$, что и приводит к локальным зарядам (22).

Для конечных систем ответ будет такой же. Действительно, если $P(\omega \rightarrow 0) = 0$, то равны нулю оба члена в (13): система квазичастиц обладает свойствами реальной физической системы и не поляризуется

* Здесь не рассматривается случай спонтанного нарушения симметрии, т. е. считается, что оператор Q , отвечающий сохраняющемуся току, коммутирует с гамильтонианом и с массовым оператором Σ . При спонтанном нарушении симметрии в полной вершине появляется особенность, выделение которой приводит к условиям согласования [14]. Это никак не сказывается на дальнейшем обсуждении.

в постоянном внешнем поле. Вводя для нее свой эффективный лагранжиан и применяя те же калибровочные преобразования, можно показать, что квазичастичная часть поляризационного оператора обращается в нуль при $q = 0$ и $\omega \rightarrow 0$ для операторов Q , отвечающих законам сохранения. В таком поле изменение матрицы плотности квазичастиц отсутствует: $\delta\rho = AV = 0$. Это означает «ортогональность» пропагатора A к эффективному полю V , т. е. к вершине \mathcal{J} , и из (10) имеем $\mathcal{J} = \mathcal{J}^\omega$, что снова приводит к (22).

Из обращения в нуль второго члена в (13) при $\omega = 0$ и из того факта, что регулярная часть B не имеет особенностей при малых ω и q , следует, что во всех физических процессах при наличии законов сохранения он должен при $\omega \rightarrow 0$ вести себя как ω^α , где $\alpha > 0$ (в $\text{Im } P$ — независимо от q). Фактически этот многопарный член обращается в нуль по крайней мере как ω^2 или q^2 , так как содержит характерные параметры $(\omega/\varepsilon_F)^2$ и $(q/\varepsilon_F)^2$.*

Подчеркнем лишний раз, что этот вывод справедлив только для вершин, отвечающих сохраняющемуся току**. В то же время квазичастичная часть $P(\omega)$ такой малости не имеет, и в реальных физических процессах именно она доминирует (вспомним о существенной особенности в ней, а также то, что на деле энергию возбуждения можно сделать сколь угодно малой, но не переданный импульс). Стоит слегка изменить конфигурацию внешнего поля $V_0^q(x)$, т. е. не считать его больше постоянным во времени и пространстве, как квазичастичная ветвь возбуждений заработает «на полную силу».

Перейдем теперь к спиновым вершинам. Если полный спин системы — интеграл движения (нет спин-орбитального взаимодействия или его роль невелика, что, по-видимому, справедливо для бесконечной ядерной материи), то по аналогии с предыдущим будем иметь $e_q[\sigma_\alpha] = 1$. Что же касается вершины $\sim \sigma_\alpha \tau_\beta$, то для нее никаких априорных выводов сделать нельзя, и соответствующий локальный заряд должен быть взят из эксперимента. Простейшая параметризация заключается в введении одной константы ζ_s [11]:

$$e_q[\sigma_\alpha \tau_\beta] = 1 - 2\zeta_s. \quad (23)$$

Вместе с $e_q[\sigma_\alpha] = 1$ это означает, что для внешнего поля σ_α , действующего, например, только на нейтроны, помимо локального заряда нейтронов $e_q^n[\sigma_\alpha^n] = 1 - \zeta_s$ появляется и локальный заряд протонов $e_q^p[\sigma_\alpha^n] = \zeta_s$.

* По своему определению локальные заряды e_q связаны с «далекими» частями B и Γ^ω , и при отличных от нуля ω и q они могут содержать поправки такого же порядка малости. В этом смысле можно говорить о форм-факторе квазичастицы, который отличается от пустотного нуклонного, где характерным параметром служит $(q/\Lambda)^2$ с $\Lambda \approx 1$ ГэВ.

** Нарушение изотопической инвариантности в ядре кулоновским взаимодействием не меняет ситуации и, в частности, не сказывается на e_q . Дивергенция тока для операторов τ_\mp — плавное кулоновское среднее поле — хорошо известна, и ее вклад в различные процессы, в том числе и в реакции перезарядки, можно полностью учесть.

Поскольку «от-ток» не сохраняется и его дивергенцию в ядре вычислить практически весьма сложно, то из обобщенного тождества Уорда (20) нельзя найти вершину $\mathcal{F} [\sigma_\alpha \tau_\beta]$ при $q = 0$ и $\omega \rightarrow 0$, а можно только получить связь статической вершины от дивергенции $\mathcal{F} [\mathcal{D}^{\sigma\tau}]$ с коммутатором $[G^{-1}, \sigma_\alpha \tau_\beta]$. Далее, если написать уравнение для $\mathcal{F} [\mathcal{D}^{\sigma\tau}]$, аналогичное (9), и использовать эту связь, то можно показать [13], что параметр ξ_s выражается через производную локальной вершины $\mathcal{F}^\omega [\mathcal{D}^{\sigma\tau}]$ по частоте ω при $\omega \rightarrow 0$. В [13] были приведены качественные соображения о малости этой производной и соответственно, о малости ξ_s . Сравнение с экспериментом показывает, что $\xi_s \approx 0,05 \div 0,1$ [11].

Важно подчеркнуть, что в отличие от случая сохраняющегося тока для поля с $Q \sim \sigma_\alpha \tau_\beta$ нельзя сделать строгих выводов о малости многопарного слагаемого в поляризационном операторе (12) при малых ω и q . Заметим, что для полей с $Q \sim \sigma_\alpha \tau_\beta$ в него входят недиагональные по спиновым и изоспиновым индексам компоненты B в отличие от поля с $Q \sim 1$, когда остаются только диагональные члены B . Это может привести к различию и в поведении многопарного отклика, в частности при малых ω . Можно лишь надеяться на то, что особенности в регулярной части B (и в e_q) лежат далеко от ферми-поверхности и многопарный вклад в той области, где в основном сосредоточен квазичастичный отклик, мал. В то же время, как мы видим, возбуждения квазичастица — квазидырка подавляются и фактором подавления выступает квадрат локального заряда $e_q^2 [\sigma\tau] = = (1 - 2\xi_s)^2$. Не исключено, что остальная доля силы от-переходов, недостающая до модельно-независимого правила сумм $3(N - Z)$ (или существенная часть этой доли), «размещивается» по многопарным возбуждениям в широком интервале, возможно, в области выше ГТР вплоть до энергий $\omega \sim \varepsilon_F$. Отметим в связи с этим, что отсутствие законов сохранения способствует эффектам размещивания: достаточно сравнить ширины аналогового 0^+ -резонанса ($\Gamma \approx \approx 200$ кэВ) и находящегося примерно при той же энергии ГТР ($\Gamma \approx 4$ МэВ) для изобар $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$.

Поле, содержащее оператор $\sigma_\alpha \tau_\beta$, уникально в одном отношении: оно может возбуждать не только степени свободы ядра, рассматриваемого в виде системы из нейтронов и протонов, но и внутренние степени свободы самого нуклона, переводя его в Δ -изобару. Для этого требуются большие энергии (около 300 МэВ). В последнее время в связи с проблемой «недобора» силы ГТ-переходов активно обсуждают возможность того, что последний процесс может быть ответствен за то, что, с одной стороны, виртуальные возбуждения Δ -изобара — нуклонная дырка подавляют силу ГТ-переходов в области малых энергий возбуждения и в области ГТР, а с другой — реальный процесс рождения Δ -изобары берет на себя изъятую отсюда силу. Второе предположение проверить на эксперименте очень трудно, поскольку в процессах реального рождения Δ -изобары на ядре нужно отбирать события с малой передачей импульса, чтобы

узнать распределение вероятности ГТ-переходов при $q = 0$. В то же время первое утверждение, по-видимому, правильно в том отношении, что виртуальные ΔN -возбуждения дают один из возможных вкладов в перенормировку $\sigma\tau$ -вершины. На диаграммном языке учет таких процессов сводится, в частности, к тому, что в качестве вершины \mathcal{F}_0 в поляризованном операторе (1) необходимо использовать не просто локальное поле $V(x) \sigma_\alpha \tau_\beta$, а обобщенную вершину вида

$$\sigma\tau \text{ (vertex)} = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} + \dots \quad (24)$$

Здесь $\mathcal{F}_{\Delta N}$ — неприводимая в частично-дырочном канале вершина $N \rightarrow \Delta$. График с неприводимой в том же канале амплитудой трехчастичного взаимодействия $\mathcal{K}^{(3)}$ приведен для того, чтобы показать, что оператор несохраняющегося аксиально-векторного тока может содержать многочастичные компоненты. Многоточие в конце означает, что возможен также вклад и других механизмов, связанных, в частности, с возбуждением более высоких барионных резонансов и мезонов. Все процессы такого типа рассчитать очень трудно, при малых энергиях ω они глубоко виртуальны и дают, как можно ожидать, универсальный вклад, который в ТКФС включается в одну феноменологическую величину — локальный заряд $e_q [\sigma\tau]$.

2. ОБ ЭФФЕКТИВНОМ НУКЛОН-НУКЛОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Итак, в ТКФС [11] поведение ядра во внешнем поле V_0 можно описать с помощью эффективного поля V , подчиняющегося уравнению (14). В более подробной записи это уравнение имеет вид

$$V(\mathbf{r}; \omega) = e_q V_0(\mathbf{r}) + \int \mathcal{F}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) V(\mathbf{r}_2; \omega) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (25)$$

где \mathcal{F} — неприводимая в канале частица — дырка амплитуда взаимодействия квазичастиц, которую будем называть просто *эффективным взаимодействием*; A — частично-дырочный пропагатор; e_q — эффективный заряд нуклонной квазичастицы по отношению к полю V_0 ; ω — энергия возбуждения ядра. Для простоты мы по-прежнему опускаем изотопические и спиновые индексы. Форма уравнения (25) предполагает, что \mathcal{F} не содержит нелокальных членов в поперечном канале рассеяния (скоростных сил); кроме того, в (25) явно не включены эффекты запаздывания. Последнее обстоятельство приводит к тому, что (25) по внешнему виду напоминает уравнение приближения случайных фаз (ПСФ); различия состоят в том, что в стандартном ПСФ с хартри-фоковским (ХФ) базисом на месте амплитуды \mathcal{F} в (25) стоит (антисимметризованный) потенциал парного взаимодействия и, кроме того, в нем отсутствует понятие локального заряда,

т. е. для любых полей $\epsilon_q = 1$ [поправки к ПСФ от диаграмм типа (24) могут учитываться отдельно].

Чтобы описать свойства зарядово-обменных возбуждений ядер, необходимо знать зависящие от изотопического спина компоненты амплитуды \mathcal{F} . В ТКФС дело сводится к параметризации амплитуды $\mathcal{F}^- = 2\mathcal{F}'$, которая входит в уравнение для соответствующего эффективного поля. Простейшая параметризация, предложенная Л. Д. Ландау в теории ферми-жидкости и привнесенная в ядерную физику А. Б. Мигдалом в 60-х годах [11], заключается в введении всего лишь двух констант f' и g' , характеризующих нулевые гармоники разложения амплитуды \mathcal{F}' в ряд по полиномам Лежандра от угла между импульсами сталкивающихся квазичастиц на ферми-поверхности, что в координатном представлении сводится к выражению

$$\mathcal{F}' = C_0 (f' + g' \sigma_1 \sigma_2) \tau_1 \tau_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (26)$$

Здесь $C_0 = (dn/d\epsilon)_{F}^{-1} = \pi^2/p_F m$ — нормировочный множитель, представляющий собой обратную величину плотности одночастичных уровней на поверхности Ферми*. В большом числе работ начального периода применения ТКФС к ядру (см., например, приложения к [11]) такая параметризация довольно успешно использовалась для описания тех явлений, в которых основную роль играют малые переданные импульсы. Исследования, выполненные за последние годы, показали, что параметризация (26) применительно к конечным ядрам является слишком упрощенной. Рассмотрим, какие модификации с современной точки зрения необходимо ввести в амплитуду (26).

Компоненты эффективного взаимодействия, не содержащие зависимости от спина. Прежде всего введение в теорию условий согласования [14] показывает, что изоспиновая амплитуда, пропорциональная f' , зависит от плотности нуклонов ρ , и поэтому соответствующая константа может меняться от некоторого значения f'_{in} внутри ядра до значения f'_{ex} вне его. На простой модели увидим, что такой переход от внутреннего значения к пустотному в действительности имеет место, но в отличие от изоскалярной амплитуды f он является не очень резким, во всяком случае он происходит без изменения знака. Это и позволило в определенных ситуациях ограничиться введением одной константы f'_{in} , которая связана с параметром β , входящим в энергию симметрии $E_{sym} = \beta (N - Z)^2/A$ в полуэмпирической массовой формуле, соотношением [11] $\beta = \epsilon_F (1 + 2f'_{in})/3$, которое является одним из условий согласования в бесконечной ядерной материи. Для конечного ядра, если пренебречь нелокальностью эффективного взаимодействия \mathcal{F} в канале рассеяния (скоростными

* Здесь будем придерживаться значения $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$, что соответствует плотности нуклонов одного сорта в симметричной ($N = Z$) ядерной материи $\rho_0 = 0,0859 \text{ фм}^{-3}$, ферми-импульсу $p_F = 1,365 \text{ фм}^{-1}$ и ферми-энергии $\epsilon_F = 38,66 \text{ МэВ}$; при этом параметр r_0 , определяющий асимптотику радиуса ядра при больших массовых числах A ($R = r_0 A^{1/3}$), равен $r_0 = 1,116 \text{ фм}$. Эффективная масса m^* предполагается равной массе свободного нуклона m .

гармониками) и считать его незапаздывающим, условие самосогласования между одно- и двухчастичными характеристиками будет иметь простой вид [14, 15]

$$\partial U^i / \partial \mathbf{r} = \sum_k \int \mathcal{F}^{ik}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; [\rho]) (\partial \rho^k / \partial \mathbf{r}') \partial \mathbf{r}', \quad (27)$$

где индексы i, k ($= n, p$) относятся к определенному сорту нуклонов. При заданном виде амплитуд \mathcal{F}^{ik} это уравнение позволяет найти самосогласованные потенциалы U^i , которые при указанных приближениях локальны, и нуклонные плотности ρ^i . Условие (27) и возникновение зависимости \mathcal{F} от плотности — следствие спонтанного нарушения симметрии в конечном ядре, в данном случае трансляционной инвариантности. Происхождение зависимости $\mathcal{F}([\rho])$ особенно отчетливо видно из условий согласования более высокого порядка, например из условия, связывающего сумму производных по всем пространственным координатам двухчастичной амплитуды \mathcal{F} с суммой градиентов матрицы плотности интегральным уравнением, ядром которого является неприводимая амплитуда трехчастичного взаимодействия $\mathcal{K}^{(3)}$ [15]:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_1} + \dots + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_4} \right) \mathcal{F}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) = \\ & = \int \mathcal{K}^{(3)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_6) \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_5} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_6} \right) \rho(\mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6) d\mathbf{r}_5 d\mathbf{r}_6. \end{aligned}$$

Если последнюю также считать локальной, но из этого интегрального уравнения немедленно вытекает, что двухчастичная амплитуда \mathcal{F} , помимо компонент, зависящих только от разности координат (трансляционно инвариантных!), содержит и линейные по плотности члены. Учитывая принцип Паули, запрещающий трем одинаковым частицам собираться в одной пространственной точке, в этой простой модели можно записать

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{F}^{pp}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; [\rho]) &= C_0 \left[v_1(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \right. \\ & \left. + \frac{b}{\rho_0} \rho^n \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right] + \mathcal{F}^{\text{Coul}}; \\ \mathcal{F}^{nn}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; [\rho]) &= C_0 \left[v_1(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \right. \\ & \left. + \frac{b}{\rho_0} \rho^p \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right]; \\ \mathcal{F}^{np}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; [\rho]) &= C_0 \left[v_2(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \right. \\ & \left. + \frac{b}{\rho_0} \rho^+ \left(\frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \right], \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где b — безразмерная константа локальных «трехчастичных» сил; $\rho^+ = \rho^n + \rho^p$. Заметим, что в ядрах с $N \neq Z$, даже при отсутствии

кулоновского взаимодействия ($\mathcal{F}_{\text{Coul}} = 0$), амплитуды \mathcal{F}^{nn} и \mathcal{F}^{pp} в (28) не равны друг другу, поскольку $\rho^n \neq \rho^p$. Таким образом, взаимодействие (28) эффективно включает зависимость от изоспина основного состояния. При этом соотношение $\mathcal{F}^- = \mathcal{F}^{nn} - \mathcal{F}^{pp} = \mathcal{F}^{pp} - \mathcal{F}^{np}$, справедливое для (26), уже не имеет места. Какая же амплитуда \mathcal{F}^- должна входить в таком случае в уравнение для зарядово-обменного эффективного поля? Ответить на этот вопрос помогает еще одно условие самосогласования, происхождение которого связано со спонтанным нарушением изотопической симметрии [14, 15]:

$$U^-(\mathbf{r}) = \int \mathcal{F}^-(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; [\rho]) \rho^-(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (29)$$

Здесь $U^-(\mathbf{r}) = U^n(\mathbf{r}) - U^p(\mathbf{r})$; $\rho^-(\mathbf{r}) = \rho^n(\mathbf{r}) - \rho^p(\mathbf{r})$. Это условие отражает тот факт, что в ядрах с $N \neq Z$, если изотопический спин сохраняется, все состояния должны быть вырождены по проекциям изоспина, в том числе основное и аналоговое. Соотношение (29) справедливо при выключенном кулоновском взаимодействии, но в рассматриваемой здесь модели, как следует из (27) и (28), оно остается верным и с учетом $\mathcal{F}_{\text{Coul}}$, только протонный потенциал U^p , входящий в разность $U^n - U^p$ в (29), не полный: он не должен содержать прямого вклада $\mathcal{F}_{\text{Coul}}$, хотя в него (а также и в U^n) включены вклады в высших порядках, возникающие при самосогласовании. Действительно, при включении $\mathcal{F}_{\text{Coul}}$ плотности ρ^p и ρ^n и сами амплитуды $\mathcal{F}^{ik}[\rho]$ меняются, соответственно меняются и решения системы нелинейных уравнений (27). В нашей простой модели из этих уравнений с амплитудами (28) можно легко построить потенциалы U^n и U^p в аналитическом виде и получить соотношение (29), в котором следует положить

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^-(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; [\rho]) = & C_0 \left[v_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - v_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \right. \\ & \left. - \frac{b}{2\rho_0} \rho^+ \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

Именно эта амплитуда и должна входить в уравнение для зарядово-обменного эффективного поля, заменяя компоненту, пропорциональную f' в (26). Выполнение условия (29) при решении уравнения для эффективного поля (или при расчетах в рамках ПСФ) в случае фермиевских переходов гарантирует отсутствие ложных эффектов смешивания по изоспину; при этом необходимо, чтобы одночастичный базис был полным. Трансляционно-инвариантные члены, пропорциональные $(v_1 - v_2)$ в (30), разобьем на локальную и нелокальную части, так что окончательно взаимодействие \mathcal{F}^- примет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{F}^-(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; [\rho]) = & 2C_0 \left[a'_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') + \right. \\ & \left. + a'_1 v'(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \frac{b}{4\rho_0} \rho^+ \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2} \right) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \right], \end{aligned} \quad (31)$$

где a'_0 , a'_r и b — безразмерные константы; v' — функция, имеющая конечный радиус и нормированная условием $\int v'(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 1$; для нее будем использовать юкавскую форму

$$v'(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi(r'_0)^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{r'_0}\right)$$

с «радиусом нелокальности» r'_0 . Введенные параметры связаны с обычными константами ТКФС $f_{\text{in}} = 2f'_{\text{in}}$ и $f_{\text{ex}} = 2f'_{\text{ex}}$ соотношениями

$$f_{\text{in}} = 2(a'_0 + a'_r) - b; \quad f_{\text{ex}} = 2(a'_0 + a'_r). \quad (32)$$

Оценим возможные значения силовых констант. В рассматриваемой модели это сделать особенно просто. Оказывается, что со взаимодействием (28) можно построить [15] уравнение состояния бесконечной ядерной материи и из условия равновесия — обращения в нуль давления при нормальной плотности — получить связь *

$$b = (f_{\text{in}}^+ - f_{\text{ex}}^-)/3 = -3\mu_{\infty}/\epsilon_F^0 + 3/5, \quad (33)$$

где μ_{∞} — химический потенциал; f_{in}^+ и f_{ex}^+ — изоскалярные константы, которые также выражаются через μ_{∞} и ϵ_F^0 :

$$f_{\text{in}}^+ = -3\mu_{\infty}/\epsilon_F^0 - 3/5; \quad f_{\text{ex}}^+ = 6\mu_{\infty}/\epsilon_F^0 - 12/5. \quad (34)$$

При $\mu_{\infty} = -16$ МэВ отсюда имеем $b \approx 2$, $f_{\text{in}}^+ \approx 0,6$ и $f_{\text{ex}}^+ \approx -5$. Из упоминавшегося выше выражения для энергии симметрии β_{∞} и из соотношений (32) — (34) имеем

$$f_{\text{in}}^- = 3\beta_{\infty}/\epsilon_F^0 - 1; \quad f_{\text{ex}}^- = f_{\text{in}}^- + b = 3(\beta_{\infty}/\epsilon_F^0 - \mu_{\infty}/\epsilon_F^0) - 2/5. \quad (35)$$

При $\beta_{\infty} \approx 30$ МэВ получаем $f_{\text{in}}^- \approx 1,3$ и $f_{\text{ex}}^- \approx 3,3$. Из этих оценок видно, что эффективное взаимодействие должно заметно меняться на поверхности ядра, причем особенно существенное изменение при переходе от внутренней области к внешней испытывает изоскалярная амплитуда \mathcal{F}^+ . Анализ [15] показывает, что такое поведение необходимо для устойчивости основного состояния ядра. Насколько

* Плотность энергии $\varepsilon = E/V$, где E — полная энергия, V — объем системы, для изосимметричной ($\rho^n = \rho^p = \rho$) ядерной материи в рассматриваемой модели дается выражением $\varepsilon = 2\rho\epsilon_F^0\varphi(x)$ с функцией $\varphi(x) = 3x^{2/3}/5 + f_{\text{ex}}^+x/3 + bx^2/3$ от безразмерной переменной $x = \rho/\rho_0$. Здесь ϵ_F^0 — энергия Ферми в равновесном состоянии, т. е. при $x = 1$, а $f_{\text{ex}}^+ = \int [v_1(\mathbf{r}) + v_2(\mathbf{r})] d\mathbf{r}$ — сумма объемных интегралов от первых членов в амплитудах \mathcal{F}^{nn} и \mathcal{F}^{np} из (28), что отвечает нулевой передаче импульса. Через функцию $\varphi(x)$ и ее производные можно найти: химический потенциал $\mu = \partial\varepsilon/\partial\rho = \epsilon_F^0(\varphi + x\partial\varphi/\partial x)$, давление $P = -\partial E/\partial V = 2\rho\mu - \varepsilon = 2\rho_0\epsilon_F^0x^2\partial\varphi/\partial x$, т. е. уравнение состояния при нулевой температуре, сжимаемость $K = 9\partial P/\partial\rho = 9\epsilon_F^0x(2\partial\varphi/\partial x + x\partial^2\varphi/\partial x^2)$, а тем самым и адиабатическую скорость звука в единицах скорости света $c_s/c = (\partial P/\partial\varepsilon)^{1/2} = (K/9(mc^2 + \mu))^{1/2}$. При этом внутренняя изоскалярная константа f_{in}^+ определяется соотношением $f_{\text{in}}^+ = f_{\text{ex}}^+ + 3b$.

серьезно сказывается зависимость от плотности в изовекторном канале \mathcal{F}^- на наблюдаемых величинах, в частности на положении аналоговых резонансов и других зарядово-обменных возбуждений нормальной четности? Получение ответа на этот вопрос — одна из целей настоящей работы.

В заключение раздела проведем небольшой исторический экскурс. Впервые необходимость введения зависимости эффективного взаимодействия от плотности (в изоскалярном канале) была продемонстрирована в 1965—1966 гг. [16] при анализе экспериментальных данных об изотопических сдвигах и квадрупольных моментах, и для ее имитации был предложен простой интерполяционный закон изменения от \mathcal{F}_{in}^+ к \mathcal{F}_{ex}^+ , отвечающий линейной зависимости от ρ . Вскоре после этого в [17] такой закон был получен на элементарном качественном уровне из рассмотрения простейшего функционала энергии, обеспечивающего минимум энергии связи при равновесной ядерной плотности. После формулировки в начале 70-х годов условий самосогласования [14, 15] стало понятным, что природа появления зависимости \mathcal{F} от ρ имеет фундаментальный характер: она вытекает из общих законов, действующих в системах со спонтанным нарушением трансляционной инвариантности, и является своеобразной «платой», которую необходимо внести, чтобы компенсировать утраченную «сдвиговую» симметрию и правильно отделить бесцелевые (голдстоуновские) возбуждения, которые отвечают сдвигу системы как целого (изоскалярный «духовый» диполь для ядра; подробнее об этом см. [15]). На простой модели мы видим, что изовекторная амплитуда \mathcal{F}^- также начинает зависеть от ρ . Добавим, что расчет параметров ферми-жидкости с использованием пустотных нуклон-нуклонных потенциалов через матрицу реакции по методу Бракнера, выполненный в [18], подтверждает рост константы f' с уменьшением плотности, причем масштаб ее изменения качественно согласуется с приведенными здесь оценками.

Зависимость $\mathcal{F}[\rho]$ определяется свойствами трехчастичной амплитуды $\mathcal{K}^{(3)}$ в ядре, о которой мало что известно. Явный вид $\mathcal{F}[\rho]$ можно получить лишь при весьма сильных предположениях относительно амплитуды $\mathcal{K}^{(3)}$, как это сделано выше. Заметим, что в методе Хартри — Фока (МХФ) с эффективными силами типа сил Скимра [19] введение плотностной зависимости в эффективное взаимодействие связано с рассмотрением не трехчастичной амплитуды, а исходного контактного трехчастичного потенциала с его усреднением по координатам одной частицы. Такой рецепт мог бы быть оправдан в какой-то мере, если бы в действительности существовали большие «затравочные» трехчастичные силы. Однако в ядре это не так [20]. Поэтому переход в МХФ от исходных потенциалов к эффективным силам следует признать весьма искусственным приемом. При построении уравнения ПСФ с соответствующим ХФ-базисом используются соотношения $\mathcal{F}^{ih} = \delta U^i / \delta \rho^h$, т. е. одни из основных соотношений теории ферми-жидкости. В результате такой

подход как бы смыкается с подходом, основанным на идеях ТКФС. В сущности первый есть следствие второго: МХФ вытекает из ТКФС, если пренебречь эффектами запаздывания в эффективном взаимодействии [15]. В частности, возникает общий элемент феноменологии, заключающийся в том, что основные параметры сил и в том и в другом подходе можно фиксировать по свойствам ядерной материи (по энергии связи, сжимаемости, равновесной плотности, энергии симметрии и т. п.). В то же время исходные позиции, как мы видим, у этих подходов совершенно различны.

Коснемся еще одного пункта. Как известно, для описания таких свойств ядер, как среднеквадратичные радиусы и энергии связи, в МХФ используют парные потенциалы конечного радиуса (или первые члены разложения по этому радиусу, содержащие операторы градиента), что из-за условий антисимметризации влечет за собой появление довольно больших скоростных сил и заметно отличающейся от пустотного значения m эффективной массы m^* . При этом возникают и нереалистические спиново-зависящие компоненты, часто приводящие к спиновому коллапсу, для борьбы с которым необходимо применять специальные меры (см., например, [21] и ссылки в них). Феноменологический анализ условий согласования [типа (27) и (29)] здесь несколько не помогает, так как для ядер с нулевым спином эти компоненты фактически в них не входят. Спектры одночастичных уровней с такими силами получаются слишком «разреженными», и их плотность вблизи ферми-поверхности оказывается меньше наблюдаемой. Эксперимент показывает также, что на поверхности Ферми $m^* \gg m$. Имеются попытки объяснить «сжатие» уровней для приведения их в соответствие с экспериментом влиянием низколежащих коллективных состояний [22] и оправдать использование «разреженных» ХФ-спектров для расчета некоторых избранных свойств ядер [23] в рамках «динамической теории» [24]. Однако самосогласованные расчеты [25] показывают, что сдвиги уровней из-за связи с поверхностными колебаниями невелики, во всяком случае их явно недостаточно, чтобы привести схему одночастичных уровней, получаемую, скажем, популярным вариантом сил Ским-III, в соответствие с экспериментом. Учет зависимости от энергии в потенциале среднего поля и в эффективном взаимодействии на количественном, а не качественном уровне сопряжен с выходом за рамки стандартного ПСФ и требует разработки нового самосогласованного подхода. Первые шаги в этом направлении уже сделаны [26].

В расчетах, результаты которых здесь будут представлены, мы предпочитаем не входить в противоречия с основными принципами теории [11], согласно которым в уравнении (25) частично-дырочный пропагатор должен соответствовать самосогласованному потенциалу, обеспечивающему, по определению, экспериментальный одночастичный спектр. В качестве же эффективных сил будем использовать амплитуду (31), согласованную с изовекторным потенциалом и плотностью соотношением (29).

Зависящие от спина эффективные силы. Как уже указывалось, параметризация амплитуды \mathcal{F}' простым выражением (26) предназначена для описания явлений, отвечающих малым переданным импульсам $q \ll p_F$. Однако в атомных ядрах таких явлений немного. Большие импульсы существенны, в частности, при описании низлежащих состояний как электрического [15, 27], так и магнитного типов [28—31]. В первом случае это связано с эффектами конечности, приводящими к появлению резкого поверхностного пика в форм-факторах и переходных плотностях; корректное описание этих эффектов требует самосогласования и введения зависимости взаимодействия от плотности, что влечет за собой присутствие высокоимпульсных компонент в \mathcal{F} . Во втором случае при описании возбуждений аномальной четности важно учитывать пионные степени свободы и возможные эффекты «смягчения» пионной моды, что требует выделения в уравнениях теории амплитуды однопионного обмена $G_\pi(k)$ в аннигиляционном канале [32]. Особая роль $G_\pi(k)$ определяется тем, что однопионный обмен генерирует самую дальнедействующую притягивательную компоненту ядерных сил с характерными импульсами $k \sim m_\pi \sim p_F/2$, в то время как обмен другими мезонами отвечает импульсам порядка обратного радиуса кора r_c , т. е. $k \sim 2p_F$, и дает короткодействующее отталкивание, которое обычно в спин-изоспиновом канале имитируется константой Ландау — Мигдала g' . В частности, амплитуда ρ -мезонного обмена имеет такой же характерный масштаб изменения ($k \sim m_\rho \sim 2p_F$). Вклады во взаимодействие, которые плавно меняются на интервале $0 \leq k \leq 2p_F$, являются локальными, и их можно включить в одну эффективную константу g' . В принципе g' может зависеть от плотности, так что внутреннее значение g' может отличаться от пустотного; однако, как показывают расчеты [18] по методу Бракнера, скачок g' на поверхности ядра невелик. Во всяком случае пока не обнаружено таких явлений, из которых вытекала бы необходимость введения интерполяции для g' . Итак, представим спин-изоспиновое взаимодействие (в импульсном пространстве) в виде

$$\left. \begin{aligned} G' &= (G^- + G_\pi^-)/2; & G^- &= 2C_0 g' \sigma_1 \sigma_2; \\ G_\pi^- &= 2C_0 g_\pi (e_q^\pi)^2 (\sigma_1 \mathbf{k}) (\sigma_2 \mathbf{k}) / [m_\pi^2 + k^2 + P(k^2)]. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Такую форму взаимодействия широко применяли для анализа роли пионных степеней свободы в ядрах и исследования эффектов близости к точке λ -конденсатной неустойчивости (см. обзор [31]). Здесь $g_\pi = -4\pi (f_\pi^2/m_\pi^2)/C_0$, где f_π — пион-нуклонная константа связи (при $k^2 \rightarrow 0$). Используя известные значения $f_\pi^2 = 0,081$, $m_\pi = 135$ МэВ и нормировочный параметр $C_0 = 300$ МэВ \cdot фм³, имеем $g_\pi = -1,45$. Зависимость от импульса локального заряда e_q^π по отношению к полю $(\sigma \mathbf{k})$ τ_α имеет тот же характерный масштаб ($\approx 2p_F$), что и константа g' , и поэтому будем считать

$$e_q^\pi(k^2) \approx e_q^\pi(0) = 1 - 2\zeta_s, \quad (37)$$

где ζ_s — константа, определяющая в соответствии с (23) отличие от единицы локального заряда e_q [от] квазичастицы для поля $V_0 \sim \sim \sigma_\alpha \tau_\beta$. Об этой величине подробно говорили в разд. 1. С тем же основанием, позволившем осуществить замену (37), не будем учитывать в амплитуде однопионного обмена в (36) и изменения фактора пион-нуклонной вершины с импульсом, полагая его просто равным единице. Величина $P(k^2)$, входящая в знаменатель второго слагаемого в квадратных скобках в (36), представляет собой неприводимый поляризационный оператор пиона в ядерной среде, не включающий переходов типа частица — дырка, основной вклад в который связан с виртуальным рождением Δ -изобары [29, 30]. Для наших целей достаточно ограничиться стандартным феноменологическим выражением (см., например, [30—32])

$$P(k^2) = -0,9(1 - \alpha)k^2 / (1 + 0,23k^2/m_\pi^2), \quad (38)$$

где множитель $(1 - \alpha)$ учитывает возможное отличие вершины $\pi N \Delta$ от пустотной. В [30] получена оценка $-0,2 \leq \alpha \leq 0,3$. Примем здесь значение $\alpha = 0$. Заметим, что с самого начала в пропагатор пиона не включена зависимость от энергии возбуждения ядра ω , поскольку здесь рассматривается случай малых частот $\omega < \epsilon_F < m_\pi$.

Амплитуда однопионного обмена в (36) отвечает нелокальному тензорному взаимодействию. В G' могут присутствовать тензорные компоненты с существенно меньшим радиусом нелокальности, возникающие, например, от обмена тем же ρ -мезоном [33]. Такие компоненты не включены в (36), поскольку их роль важна лишь для описания свойств ядер при больших переданных импульсах, которые здесь не рассмотрены. Однако пренебрежение этими компонентами, а также вкладами от обмена мезонами в поперечном канале рассеяния (в том числе и скоростными гармониками) и возможной зависимостью g' от плотности (и тем самым от A и $N - Z$) приводит к тому, что g' в (36) не является строго универсальной константой — она может несколько отличаться для различных состояний и ядер. Масштаб этих отличий, конечно, не должен быть большим, иначе вся аргументация, на основе которой выбрана параметризация (36), будет неправомерной. Одна из целей обзора, помимо исследования роли одномезонного обмена в заряженном канале, как раз и заключается в определении константы g' и выявлении ее возможных флуктуаций из сравнения с экспериментальными данными, относящимися к зарядово-обменным возбуждениям, с использованием сравнительно простого взаимодействия (36). В заключение укажем на [34], где более детально рассмотрены различные вклады во взаимодействие.

3. ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ

Правила сумм предназначены для описания интегральных характеристик спектра ядерных возбуждений в заданном внешнем поле V_0 . Для зарядово-обменного канала обычно рассматривают моменты

силовой функции (5), определяемые соотношением

$$m_k^{(\pm)} = \int d\omega \omega^k S^{(\pm)}(\omega) = \sum_s \omega_s^k |\langle s | V_0^\pm | 0 \rangle|^2, \quad (39a)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, значки (\pm) относятся к полям, содержащим операторы τ_{\pm} , а интегрирование (суммирование) ведется по всем состояниям соответствующей ветви. Зная несколько первых моментов m_k , можно определить среднюю энергию возбуждения ядра в поле V_0 и оценить ее дисперсию. В тех случаях, когда дисперсия мала и сила переходов сконцентрирована в узкой области энергий (доминирует одно коллективное состояние), правила сумм позволяют найти энергию этого состояния и проследить, как она меняется от ядра к ядру, не прибегая к сложным микроскопическим расчетам.

К сожалению, получить правила сумм в замкнутой форме безмодельным способом удастся лишь в некоторых простейших ситуациях, когда срабатывают общие законы (типа сохранения числа частиц) и используются только свойства полноты собственных состояний системы. В большинстве же случаев для вычисления m_k приходится прибегать к определенным моделям. В частности, в последнее время популярным для этих целей стал подход, основанный на МХФ с эффективными силами плюс ПСФ (см., например, [35]). Наша задача здесь — развить технику вычисления правил сумм в рамках ТКФС. Фактически речь идет о вычислении моментов m_k силовой функции для частично-дырочных возбуждений, связанной с мнимой частью от первого члена в поляризационном операторе (13):

$$m_k^{(\pm)} = \int d\omega \omega^k \left[-\frac{1}{\pi} \text{Im} (e_q V_0^{(\pm)} A V^{(\pm)}) \right]. \quad (39b)$$

Рассматриваются, конечно, такие моменты m_k , которые сходятся при энергиях $\omega < \epsilon_F$, что отвечает области применимости ТКФС. Покажем здесь, что моменты m_k можно выразить при $k \geq 0$ в виде некоторых средних от эффективных взаимодействий по квазичастичным распределениям в основном состоянии ядра. Важную роль при этом играют условия согласования, которые позволяют не только упростить выражения для моментов, но и придать им наглядный физический смысл.

Техника вычисления правил сумм. Входящее в (39b) эффективное поле V подчиняется уравнению (14) или (25). Однако на самом деле в мнимую часть поляризационного оператора входят вычеты g^s поля V в полюсах $\omega = \omega_s$, отвечающих собственным состояниям системы. Эти вычеты удовлетворяют однородному уравнению, которое получается из (14), если опустить затравочный член $e_q V_0$; для наших целей удобно записать его в λ -представлении

$$g_{\lambda\lambda}^s = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \mathcal{F}_{\lambda\lambda'; \lambda_1 \lambda_2} \frac{n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}}{\epsilon_{\lambda_1} - \epsilon_{\lambda_2} - \omega_s} g_{\lambda_1 \lambda_2}^s, \quad (40)$$

Вычеты g^s нормированы условием [11]

$$\left(g^s \frac{dA}{d\omega} g^s\right)_{\omega=\omega_s} \equiv \sum_{\lambda\lambda'} g_{\lambda\lambda'}^s \frac{n_{\lambda} - n_{\lambda'}}{(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\lambda'} - \omega_s)^2} g_{\lambda\lambda'}^s = \Lambda_s, \quad (41)$$

где Λ_s принимает значение $+1$ или -1 в зависимости от ветви, к которой относится данное возбуждение (знак « $+$ » для полей $V_0 \sim \tau_+$, знак « $-$ » для $V_0 \sim \tau_-$). Определим эту величину соотношением

$$\Lambda_s = -\omega_s / |\omega_s|$$

и назовем ее *сигнатурой возбуждения*. Роль Λ_s будет ясна из дальнейшего. Помимо вычета g^s , называемого иногда переходным потенциалом, удобно ввести переходную плотность $\rho^s \sim A g^s$, которая в λ -представлении дается выражением

$$\rho_{\lambda\lambda'}^s = \frac{n_{\lambda} - n_{\lambda'}}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\lambda'} - \omega_s} g_{\lambda\lambda'}^s. \quad (42)$$

С помощью ρ^s можно найти матричный элемент перехода из основного состояния $|0\rangle$ в возбужденное $|s\rangle$ в поле V_0 :

$$M_{0s} = \sum_{\lambda\lambda'} (e_q V_0)_{\lambda\lambda'} \rho_{\lambda\lambda'}^s.$$

Как видно из (40) и (42), переходная матрица плотности подчиняется уравнению

$$(\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\lambda'} - \omega_s) \rho_{\lambda\lambda'}^s = (n_{\lambda} - n_{\lambda'}) \sum_{\lambda_1\lambda_2} \mathcal{F}_{\lambda\lambda'; \lambda_1\lambda_2} \rho_{\lambda_1\lambda_2}^s. \quad (43)$$

На свойствах именно этого уравнения и основан общий метод вычисления правил сумм в ТКФС. Прежде всего, учитывая соотношения (41) и (42), для коэффициентов матрицы плотности из (43) получаем условия ортогональности и полноты:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{\lambda\lambda'} \rho_{\lambda\lambda'}^s (n_{\lambda} - n_{\lambda'}) \rho_{\lambda\lambda'}^s &= \Lambda_s \delta_{ss'}; \\ \sum_s \rho_{\lambda_1\lambda_2}^s \Lambda_s \rho_{\lambda_3\lambda_4}^s &= \delta_{\lambda_1\lambda_3} \delta_{\lambda_2\lambda_4} (n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2}) \equiv (\mathcal{R}_0)_{12}^{34}. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

По аналогии с последним соотношением вводим матричную величину

$$(\mathcal{R}_h)_{12}^{34} = \sum_s \omega_s^h \rho_{12}^s \Lambda_s \rho_{34}^s, \quad (45)$$

и, используя определения Λ_s и M_{0s} , получаем

$$\begin{aligned} m_h^{(-)} - (-1)^h m_h^{(+)} &= - \sum_s \omega_s^h \Lambda_s |M_{0s}|^2 = \\ &= - \sum_{1234} (e_q V_0)_{12} (\mathcal{R}_h)_{12}^{34} (e_q V_0)_{34}. \end{aligned} \quad (46)$$

Умножая обе части уравнения (43) на $\omega_s^k \rho_{34}^s \Lambda_s$ и беря сумму по индексу s , получаем рекуррентное соотношение

$$(\mathcal{R}_{k+1})_{12}^{34} = \sum_{56} \mathcal{F}_{12}^{56} (\mathcal{R}_k)_{56}^{34}, \quad (47)$$

где

$$\mathcal{F}_{12}^{56} = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \delta_{15} \delta_{26} - (n_1 - n_2) \mathcal{F}_{12156},$$

а начальное значение \mathcal{R}_k при $k = 0$ дается в (44). Соотношения (44) — (47) решают задачу вычисления моментов. Из (46) видно, что наличие сигнатуры Λ_s позволяет из (43) в аналитическом виде вычислять только сумму нечетных или только разность четных моментов по обеим ветвям возбуждений. Заметим, что для нейтрального канала, когда существуют «симметричные» решения уравнения (43) с частотами $\pm \omega_s$, силовая функция $S(\omega)$ является нечетной функцией ω и из (43) удается вычислить только нечетные моменты. В заряженном канале из-за кулоновского взаимодействия (и для ядер с $N \neq Z$) симметрия возбуждений теряется и разность четных моментов по ветвям с различной сигнатурой Λ_s становится отличной от нуля. Рассмотрим некоторые примеры.

Правила сумм для квадратов матричных элементов. Не составляет большого труда вычислить разность нулевых (без энергетического веса) моментов $m_0^{(-)} - m_0^{(+)}$ для одночастичных операторов вида

$$V_0^{(\pm)} \equiv v_0 \tau_{\pm} = f(r) T_{JLS}^M(n, \sigma) \tau_{\pm},$$

где $f(r)$ — функция только радиальной координаты; $T_{JLS}^M = [\sigma^s \otimes Y_L]^{JM}$ — спин-угловой тензор; $\tau_{\pm} = (\tau_x \pm i\tau_y)/2$ — операторы изменения зарядового состояния нуклона. Из (44) и (46), учитывая полноту базиса квазичастиц, имеем

$$\begin{aligned} m_0^{(-)} - m_0^{(+)} &= \sum_{np} (e_q v_0)_{np} (n_n - n_p) (e_q v_0)_{pn}^{\dagger} = \\ &= \sum_n n_n \langle n | (e_q v_0)^{\dagger} (e_q v_0) | n \rangle - \\ &- \sum_p n_p \langle p | (e_q v_0) (e_q v_0)^{\dagger} | p \rangle. \end{aligned} \quad (48)$$

Суммируя по проекциям M , что эквивалентно введению правил сумм для квадратов приведенных матричных элементов, получаем

$$[m_0^{(-)} - m_0^{(+)}]^{(q)} = \frac{2J+1}{4\pi} \{N \langle (e_q f)^2 \rangle_n - Z \langle (e_q f)^2 \rangle_p\}, \quad (49)$$

где $\langle \dots \rangle_{n,p}$ означает среднее по распределению плотности нейтронных (протонных) квазичастиц, а индекс (q) в левой части введен для того, чтобы подчеркнуть, что соответствующая величина отражает вклад квазичастичных возбуждений в правило сумм (точнее, возбуждений квазичастица — квазидырка). Чтобы вычислить (49), необходимо знать локальные заряды e_q для полей V_0 и плотности квази-

частиц ρ^{\pm} . Первые являются константами теории, а вторые можно найти с помощью условий самосогласования (27) при заданном эффективном взаимодействии \mathcal{F} , которое характеризуется определенным набором параметров. В этом смысле конкретное значение (49) зависит от используемой модели.

Для фермиевских переходов, когда $J = L = S = 0$ и $f(r) = \sqrt{4\pi}$, из (49) имеем ($V_0^{\pm} = \tau_{\pm}$ и $e_q = 1$)

$$[m_0^{(-)} - m_0^{(+)}]_F^{(q)} = N - Z, \quad (50a)$$

а для ГТ-переходов, когда $J = S = 1$, $L = 0$ и $f(r) = \sqrt{4\pi}$, получаем ($V_0^{\pm} = \sigma\tau_{\pm}$, считаем $e_q = 1 - 2\zeta_s = \text{const}$)

$$[m_0^{(-)} - m_0^{(+)}]_{GT}^{(q)} = 3(N - Z)e_q^2. \quad (51a)$$

Следует отметить, что первое из этих правил сумм является полностью модельно-независимым. Действительно, его можно получить, пользуясь лишь полнотой точных собственных состояний системы:

$$\begin{aligned} [m_0^{(-)} - m_0^{(+)}]_F &= \sum_s |\langle s | \sum_{i=1}^A \tau_-^i | 0 \rangle|^2 - \\ &- \sum_s |\langle s | \sum_{i=1}^A \tau_+^i | 0 \rangle|^2 = \\ &= \langle 0 | \sum_{i=1}^A (\tau_+^i \tau_-^i - \tau_-^i \tau_+^i) | 0 \rangle = \\ &= \langle 0 | \sum_{i=1}^A \tau_z^i | 0 \rangle = N - Z. \end{aligned} \quad (50b)$$

Если подобные операции выполнить для гамов-теллеровского одночастичного оператора $\sum_i \sigma_{\mu}^i \tau_{\pm}^i$, то для каждой проекции μ ответ будет такой же, и после суммирования по μ имеем также строго модельно-независимый результат

$$[m_0^{(-)} - m_0^{(+)}]_{GT} = 3(N - Z). \quad (51b)$$

Совпадение между собой выражений (50a) и (50b) — следствие закона сохранения векторного тока (и теоремы о равенстве числа квази-частиц числу частиц). В то же время различие между (51a) и (51b) обусловлено отсутствием соответствующих законов сохранения для аксиально-векторных вершин. Это различие показывает, что сила переходов гамов-теллеровского типа может как-то перераспределяться между частично-дырочными и другими степенями свободы (многочастичными возбуждениями, а также связанными с рождением мезонов, Δ -изобар и пр.).

Энергетически-взвешенные правила сумм. Сумма первых моментов силовых функций S^{\pm} в ТКФС дается (46) при $k = 1$. С уче-

том (44) и (47) имеем в очевидных обозначениях

$$\begin{aligned}
 & [m_1^{(-)} + m_1^{(+)}]^{(q)} = \\
 & = \sum_{np} \langle p | e_q v_0 | n \rangle (\varepsilon_n - \varepsilon_p) \langle n | e_q v_0 | p \rangle + \\
 & + \sum_{np, n'p'} \langle p | e_q v_0 | n \rangle (n_n - n_p) \times \\
 & \times \mathcal{F}_{np, n'p'}^-(n_n - n_p) \langle n' | e_q v_0 | p' \rangle. \tag{52}
 \end{aligned}$$

Рассмотрим сначала случай ГТ-переходов ($v_0 = \sigma_\mu$). Помимо главных компонент эффективного взаимодействия, обсуждавшихся в разд. 2, важный вклад в m_k дают спин-орбитальные силы, для которых примем стандартную форму [11]

$$\mathcal{F}_{sl}^{ih} = C_0 r_0^2 \kappa^{ih} [\mathbf{V}_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)] \cdot (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2).$$

Здесь κ^{ih} — безразмерные константы, фактор r_0 (≈ 1 фм) введен для удобства. В самосогласованном подходе эти силы генерируют одночастичный потенциал

$$\begin{aligned}
 U_{sl(t)}^i &= C_0 r_0^2 \sum_k \kappa^{ih} \frac{1}{r} \frac{d\rho^k}{dr} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l} - \\
 & - C_0 r_0^2 \sum_k \kappa^{ih} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho_{sl}^k r) \equiv \\
 & \equiv U_{sl}^i(r) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l} + U_{sl(c)}^i, \tag{53}
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \rho_{sl}^k(r) &= \sum_\lambda n_\lambda^k \Phi_\lambda^{*k} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l} \Phi_\lambda^k = \\
 & = \frac{1}{4\pi} \sum_\lambda n_\lambda^k \langle \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l} \rangle_\lambda (R_l^k(r))^2; \tag{54}
 \end{aligned}$$

$\langle \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l} \rangle_\lambda = j(j+1) - l(l+1) - 3/4$. Видно, что в полном потенциале $U_{sl(t)}^i$ присутствует обычный член $U_{sl} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{l}$ и центральная компонента $U_{sl(c)}^i$. Учитывая для полноты картины ρ -мезонный обмен, после простых алгебраических вычислений и суммирования по μ получаем [36]

$$\begin{aligned}
 [m_1^{(-)} + m_1^{(+)}]_{GT}^{(q)} &= e_q^2 \left\{ 3(U_{\text{Coul}} \rho^-) - 3(U^- \rho^-) + \right. \\
 & + 3(\rho^- G^- \rho^-) - 4 \langle U_{sl} \rangle + \\
 & \left. + \int [\rho^-(k)]^2 [G_\pi^-(k^2) + 2G_\rho^-(k^2)] \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \right\}, \tag{55}
 \end{aligned}$$

где в соответствии с (36) вклад однопионного обмена в прямом канале дается амплитудой $G_\pi^-(k^2) = 2C_{0g\pi} (e_q^\pi)^2 k^2 / [m_\pi^2 + k^2 + P_\Delta(k^2)]$,

а вклад ρ -мезонного обмена в том же канале — амплитудой $G_{\rho}^{-}(k^2) = 2C_0 g_{\rho} (e_q^0)^2 k^2 / (m_{\rho}^2 + k^2)$. Коэффициент 2 при G_{ρ}^{-} в (55) связан с тем, что ρNN -вершина поперечна ($\sim [\sigma \times \mathbf{k}]$) в отличие от случая πNN -вершины, где она продольна ($\sim \sigma \mathbf{k}$). Константа g_{ρ} введена по аналогии с g_{π} в (36): $g_{\rho} = 4\pi (f_{\rho}^2 / m_{\rho}^2) / C_0 = 2,62$ (для $m_{\rho} = 773$ МэВ и $f_{\rho}^2 = 4,86$, т. е. для так называемого «сильного» ρ -мезона). Для оценок далее будем считать $e_q^{\pi} = e_q^{\rho} = e_q [\sigma]$. Другие величины в (55): $\rho^{-}(k) = 4\pi \int \rho^{-}(r) j_0(kr) r^2 dr$ — фурье-компонента изовекторной плотности $\rho^{-} = \rho^n - \rho^p$; $U^{-} = U_0^n - U_0^p$ — разность центральных ядерных самосогласованных потенциалов (сюда не включается вклад от $U_{sl(c)}$); U_{Coul} — кулоновский самосогласованный потенциал; $\langle U_{sl} \rangle$ — среднее по основному состоянию от спин-орбитального потенциала $U_{sl} \sigma l$: $\langle U_{sl} \rangle = (U_{sl}^n \rho_{sl}^n) + (U_{sl}^p \rho_{sl}^p)$. В написанных соотношениях круглые скобки, как обычно, означают интегрирование по пространственным координатам, например $(U^{-} \rho^{-}) = 4\pi \int U^{-}(r) \rho^{-}(r) r^2 dr$. Заметим, что спин-орбитальный вклад $-4 \langle U_{sl} \rangle$ в (55) набирается следующим образом: обычная компонента $U_{sl} \sigma l$ в первом члене в (52) дает $(U_{sl}^n \rho_{sl}^n) - 4 \langle U_{sl} \rangle$, центральная $-3(U_{sl}^n \rho_{sl}^n)$, а во втором члене (52) от амплитуды $\mathcal{F}_{sl}^{-} = \mathcal{F}_{sl}^{nn} - \mathcal{F}_{sl}^{np}$ возникает $+2(U_{sl}^n \rho_{sl}^n)$; здесь $\rho_{sl}^n = \rho_{sl}^n - \rho_{sl}^p$; $U_{sl}^{-} = U_{sl}^n - U_{sl}^p$.

Вклад спин-орбитальных взаимодействий в (55) можно оценить из экспериментальных данных о расщеплении спин-орбитальных дублетов в соседних нечетных ядрах, причем в оценку входят только уровни, расположенные по разные стороны от ферми-поверхности. Если имеется заполненный полностью уровень с энергией $\varepsilon_{j=l+1/2}$, а уровень с энергией $\varepsilon_{j=l-1/2}$ свободен, то в этом случае

$$-4 \langle V_{sl} \rangle \approx \frac{8l(l+1)}{2l+1} (\varepsilon_{j=l-1/2} - \varepsilon_{j=l+1/2}). \quad (56)$$

Если таких дублетов несколько, то следует брать по ним сумму.

Для фермиевских переходов ($v_0 = 1$ и $e_q = 1$) из (52) имеем

$$[m_1^{(-)} + m_1^{(+)}]_F^{(q)} = (U_{Coul} \rho^{-}) - (U^{-} \rho^{-}) + (\rho^{-} \mathcal{F}^{-} \rho^{-}). \quad (57)$$

В самосогласованном подходе в соответствии с условием (29) два последних члена должны взаимно сократиться. Отметим, что при полном самосогласовании в (57) отсутствует и вклад спин-орбитальных сил: от амплитуды \mathcal{F}_{sl}^{-} во втором члене в (52) возникает $+2(U_{sl}^n \rho_{sl}^n)$, в то время как от первого члена получается $-2(U_{sl}^n \rho_{sl}^n)$, причем вклады «обычного» $(U_{sl} \sigma l)$ и центрального $(U_{sl(c)})$ потенциалов одинаковы.

Введем средние энергии $\bar{\omega} = [m_1^{(-)} + m_1^{(+)}]^{(q)} / [m_0^{(-)} - m_0^{(+)}]^{(q)}$ возбуждений для соответствующих полей и рассмотрим разность энергий центроидов гамов-теллеровских и фермиевских переходов. Учи-

тывая (50а) и (57), (51а) и (55), получаем

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_{GT} - \bar{\omega}_F &= \frac{1}{N-Z} \{ (\rho^- [G^- - \mathcal{F}^-] \rho^-) - \\ &- \frac{4}{3} \langle U_{sl} \rangle + \frac{1}{3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [\rho^-(k)]^2 [G_{\pi}^-(k^2) + 2G_{\rho}^-(k^2)] \} \equiv \\ &\equiv \bar{\omega}_{gf} + \bar{\omega}_{sl} + (\bar{\omega}_{\pi} + \bar{\omega}_{\rho}). \end{aligned} \quad (58)$$

Рассмотрим отдельные члены в (58). Учитывая условие (29) и соотношение $C_0 \rho_0 = 2\varepsilon_F/3$, вклад от разности амплитуд $G^- - \mathcal{F}^-$ можно переписать в виде

$$\bar{\omega}_{gf} = \frac{2}{3} \varepsilon_F \frac{N-Z}{A} \gamma (g^- - f_{\text{eff}}^-), \quad (59)$$

где введены параметры $\gamma = (\rho^- \rho^-) A / \rho_0 (N-Z)^2$ и $f_{\text{eff}}^- = (\rho^- U^-) / C_0 \times (\rho^- \rho^-)$. Для оценок представим ρ^- в виде фермиевской плотности $\rho^-(r) = 2(N-Z) \rho_0 f(r) / A$, где $f(r) = [1 + \exp \frac{r-R}{a}]^{-1}$ (нормировка $\rho_0 \int f(r) d^3r = A/2$). Тогда с учетом членов $\sim A^{-1/3}$ имеем

$$\gamma \approx 2 \left(1 - 3 \frac{a}{R} \right); \quad f_{\text{eff}}^- \approx f_{\text{in}}^- + b \frac{3}{2} \frac{a}{R}. \quad (60)$$

В последней оценке предполагалось, что \mathcal{F}^- содержит только члены $\sim \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$; наличие в \mathcal{F}^- компонент с радиусом нелокальности $\sim r_0$ приведет к поправкам $\sim r_0/R$.

Спин-орбитальный вклад в (58) оценим следующим образом. Для нижнего уровня из дублета с $j = l \pm 1/2$ согласно (54) имеем $\rho_{sl}(r) = l(l+1) R_{\lambda}^l(r) / 2\pi$. Для оценок пренебрегаем изовекторным спин-орбитальным потенциалом $[\sim \kappa^- (N-Z)/A]$ и берем $U_{sl} = C_0 r_0^2 \kappa^+ \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial r} \mathbf{sl}$. Тогда, предполагая, что $l \sim A^{1/3} \gg 1$, и аппроксимируя ρ и R_{λ}^l фермиевской функцией $f(r)$, получаем (используем $\int dr r f df/dr \approx -R/2$)

$$\bar{\omega}_{sl} = -\frac{4}{3} \frac{\langle U_{sl} \rangle}{N-Z} \approx \frac{8}{3} \varepsilon_F \frac{\kappa^+ \nu(A, Z)}{N-Z} \approx 43 \frac{\nu(A, Z)}{N-Z} \text{ МэВ}, \quad (61)$$

где $\nu(A, Z)$ — эффективный фактор заполнения; в простейшем случае — это число дублетов, у которых нижний уровень полностью занят, а верхний — свободен ($\nu = 1$ для ^{48}Ca и ^{90}Zr и $\nu = 2$ для ^{208}Pb). Если же верхний уровень частично заполнен и на нем имеется k частиц, то вводится дополнительный множитель $(1 - k/2l)$. Если, кроме того, в конкретном ядре у таких дублетов l заметно отличается от $A^{1/3}$, то следует ввести поправочный коэффициент $l(l+1)A^{2/3}$. В (61) использовано значение $\kappa^+ = 0,42$. Формула (61) прекрасно согласуется с оценкой (56); для некоторых ядер это легко проверить, например, с использованием экспериментальных разностей $\varepsilon_{5/2}^n - \varepsilon_{7/2}^n = 9,0$ для ^{48}Ca , $\varepsilon_{7/2}^n - \varepsilon_{9/2}^n = 7,50$ для ^{90}Zr , $\varepsilon_{11/2}^n - \varepsilon_{13/2}^n = 5,87$ и $\varepsilon_{9/2}^p - \varepsilon_{11/2}^p = 5,55$ МэВ для ^{208}Pb .

Теперь оценим мезонный вклад в разность $\bar{\omega}_{GT} - \bar{\omega}_F$. Прежде всего имеем

$$\begin{aligned} & \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{m_\rho^2 + k^2} [\rho^-(k)]^2 \approx \\ & \approx \frac{1}{m_\rho^2} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} d^3r d^3r' \bar{\rho}(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}') \times \\ & \times \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}'} e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \right] = \frac{1}{m_\rho^2} \left(\frac{\partial \rho^-}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial \rho^-}{\partial \mathbf{r}'} \right). \end{aligned} \quad (62)$$

Здесь пренебрегли в знаменателе пропагатора ρ -мезона k^2 по сравнению с m_ρ^2 , поскольку в $\rho^-(k)$ в основном представлены малые импульсы $k < p_F$ (напомним, что $m_\rho = 3,92 \text{ фм}^{-1}$, а $p_F \approx 1,3 \div 1,4 \text{ фм}^{-1}$). Аппроксимируя ρ^- фермиевской функцией и вычисляя интеграл в (62) методом перевала, получаем асимптотическую оценку

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_\rho & \approx \frac{8}{9} \varepsilon_F g_\rho (1 - 2\xi_s)^2 \frac{1}{(m_\rho r_0)(m_\rho a)} \frac{N-Z}{A^{4/3}} \approx \\ & \approx 4,8 \frac{N-Z}{A} \frac{1}{A^{1/3}} \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (63)$$

Если аналогичные операции выполнить для вклада одноционного обмена, получим

$$\bar{\omega}_\pi = \bar{\omega}_\rho \left(\frac{m_\rho}{m_\pi} \right)^2 \frac{g_\pi}{g_\rho} \approx -4,4 \frac{N-Z}{A} \frac{1}{A^{1/3}} \text{ МэВ}. \quad (64)$$

Как показывают точные расчеты по формуле (58) с использованием, например, плотностей $\rho^-(\mathbf{r})$ в потенциале Вудса — Саксона, оценка (64) завышена почти в 2 раза. В результате суммарный вклад $\bar{\omega}_\pi + \bar{\omega}_\rho$ в $\bar{\omega}_{GT}$ для ядер тяжелее ^{40}Ca оказывается небольшим отрицательным, не превосходящим по модулю величины $\approx 1 \text{ МэВ}$.

Если сопоставить $\bar{\omega}_{GT}$ с положением ГТР, а $\bar{\omega}_F$ — с положением ИАС, то на основе проведенного рассмотрения можно предложить следующую формулу для описания энергетической систематики этих зарядово-обменных резонансов:

$$E_{GTR} - E_{IAS} = \frac{4}{3} \varepsilon_F \left[\left(\alpha_1 + \frac{\alpha_2}{A^{1/3}} \right) \frac{N-Z}{A} + 2\chi^+ \frac{v(A, Z)}{N-Z} \right]. \quad (65)$$

Здесь $\alpha_1 = g^- - f_{in}$, а α_2 — параметр, с помощью которого учитывается суммарный вклад от мезонного обмена, от эффектов нелокальности эффективного взаимодействия и конечных размеров ядра. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что эта формула действительно хорошо работает при $\alpha_1 = g^- - f_{in} \approx -(0,10 \div 0,15)$ и $\alpha_2 \approx -(0,0 \div 0,12)$. Заметим, что (65) существенно отличается от аппроксимаций, предложенных в [35]. С учетом (35) для параметра Ландау — Мигдала получаем $g' \approx 0,6$. Этот результат является довольно парадоксальным, так как он означает, что ядра весьма близки к точке л-конденсатной неустойчивости [30, 31]

и при таких g' в них должны существовать сильные предкритические эффекты, которые не наблюдаются (пока отсутствуют явные указания даже на слабые эффекты, связанные с возможной близостью к порогу π -конденсации). На самом деле, как показывают непосредственные расчеты силовых функций и их сравнение с экспериментом, реальное значение этого параметра существенно больше: $g' \approx 1,1$. Парадокс возник из-за того, что при переходе от (58) к (65) разность центроидных энергий $\bar{\omega}_{GT} - \bar{\omega}_F$ заменена разностью резонансных энергий $E_{GTR} - E_{IAS}$, взятых из эксперимента. Такая замена оказывается неправомочной, поскольку фактически центроид ГТ-переходов лежит заметно выше максимума в силовой функции, отвечающего ГТР, и то же самое, но в меньшей степени, относится к переходам фермиевского типа: даже при $g^- = \bar{f}_{in}$ эффекты изотопического (кулоновского) смешивания и спин-орбитального расщепления существенно различны для разных типов переходов. Укажем, например, что в ^{208}Pb при $g' = 1,1$ рассчитанное положение ГТР относительно основного состояния ^{208}Pb получается при 19,2 МэВ в согласии с экспериментом, а центроидная энергия $\bar{\omega}_{GT}$ при этом равна 23,7 МэВ, т. е. на 4,5 МэВ больше! В то же время ИАС оказывается примерно на 1 МэВ ниже $\bar{\omega}_F$. Отметим важность корректного учета одночастичного континуума в этих расчетах. Вывод состоит в том, что к (65) следует относиться лишь как к простой зависимости, позволяющей в удобной форме аппроксимировать эмпирические данные.

4. РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выбор одночастичного потенциала. Здесь представлены результаты расчетов для трех типичных ядер с замкнутыми оболочками ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb , в которых отсутствуют особенности, связанные с парными корреляциями в канале частица — частица.

Оставаясь в рамках традиционной для ТКФС схемы, для описания низколежащих и резонансных состояний использовали единый оболочечный потенциал и одночастичный спектр. Для зарядово-обменных возбуждений проводилось описываемое ниже согласование изовекторных величин \mathcal{F}^- , U^- и ρ^- . Согласование для соответствующих изоскалярных величин не проводилось, поскольку изоскалярные взаимодействия в рассматриваемую задачу входят не прямым образом, а опосредованно через пропагатор A . Однако изоскалярный потенциал $(U^n + U^p)/2$ выбирался так, чтобы он (совместно с U^-) давал одночастичный спектр, близкий к экспериментальному. Только при выполнении этого требования, как показывают многочисленные расчеты (см., например, [15, 37]), удается правильно описать свойства низколежащих коллективных состояний. Все расчеты выполнены в координатном представлении. Описание программы вычисления пропагатора A , позволяющей точно учитывать одно-

частичный континуум и допускающей введение искусственного затухания квазичастиц, содержится в [38].

В обсуждаемых далее расчетах использовался оболочечный потенциал типа Вудса — Саксона

$$U^h = -V_0^h f_h(r) - V_{ls}^h (r_0^h)^2 \frac{1}{r} \frac{\partial f_h}{\partial r}(ls);$$

$$f_h(r) = \left(1 + \exp \frac{r - R_h}{a_h}\right)^{-1}; \quad R_h = r_0^h A^{1/3}, \tag{66}$$

где V_0^h , V_{ls}^h , r_0^h , a_h — параметры. Кулоновский потенциал имеет стандартную форму, соответствующую равномерно заряженной сфере радиусом $R_c = r_{0c} A^{1/3}$, где r_{0c} определяется из экспериментального значения среднеквадратичного зарядового радиуса $(r_c^2)^{1/2}$ соотношением $R_c = \sqrt{5/3} (r_c^2)^{1/2}$. Подгонку параметров потенциала осуществляли по экспериментальным одночастичным спектрам, приведенным в [39]. Помимо этого требовалось, чтобы вычисленные значения $(r_c^2)^{1/2}$, а также разности среднеквадратичных радиусов нейтронов и протонов Δr_{np} согласовались с экспериментальными данными. Параметры потенциала (66), полученные из этих требований, приведены в табл. 1 вместе со значениями $(r_{n,p}^2)^{1/2}$. Видно хорошее согласие

Таблица 1. Параметры одночастичных потенциалов и характеристики основных состояний ядер

Ядро	Частица	V_0 , МэВ	r_0 , фм	a , фм	V_{ls} , МэВ	r_{0c} , фм	$(r_c^2)^{1/2}$, фм	$(r_c^2)^{1/2}$, фм		Δr_{np} , фм		β_2 , МэВ
								расчет	эксперимент [40]	расчет	эксперимент [41]	
^{46}Ca	Нейтроны	49,9	1,21	0,65	25,4	—	3,56	—	—	0,17	$\left\{ \begin{array}{l} 0,19 \\ 0,20 \\ 0,10 \end{array} \right.$	23,9
	Протоны	56,0	1,29	0,61	19,7	1,23	3,39	3,48	3,476			
^{90}Zr	Нейтроны	48,5	1,26	0,64	20,9	—	4,33	—	—	0,14	$\left\{ \begin{array}{l} 0,11 \\ 0,09 \\ 0,13 \end{array} \right.$	25,5
	Протоны	55,2	1,275	0,64	20,8	1,228	4,19	4,266	4,266			
^{206}Pb	Нейтроны	47,0	1,22	0,65	21,1	—	5,56	—	—	0,10	$\left\{ \begin{array}{l} \approx 0 \\ 0,14 \\ 0,08 \\ 0,18 \\ 0,21 \end{array} \right.$	29,5
	Протоны	60,2	1,26	0,65	27,5	1,20	5,46	5,516	5,502			

вычисленных значений $(r_c^2)^{1/2}$ и Δr_{np} с экспериментальными, хотя данные различных работ по Δr_{np} пока неоднозначны. Энергии одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми отличаются от экспериментальных, как правило, не более чем на 0,5 МэВ.

Согласование \mathcal{F}^- и U^- . Для сферической симметрии условие согласования (29) связывает монополярную компоненту \mathcal{F}_0^- с изовекторным потенциалом

$$U^-(r) = \int \mathcal{F}_0^-(r, r') \rho^-(r') r'^2 dr'. \quad (67)$$

Поскольку потенциал U^- задан, то для выбранного вида амплитуды \mathcal{F}^- (31) точное выполнение условия (67) практически трудно осуществимо. Остается свобода вариации параметров a'_b , a'_r и b для того, чтобы «самосогласованный» потенциал U_{sc}^- [правая часть уравнения (67)] наилучшим образом совпадал с заданным оболочечным при использовании оболочечной плотности ρ^- . Вычисляя потенциальную энергию симметрии, получаем из (67) соотношение, устанавливающее линейную связь между параметрами a'_b , a'_r и b ($N \neq Z$):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_s &\equiv 2\pi \int U^-(r) \rho^-(r) r^2 dr = \\ &= 2\pi \int \rho^-(r) \mathcal{F}_0^-(r, r') \rho^-(r') r^2 r'^2 dr dr' \equiv \beta_s (N - Z)^2 / A. \end{aligned} \quad (68)$$

Это соотношение является интегральным аналогом условия согласования. Вычисленные для используемых здесь одночастичных потенциалов значения β_s даны в табл. 1. Связь параметров \mathcal{F}^- между собой, устанавливаемая в (68), специфична для каждого ядра. Однако вычисления, проведенные для ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb с выбранными потенциалами, дают вполне универсальное соотношение со следующими среднеарифметическими численными коэффициентами (при радиусе нелокальности в потенциале Юкавы $r'_0 = 0,8$ фм):

$$a'_b + 0,86a'_r - 0,35b - 0,92 = 0. \quad (69)$$

Если взять $r'_0 = 0,4$ фм, то коэффициент 0,86 при a'_r заменяется на 0,97. Разброс численных коэффициентов для различных ядер оказывается не больше 5–10% при вариации a'_r и b в пределах $0 \leq a'_r \leq 2$ и $0 \leq b \leq 4$. Соотношение (69) можно переписать в терминах параметров f_{in} и f_{ex} : $f_{in} = 1,84 + 0,28a'_r - 0,3b$; $f_{ex} = 1,84 + 0,28a'_r + 0,7b$.

(70)

При $r'_0 = 0,4$ фм входящий сюда коэффициент 0,28 заменяется на 0,06 и зависимость констант f_{in} и f_{ex} от a'_r становится совсем слабой. Из (70) при $b = 2$ и $a'_r = 0$ следует, что $f_{in} = 1,24$ и $f_{ex} = 3,24$; эти значения прекрасно согласуются с оценками (35).

Дополнительные ограничения на параметры амплитуды \mathcal{F}^- могут возникнуть при вычислении энергий изобар-аналоговых $J^\pi = 0^+$ состояний (ИАС). Наши расчеты показывают, что энергии ИАС довольно слабо меняются (в пределах 200 кэВ) при вариации a'_r от 0 до 2. Несколько большая чувствительность обнаруживается к вариациям параметра b при его изменении от 0 до 4 (в пределах 1; 0,7 и 2 МэВ для ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb соответственно). В частности, при $b = 2$ получаем следующие энергии ИАС: 8 для ^{48}Ca , 12,5 для ^{90}Zr

и 17,8 МэВ для ^{208}Pb , соответствующие экспериментальные энергии ИАС равны [3] 7,2; 12 и 18,8 МэВ. Интерполяция \mathcal{F}^- , отвечающая значению $b \approx 2,2$ ($a'_r = 0$), вводилась в [23], и для ^{208}Pb получена такая же, как у нас, энергия ИАС; важно отметить, что при этом также использовался экспериментальный одночастичный спектр. В [42] мы отмечали, что в ^{208}Pb можно добиться согласия расчетов с экспериментом при значениях $a'_r = 0,8$ и $b \approx 4$, при которых достигается наилучшее соответствие между заданным оболочечным потенциалом U^- и U_{sc} , вычисленным из правой части (67). Однако интерполяция в \mathcal{F}^- при этом выглядит слишком резкой: $f_{ex}/f_{in} \approx 5$. Добавим, что вариация соотношения между локальным ($\sim a'_\delta$) и нелокальным ($\sim a'_r$) слагаемыми в \mathcal{F}^- сильно влияет на форму U_{sc} , хотя и довольно слабо сказывается на положении ИАС.

Следует отметить, что из-за неполного согласования возникают погрешности в расчетах энергий ИАС и эффектов смешивания по изоспину. Оценки на основе правил сумм показывают, что эти погрешности могут привести к сдвигу ИАС в ^{208}Pb в пределах 0,5—1,0 МэВ, т. е. на значение, характерное для вариаций при изменении параметров амплитуды \mathcal{F}^- . Кроме того, из физических соображений ясно, что в полностью самосогласованном подходе положение ИАС определяется в основном кулоновским потенциалом, усредненным по основному состоянию, и если эта величина держится каким-то образом фиксированной, то энергия ИАС не должна сильно зависеть от параметров эффективного взаимодействия. По этим причинам точная подгонка расчетов к экспериментальным энергиям ИАС не имеет большого смысла, так как не дает жестких ограничений на параметры \mathcal{F}^- . В последующих разделах обсуждается чувствительность положения зарядово-обменных резонансов ($S = 0$) к вариациям параметров, входящих в (69) [или (70)]. В частности, оказывается, что их энергии довольно сильно зависят от параметра b , определяющего степень интерполяции в \mathcal{F}^- .

5. НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Расчеты неколлективных связанных состояний нечетно-нечетных (н.-н.) ядер могут служить для проверки правильности выбора одночастичных потенциалов и параметризации эффективных взаимодействий. Естественно, что не все уровни н.-н. ядра можно описать в терминах частично-дырочных (ч.-д.) возбуждений в заряженном канале. Среди них будут и уровни, структура которых лучше описывается через возбуждения валентных нейтрона и протона над четно-четным остовом $A-2$ (в нейтральном канале). Более того, в одном и том же н.-н. ядре существуют как (p, n^{-1}) -возбуждения над остовом с изоспином T_0 материнского ядра, так и (n, p^{-1}) -состояния над остовом с изоспином $T_0 - 2$. Отличить все эти состояния можно селективным возбуждением их в различных реакциях, например в реакциях (p, n) и (n, p) на различных мишенях. Здесь расчеты

Таблица 2. Некоторые уровни мультиплетов связанных состояний в ^{48}Sc и ^{208}Bi

Конфигурация (p, n^{-1})	$\epsilon_p - \epsilon_n$, МэВ	J^π	ω , МэВ	
			теория	эксперимент
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$				
$(1f_{7/2}, 1f_{7/2}^{-1})$	0,32	6 ⁺	0,55	0,500
		5 ⁺	0,78	0,631
		4 ⁺	0,75	0,752
		3 ⁺	0,85	1,122
		7 ⁺	1,50	1,596
		2 ⁺	1,22	1,643
		1 ⁺	2,30	3,02
		0 ⁺ (ИАС)	7,20	7,17
$^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$				
$(1h_{9/2}, 3p_{1/2}^{-1})$	3,56	5 ⁺	3,63	3,650
		4 ⁺	3,66	3,713
$(1h_{9/2}, 2f_{5/2}^{-1})$	4,12	2 ⁺	4,43	4,576
		3 ⁺	4,20	4,284
		4 ⁺	4,22	4,253
		5 ⁺	4,18	4,279
$(1h_{9/2}, 3p_{3/2}^{-1})$	4,45	3 ⁺	4,53	4,720
		4 ⁺	4,54	4,610
		5 ⁺	4,47	4,537
$(2f_{7/2}, 3p_{1/2}^{-1})$	4,48	3 ⁺	4,59	4,589
		4 ⁺	4,63	4,688
$(1h_{9/2}, 1i_{13/2}^{-1})$	5,20	2 ⁻	6,05	6,551
		3 ⁻	5,52	5,575
		4 ⁻	5,42	5,494
		1 ⁺	6,09	6,542
$(1h_{9/2}, 2f_{7/2}^{-1})$	5,93	2 ⁺	6,13	6,158
		3 ⁺	5,96	6,115
		4 ⁺	6,05	6,041
		5 ⁺	5,95	6,041
		2 ⁺	6,51	6,595
$(2f_{5/2}, 3p_{1/2}^{-1})$	6,38			

проведены только для возбуждений типа (p, n^{-1}) для ряда низкоэнергетических мультиплетов в ^{48}Sc и ^{208}Bi . Параметры взаимодействий \mathcal{F}^- задавались в соответствии с условием (68), причем в ^{48}Sc выбиралось значение $b = 0$, а в ^{208}Bi — значение $b = 4$ (при этом теоретическая энергия ИАС совпадает с экспериментальной). Параметризацию взаимодействия G^- проводили так, чтобы описать наблюдаемую энергию ГТР в ^{208}Bi (см. ниже). Учитывалась также амплитуда однопионного обмена (36).

Результаты расчетов приведены в табл. 2, где даны невозмущенные ч.-д. конфигурации, соответствующие им энергетические разности $\epsilon_p - \epsilon_n$, вычисленные и экспериментальные [43, 44] энергии ω . Заметим, что в различных работах приводятся энергии или относительно основных состояний дочерних ядер, или относительно энергий ИАС, или, наконец, относительно основных состояний родительских ядер. Нам представляется удобным использовать последний способ отсчета, при котором энергии возбуждений совпадают с величинами $-Q$ реакций зарядового обмена (p, n) (так обычно измеряют энергии кулоновского сдвига).

Среди рассмотренных можно выделить уровни аномальной четности $(1^+, 2^-, 3^+, \dots)$, сдвиг которых относительно $\epsilon_p - \epsilon_n$ обусловлен взаимодействиями G^- и G_{π}^- , причем роль последнего возрастает с увеличением J . Например, в ^{48}Sc энергия 7^+ -уровня при $g_{\pi} = 0$ равна 2,15 МэВ, т. е. взаимодействие G_{π}^- сдвигает уровень примерно на 0,65 МэВ, в то время как связанный с ним сдвиг 1^+ -уровня равен 0,35 МэВ. Как видно из табл. 2, теория довольно хорошо описывает энергии уровней аномальной четности и только для 1^+ и 2^- -состояний вычисленные сдвиги заметно меньше наблюдаемых. Возможно, это связано со слишком простой формой используемых спин-изоспиновых взаимодействий.

Сдвиги уровней нормальной четности $(1^-, 2^+, 3^-, 4^+, \dots)$ относительно $\epsilon_p - \epsilon_n$ обусловлены одновременными вкладами взаимодействий \mathcal{F}^- и G^- (G_{π}^- не дает вклада), хотя роль их зависит от конкретной (p, n^{-1}) -конфигурации. Если ч.-д. переход происходит с переворотом спина, то доминируют взаимодействия G^- , в противном случае — взаимодействия \mathcal{F}^- (например, в ^{48}Sc). Расчеты показали, что сдвиги низколежащих уровней при вариациях параметров a'_i и b в \mathcal{F}^- меняются в пределах примерно 100 кэВ. В целом вычисленные энергии уровней нормальной четности находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

6. ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Силовые функции и матричные элементы ГТ-переходов. Возбуждения этого типа с $J^{\pi} = 1^+ (L = 0, S = 1)$ можно изучать с помощью внешних полей симметрии $\sigma_{T\mp}$. Как и изобар-аналоговые состояния, эти возбуждения относятся к числу наиболее изученных, в основном в (p, n) -реакциях. В частности, для рассматриваемых здесь

ядер много новых данных содержится в [45—51]. Наибольший интерес представляют матричные элементы ГТ-переходов и распределения силы переходов по спектру возбуждений. Эта информация в настоящее время позволяет существенно дополнить и уточнить наши знания о спин-изоспиновых взаимодействиях в ядрах.

В расчетах ГТ-возбуждений вклад в энергию дают эффективные взаимодействия G^- и G_π^- . Поэтому расчеты ГТР позволяют наиболее прямым образом оценить константу g' , входящую в амплитуду G^- . Такая оценка была проведена в [42] по экспериментальной энергии ГТР в ^{208}Bi (19,2 МэВ), что дало

$$\left. \begin{aligned} g' &= 0,95, & \text{если } g_\pi &= 0; \\ g' &= 1,1, & \text{если } g_\pi &= -1,45 (\xi_s = 0,1). \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

Таким образом, вклад односпионного обмена в энергию ГТР можно имитировать сравнительно небольшой перенормировкой g' , хотя влияние G_π^- на свойства мод с пионными квантовыми числами, конечно, не сводится только к этому (см. ниже). Параметры из (71) будут использованы во всех обсуждаемых далее расчетах.

Силовые функции спин-мультипольных возбуждений вычислялись для внешних полей

$$V_0 \tau_\pm = [(2L + 1)!! / q^L] j_L(qr) T_{JLS}^M(n, \sigma) \tau_\pm. \quad (72)$$

Для $L = 0$ и при $q \rightarrow 0$ внешнее поле совпадает (с точностью до фактора $1/\sqrt{4\pi}$) со стандартным оператором ГТ β -распада. Выше порога испускания нуклона возбуждения приобретают ширину Γ_{esc} , обусловленную однонуклонным расходом в сплошной спектр (escape — ширина), и проявляются в силовых функциях как резонансы. Вблизи порога значения Γ_{esc} довольно малы. С ростом энергии возбуждений значения Γ_{esc} растут, и высоко в сплошном спектре резонансы начинают перекрываться. Для резонансов, лежащих выше кулоновского и центробежного барьеров, Γ_{esc} могут достигать нескольких мегаэлектрон-вольт.

С целью единого представления дискретных и резонансных возбуждений и для уменьшения объема численных расчетов в ч.-д. пропагаторе вводилось искусственное затухание квазичастиц [38], приводящее к появлению у всех (в том числе и у дискретных) состояний дополнительной к Γ_{esc} ширины Γ_D . В наших расчетах использовано затухание, соответствующее значению $\Gamma_D = 1$ МэВ. Такое затухание не меняет правил сумм, но позволяет вычислять силовые функции с шагом по энергии $\Delta\omega = 0,5$ МэВ. Величина $\Gamma_D = 1$ МэВ нам представляется оптимальной, так как при этом тонкая структура в $S(\omega)$ не исчезает и практически не искажается распределение силы переходов по спектру возбуждений. Практикуемая иногда «размазка» с шириной около 4 МэВ, близкая к наблюдаемой ширине гигантских резонансов, может приводить к искажению этих распределений, в частности к излишней перекачке силы переходов в низко-

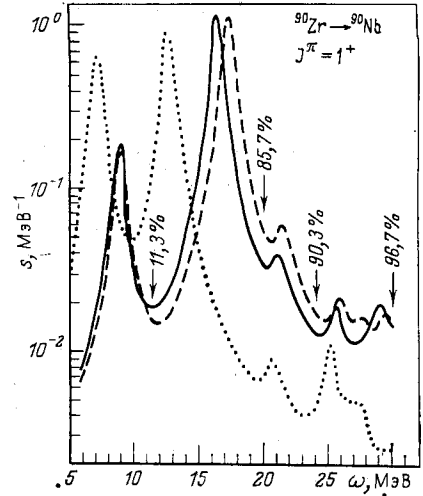
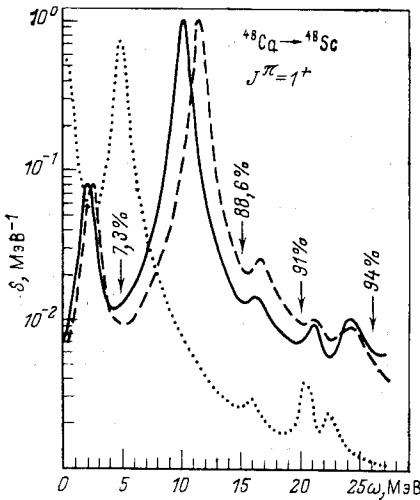


Рис. 1. Силловые функции гамов-теллеровских переходов ($L = 0$) для изобар $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$:

точечная линия — ч.-д. переходы ($g' = g_\pi = 0$); пунктир — расчет при $g' = 1,1$ и $g_\pi = 0$; сплошная линия — расчет при $g' = 1,1$ и $g_\pi = -1,45$ ($\zeta_s = 0,1$). Цифры на рисунке показывают, сколько процентов правила сумм $3(N - Z)$ исчерпывается на участке спектра от 0 до указанной энергии

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для изобар $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Nb}$

Рис. 3. То же, что на рис. 1, для изобар $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$

энергетические возбуждения. На рис. 1—3 показаны силловые функции ГТ-переходов с $\Delta T_z = -1$, вычисленные для $q = 0$ и $\Gamma_D = 1$ МэВ. Обсудим ряд характерных особенностей полученных силловых функций.

В силловой функции ч.-д. переходов ($g' = g_\pi = 0$) в ^{48}Ca (см. рис. 1, точечная линия) доминируют два пика, связанных с переходом нейтрона из состояния $1f_{7/2}$ на протонные уровни спин-орбитальных партнеров $1f_{7/2}$ и $1f_{5/2}$.

Аналогичная ситуация и в ^{90}Zr (см. рис. 2), только с заменой состояний $1f$ на $1g_{9/2}$ и $1g_{7/2}$. Энергии и матричные элементы ГТ-переходов для этих конфигураций приведены в табл. 3. Видно, что сумма квадратов матричных элементов ч.-д. переходов в обоих ядрах точно равна $3(N - Z)$. Вклад ч.-д. переходов на участках сплошного спектра в силловую функцию

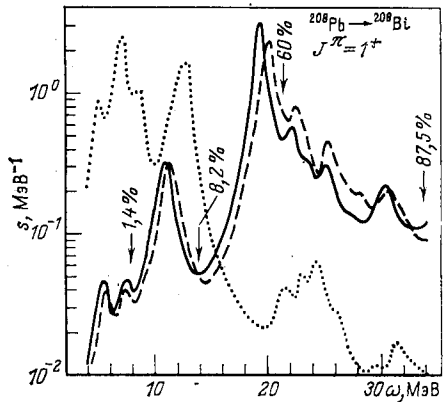


Таблица 3. Результаты расчетов для возбуждений $J^\pi = 1^+ (L=0; S=1)$ и экспериментальные данные [43, 45–51] [ТКФС—расчеты с параметрами $g' = 1,1$ и $g_\pi = -1,45$ ($\zeta_s = 0,1$)]

Изобары	«Затравочная» конфигурация или расчет по ТКФС	ω , МэВ	M_{GT}^2 , теория		Эксперимент	
			$eq [\sigma\tau] = 1,0$	0,8	ω , МэВ	M_{GT}^2
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$	$(1f_{7/2}, 1f_{7/2}^{-1})$	0,32	10,3	6,6	—	—
	ТКФС	2,3	2,1	1,3	3,0	$1,83 \pm 0,3$
	$(1f_{5/2}, 1f_{7/2}^{-1})$	5,9	13,7	8,8	—	—
	ТКФС (ГТР)	10,8	19,5	12,5	~ 11	$11,2 \pm 1,2$
	ТКФС	15–20	0,8	0,5	$\sim 17,3$	$0,64 \pm 0,07$
	ТКФС	0–27	23	14,7	—	$13,7 \pm 1,8$
$^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Nb}$	$(1g_{9/2}, 1g_{9/2}^{-1})$	7,2	12,3	7,9	—	—
	ТКФС	9,0	3,5	2,2	9,0	1,8
	$(1g_{7/2}, 1g_{9/2}^{-1})$	12,7	17,7	11,3	—	—
	ТКФС (ГТР)	16,4	23,0	14,7	$\sim 15,6$	~ 13
	ТКФС	20–24	1,4	0,9	$\sim 20,3$	—
	ТКФС	0–30	29	18,6	—	$18,3 \pm 3$
$^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$	ТКФС	5,4	0,32	0,2	—	—
	ТКФС	6,1	0,04	0,03	6,55	—
	ТКФС	$\sim 11(9-13)$	8,0	5,1	—	—
	$(1h_{9/2}, 1h_{11/2}^{-1})$	11,7	21,8	14,0	—	—
	$(1i_{11/2}, 1i_{13/2}^{-1})$	12,9	25,2	16,1	—	—
	ТКФС (ГТР)	19,2	73,8	47,2	19,2	~ 55
	ТКФС	0–34	116	74	—	67 ± 13

весьма мал и свидетельствует о слабости ГТ-переходов с $\Delta T_z = +1$, т. е. $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{K}$ и $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$. Ввиду их малости мы не приводим здесь соответствующих силовых функций.

Форма силовой функции ч.-д. переходов в ^{208}Pb (рис. 3) более сложна по структуре. Здесь нижайший пик при $\omega \approx 5$ МэВ обусловлен переходом $n2f_{5/2} \rightarrow p2f_{7/2}$. Затем вблизи $\omega \approx 7$ МэВ группируется целый конгломерат состояний, связанных с разрешенными переходами типа $1i_{13/2} \rightarrow 1i_{13/2}$, $1h_{9/2} \rightarrow 1h_{9/2}$, $2f_{7/2} \rightarrow 2f_{7/2}$ и др. На их фоне не видно слабого перехода $n2f_{7/2} \rightarrow p1h_{9/2}$, соответствующего приведенному в табл. 2 1^+ -состоянию 6,55 МэВ. Наконец, при энергии $\omega \approx 12,5$ МэВ группируются переходы между (np)-уровнями спин-орбитальных партнеров $1h_{11/2} \rightarrow 1h_{9/2}$, $1i_{13/2} \rightarrow 1i_{11/2}$ и др. Характеристики этих переходов, доминирующих в структуре ГТР, при-

ведены в табл. 3. При энергии возбуждений выше 20 МэВ появляется большое количество запрещенных по квантовым числам N и l переходов. Спин-изоспиновое отталкивание G^- сдвигает силу ч.-д. переходов вверх по энергии, формирует хорошо выраженный резонанс, в котором концентрируется основная сила переходов (см. пунктирные кривые на рис. 1—3). Учет G_π^- (притяжение) частично компенсирует действие амплитуды G при малых передаваемых импульсах (сплошные кривые на рис. 1—3). При этом низколежащие 1^+ -состояния довольно слабо сдвигаются вниз. Сдвиги максимумов ГТР значительно больше: 1,2 МэВ в ^{48}Sc , ≈ 1 МэВ в ^{90}Nb и $\approx 0,8$ МэВ в ^{208}Bi . Видно систематическое уменьшение энергии сдвига, примерно пропорциональное $A^{-1/3}$. Физически такое влияние G_π^- понятно, так как возбуждение ГТР связано с довольно малыми q (ниже покажем, что при $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$ ГТР почти не виден по сравнению с другими 1^+ -возбуждениями). В пределе бесконечной системы вследствие закона сохранения импульса G_π^- вообще не влияло бы на свойства возбуждений, в которых основную роль играют $q \approx 0$. В конечных ядрах эффекты несохранения импульса имеют масштаб R^{-1} , что и объясняет уменьшение сдвига ГТР с ростом A по закону $A^{-1/3}$ при учете G_π^- . Вычисленные при $g' = 1,1$ и $g_\pi = -1,45$ ($\xi_s = 0,1$) характеристики низколежащих и резонансных состояний, а также матричные элементы ГТ-переходов * приведены в табл. 3. Обсудим полученные результаты.

Мы уже отметили, что константы $g' = 1,1$ и $g_\pi = -1,45$ найдены из подгонки расчетов к экспериментальной энергии ГТР в ^{208}Bi . При этих параметрах довольно хорошо согласуются с экспериментом и вычисленные энергии ГТР в ^{48}Sc и ^{90}Nb . Теория прекрасно описывает и энергию нижайшего 1^+ -возбуждения в ^{90}Nb . Однако в ^{48}Sc теоретическая энергия оказывается слишком низкой, так же как и для 1^+ -состояния 6,55 МэВ в ^{208}Bi . Как и для 2--уровня в ^{208}Bi , согласия с экспериментом нельзя достичь даже при существенном увеличении параметра g' . До некоторой степени различие теории с экспериментом связано с неопределенностью «экспериментальных» одночастичных уровней, в частности, энергий спин-орбитального расщепления. Однако, представляется более вероятным, что для низколежащих 2-- и 1^+ -уровней расхождения скорее обусловлены простотой используемых нами локальных спин-изоспиновых сил, чем неопределенностями выбора одночастичного базиса.

Рассмотрим несколько подробнее ситуацию с 1^+ -возбуждениями в ^{208}Bi . Здесь предсказываемый теорией нижайший уровень при энергии 5,4 МэВ, связанный с конфигурацией $(p2f_{7/2}, n2f_{5/2}^{-1})$, пока

$$M_{GT}^2 = 4\pi \int_{\Delta\omega} S(\omega) d\omega \approx 2\pi^2 \Gamma S(\omega_R),$$

где ω_R — энергия центроида резонанса; Γ — ширина резонанса при его аппроксимации лоренцевой кривой.

не наблюден экспериментально. Следующее за ним состояние $6,1 \text{ МэВ}$ (не выделяется в силовой функции, рис. 3, из-за малости M_{GT}^2) характеризуется наличием больших компонент в формфакторе при $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$. Поэтому суммарное взаимодействие $G^- + G_{\pi}^-$ в этом случае очень ослабляется и дает малый вклад в энергию ($\approx 0,16 \text{ МэВ}$, см. табл. 2). Очевидно, что для получения правильной энергии этого состояния необходимо как-то усилить q -зависимость спин-изоспиновых сил.

Представляет интерес заметный максимум при энергии $\approx 11 \text{ МэВ}$, вбирающий в себя силу переходов ряда близко расположенных узких резонансов, которые сливаются в один при введении $\Gamma_D = 1 \text{ МэВ}$. Сила ГТ-переходов, сосредоточенная в этом «мини»-резонансе, значительно превышает M_{GT}^2 для нижайших 1^+ -возбуждений (см. табл. 3).

Сравним полученные результаты с расчетами в других работах. В [52] проводили расчеты для 1^+ -возбуждений с реалистическими одночастичными спектрами и локальными спин-изоспиновыми взаимодействиями (без учета одномезонного обмена). В ^{48}Sc и ^{90}Nb вычисленные энергии нижайших 1^+ -уровней значительно меньше экспериментальных. Сделан вывод о необходимости учета нелокальных взаимодействий. Отличие наших результатов в ^{90}Nb от полученных в [52] вероятнее всего обусловлено различием одночастичных схем уровней.

В [53] в расчетах использовался ХФ-потенциал с силами Скирма. Поскольку получаемый при этом одночастичный спектр далек от реалистического, то и вычисленные энергии нижайших 1^+ -возбуждений и ГТР оказались значительно выше известных экспериментальных и предсказанных в упомянутых теоретических работах. Феноменологический учет взаимодействий Δ -изобара — нуклонная дырка лишь слегка исправляет ситуацию.

Наконец, в [54] проведен расчет 1^+ -возбуждений и 7^+ -уровня в ^{48}Sc с использованием эмпирических одночастичных уровней (потенциал Вудса — Саксона). Учитывали π - и ρ -мезонный обмен, а также локальное взаимодействие, параметр которого $\delta g'$ подбирали из подгонки расчетов к экспериментальным энергиям 1^+ -уровней. Удалось одновременно хорошо описать энергии нижайшего 1^+ -уровня и ГТР. Однако использованные эффективные взаимодействия характеризуются сильной q -зависимостью. Аналогичная схема расчета, примененная к ^{208}Pb , приводит, однако, к слишком низкой энергии ГТР. Здесь в соответствии с так называемой «динамической теорией» использовали уже ХФ-потенциал с силами Скирма ($m^*/m = 0,76$), который заведомо нельзя применять для описания низколежащих связанных уровней.

Теперь обсудим значения M_{GT}^2 , полученные в различных работах. Как видно из рис. 1—3, только примерно 7—11% полной силы переходов содержится в возбуждениях ниже ГТР. Введение эффективного заряда $e_q [\text{от}] < 1$ уменьшает абсолютные значения матрич-

ных элементов, но не меняет распределения силы переходов по спектру (см. также табл. 3). Значительно большие матричные элементы для низколежащих 1^+ -возбуждений получены в [52] ($\geq 20\%$ полной силы переходов). Значения M_{GT}^2 для низколежащих состояний, полученные в [53], превышают приведенные в табл. 3 в 2—3 раза. Более близкое к нашему значение $M_{GT}^2 = 2,4$ получено в [54] для нижайшего 1^+ -возбуждения в ^{48}Sc . Такое различие теоретических результатов связано с тем, что вероятности переходов для низколежащих (неколлективных) состояний весьма чувствительны к деталям одночастичных схем и используемых эффективных взаимодействий. Кроме того, на наш взгляд, превышение M_{GT}^2 , полученное в [52, 53], существенно связано с недостаточной полнотой одночастичного базиса. Значительно более полный базис применен в [54].

Согласно всем теоретическим расчетам основная сила ГТ-переходов концентрируется в ГТР, хотя и здесь имеются некоторые различия в абсолютных значениях M_{GT}^2 . Для ^{48}Sc вычисленное нами значение M_{GT}^2 хорошо согласуется с полученным в [54] ($M_{GT}^2 \approx 21$). Меньшее значение (18,2) найдено в [53], что связано со слишком большим матричным элементом перехода, предсказанным для низколежащего 1^+ -состояния. В ^{90}Nb наши расчеты M_{GT}^2 для ГТР близки к значению $M_{GT}^2 = 22,2$ в [53]. Значительно большее различие значений M_{GT}^2 получено для ГТР в ^{208}Bi . Так, в [23] приводится значение $M_{GT}^2 \approx 108$, которое в более поздних расчетах [55] было уменьшено до 94. В расчетах с силами Скирма [53] найдено значение $M_{GT}^2 = 89,4$. Таким образом, во всех этих работах значения M_{GT}^2 для ГТР на 20—40% превышают приведенное в табл. 3. До некоторой степени это связано с различием использованных в расчетах одночастичных потенциалов и эффективных взаимодействий. Но, как видно из рис. 3, силовая функция ГТ-переходов для ^{208}Pb довольно медленно убывает в высокоэнергетической части спектра, проявляя некоторую структуру. В области сплошного спектра выше ГТР находится примерно треть всей силы переходов. Такой результат получается только при точном учете одночастичного континуума. Расчеты же во всех других работах или проводили с небольшим одночастичным базисом, или сплошной спектр учитывали слишком грубо.

В ^{48}Ca и ^{90}Zr в сплошном спектре распределяется значительно меньшая доля полной силы ГТ-переходов, чем в ^{208}Pb (см. рис. 1 и 2), поэтому наши значения M_{GT}^2 для ГТР в этих ядрах близки к полученным в других работах. Таким образом, можно сделать вывод о важности корректного учета одночастичного континуума, особенно в тяжелых ядрах. Это необходимо для правильной оценки эффективного заряда $e_q [\sigma\tau]$ (см. ниже).

Как видно из рис. 1—3, в силовых функциях переходов выше ГТР наблюдается некоторая структура, т. е. резонансные состояния с довольно большими значениями Γ_{esc} . В ^{48}Ca и ^{90}Zr они лучше выражены и хорошо отделены от ГТР. Интегральные характери-

стики «мини»-резонансов в этих ядрах приведены в табл. 3. Видно, что они содержат примерно 3—5% полной силы переходов. Существование 1^+ -резонансов в ^{48}Sc и ^{90}Nb выше ГТР подтвердилось в (p, n)-экспериментах [45, 46, 51], причем предсказанные теорией районы локализации резонансов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Интерес к этим возбуждениям связан с попыткой их интерпретации как изобарических аналогов $M1$ -резонансов в материнских ядрах, что находится в согласии с энергетическими соображениями [45, 46] и оболочечными расчетами для ^{48}Ca в схеме, предполагающей сохранение изоспина [56]. Аналогичная интерпретация третьего 1^+ -возбуждения в ^{48}Sc содержится в [57]. Это означает, что по своим структурным характеристикам ГТР и аналог $M1$ -резонанса будут похожими (т. е. они формируются одними и теми же разрешенными ч.-д. переходами), но различающимися по изоспину. Поэтому отношения интенсивностей ГТ-переходов для них определяются отношениями квадратов соответствующих изоспиновых коэффициентов Клебша — Гордана. При этом, однако, не следует забывать, что в ядрах изоспин не сохраняется и что обсуждаемые резонансы находятся в сплошном спектре. В результате резко возрастает влияние ч.-д. переходов в сплошной спектр (в том числе запрещенных по l), изменяющих радиальные характеристики вышележащего резонанса по сравнению с ГТР. Ниже покажем это на переходных плотностях возбуждений.

Прежде чем сравнивать вычисленные M_{GT}^2 с экспериментальными данными, обсудим переходные плотности 1^+ -возбуждений.

Переходные плотности. Для хорошо изолированных резонансов с энергией центроида ω_R , как и для дискретных состояний, можно ввести понятие переходной плотности, характеризующейся квантовыми числами возбуждения J^π . По своему виду можно различить переходные плотности для состояний аномальной четности ($0^-, 1^+2^-, \dots$; $S = 1$)

$$\rho_{\text{tr}}^{JM}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) \equiv \sum_{L=J\pm 1} \rho_{\text{tr}}^{LJ}(r) T_{JL1}^M(\mathbf{n}, \boldsymbol{\sigma}) \quad (73)$$

и нормальной четности ($J = L$; $0^+, 1^-, 2^+, \dots$)

$$\rho_{\text{tr}}^{JM}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\sigma}) \equiv \sum_{S=0, 1} (\rho_{\text{tr}}^{LJ}(r))_S T_{JLS}^M(\mathbf{n}, \boldsymbol{\sigma}), \quad (74)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_{\text{tr}}^{LJ}(r) = C \text{Im} \sum_{L', S'} \int A_{LS, L'S'}^J(r, r'; \omega) \times \\ \times V^{L'S'J}(r', \omega) r'^2 dr' |_{\omega=\omega_R}. \end{aligned} \quad (75)$$

Здесь $V^{LSJ}(r, \omega)$ — радиальные компоненты эффективных полей, возникающих в ядре при наложении внешних полей V_0 . Таким образом, за исключением случая $J = 0$, все состояния характери-

зуются двумя радиальными компонентами переходной плотности, различающимися по L или S . Нормировочная константа C определяется через матричный элемент перехода во внешнем поле

$$M_{0 \rightarrow J}^2 = (2J + 1) \left| \sum_L \int \rho_{tr}^{LJ}(r) V_0^{LJ}(r) r^2 dr \right|^2 \quad (76)$$

для состояний аномальной четности ($S = 1$) и

$$M_{0 \rightarrow J}^2 = (2J + 1) \left| \sum_S \int (\rho_{tr}^{LJ}(r))_S V_0^{LSJ}(r) r^2 dr \right|^2 \quad (L = J) \quad (77)$$

для состояний нормальной четности. В сплошном спектре (или для дискретных состояний при введении ширины Γ_D) величину $M_{0 \rightarrow J}^2$ для изолированного резонанса можно получить интегрированием силовой функции для соответствующего V_0 по окрестности центра резонанса $\omega_R \pm \Delta\omega/2$:

$$M_{0 \rightarrow J}^2 = \int_{\Delta\omega} S(\omega) d\omega. \quad (78)$$

В частности, если резонанс аппроксимировать лоренцовой формой с параметрами ω_R и Γ , то

$$M_{0 \rightarrow J}^2 \approx (\pi/2) \Gamma S(\omega_R). \quad (79)$$

В этом случае для C получаем выражение

$$C = [(2J + 1) \Gamma / 2\pi S(\omega_R)]^{1/2}. \quad (80)$$

Для сильно искаженного по форме резонанса в сплошном спектре нормировку переходной плотности необходимо проводить на полную силу переходов в выделенном участке спектра возбуждений.

В определение переходной плотности (75) и нормировку входят внешнее и эффективное поля. Для дискретных состояний, конечно, переходная плотность является собственной характеристикой возбуждения и не должна зависеть от V_0 . Для узких хорошо локализованных резонансов зависимость от V_0 является только видимой и в действительности сокращается. Во всяком случае, в расчетах для резонансов мы использовали несколько различающихся по форме внешних полей и проверяли независимость переходной плотности от них. Практически оказывается, что понятием ρ_{tr} можно пользоваться даже для несимметричных резонансов, лежащих высоко в сплошном спектре. Нормировку их проводили всегда на интегральный вклад соответствующего участка спектра в правило сумм. На рис. 4–6 приводятся радиальные компоненты ρ_{tr} , с помощью которых можно найти обычные матричные элементы фермиевских и ГТ-переходов:

$$M_F^2 = 4\pi \left| \int \rho_{tr}^{00}(r) r^2 dr \right|^2; \quad (81)$$

$$M_{GT}^2 = 12\pi \left| \int \rho_{tr}^{04}(r) r^2 dr \right|^2. \quad (82)$$

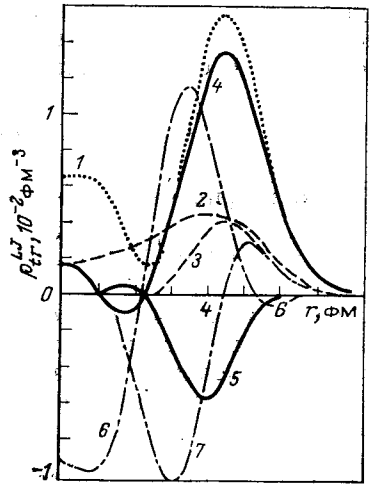
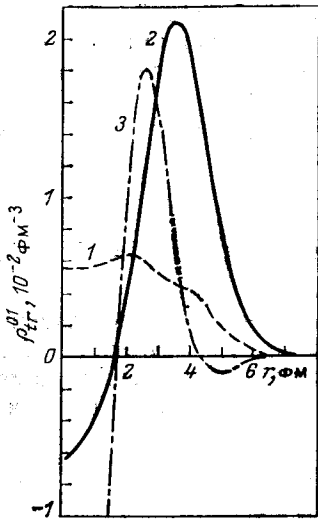


Рис. 4. Радиальные функции ρ_{TG}^{01} переходных плотностей 1^+ -возбуждений в ^{48}Sc , приведенных в табл. 3 ($e_q = 1$):

1 — $\omega = 2,3$ МэВ; 2 — $\omega = 10,8$ МэВ (ГТР); 3 — $\omega = 16,3$ МэВ

Рис. 5. Переходные плотности возбуждений в ^{90}Nb :

1 — ρ_{TG}^{00} для ИАС, $\omega = 12,5$ МэВ ($M_F^2 = 9,6$); 2 и 3 — соответственно ρ_{TG}^{01} и ρ_{TG}^{21} для 1^+ -возбуждения с $\omega = 9$ МэВ ($M_{GT}^2 = 3,5$); 4 и 5 — соответственно ρ_{TG}^{01} и ρ_{TG}^{21} для ГТР $\omega = 16,4$ МэВ ($M_{GT}^2 = 23$); 6 и 7 — соответственно ρ_{TG}^{01} и ρ_{TG}^{21} для 1^+ -возбуждения с $\omega = 21,3$ МэВ ($M_{GT}^2 = 1,4$)

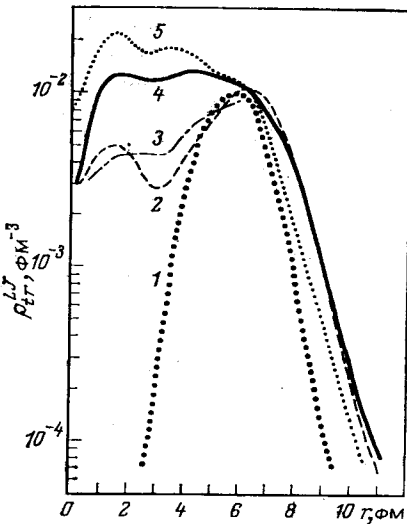


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для ^{208}Bi :

1 — ρ_{TG}^{01} для ч.-д конфигураций ($\rho_{11/2}^{11/2}$, $\pi 1i_{3/2}^{-1/2}$), $\omega = 12,9$ МэВ ($M_{GT}^2 = 25,2$); 2 — ρ_{TG}^{01} для ГТР, $\omega = 19,2$ МэВ ($M_{GT}^2 = 73,8$), $g' = 1,1$, $g_{\pi} = -1,45$ ($\zeta_9 = 0,1$); 3 — ρ_{TG}^{01} для ГТР, $\omega = 19,2$ МэВ ($M_{GT}^2 = 72,6$), $g' = 0,95$; $g_{\pi} = 0$; 4 — ρ_{TG}^{00} для ИАС, $\omega = 18,8$ МэВ ($M_F^2 = 40$); 5 — изовекторная плотность sr^{-} , где s выбрана так, что $\left| \int \rho_{TG}^{00} r^3 dr \right|^2 = c^2 \left| \int \rho^{-} r^2 dr \right|^2 \equiv M_F^2 / 4\pi$

Для трех 1^+ -возбуждений в ^{48}Sc и ^{90}Nb , приведенных в табл. 3, переходные плотности с $L = 0$ показаны на рис. 4 и 5. Видно характерное изменение их формы с ростом энергий возбуждений. Следует заметить, что для разрешенных ч.-д. ГТ-переходов между одночастичными состояниями с $l > 0$ переходные плотности всегда имеют форму колокола с максимумом на поверхности ядра (см., например, кривую 1 на рис. 6). Для нижайших 1^+ -состояний $\rho_{\text{ГТ}}^{01}$ имеет объемный характер в отличие от поверхностного характера чистой ч.-д. конфигурации ($pf_{7/2}$, $nf_{7/2}^+$) и ($pg_{9/2}$, $ng_{9/2}^+$). Появление объемной компоненты в переходной плотности обязано примесям ч.-д. переходов на s -состояния в сплошной спектр, усиленным из-за однопионного обмена. Что касается переходных плотностей $\rho_{\text{ГТ}}^{21}$ ($L = 2$), для этих состояний, то они имеют поверхностный характер, причем в максимумах $\rho_{\text{ГТ}}^{01}$ и $\rho_{\text{ГТ}}^{21}$ примерно одинаковы (см. кривую 3 на рис. 5). Эти компоненты переходных плотностей важно учитывать в расчетах угловых распределений реакций типа (p , n) на больших углах.

Переходные плотности ГТР в ^{48}Sc и ^{90}Nb имеют ярко выраженный поверхностный характер. В ^{208}Bi (см. рис. 6, кривые 2, 3) объемная компонента довольно велика, т. е. здесь вклад ч.-д. переходов в сплошной спектр значителен. Сравнение кривых 2 и 3 на рис. 6 показывает относительно слабое влияние однопионного обмена на $\rho_{\text{ГТ}}^{21}$ для ГТР. Отметим, что обычно формы переходных плотностей для ГТР и ИАС довольно близки в поверхностной области, как это видно на рис. 5 и 6. На рис. 6 приведена также вычисленная для ^{208}Pb изовекторная плотность ρ^- , для удобства сравнения нормированная как и переходная плотность $\rho_{\text{ГТ}}^{00}$ для ИАС. Различие этих величин обусловлено нулевым смешиванием по изоспину (см. например, [58]). В результате $\rho_{\text{ГТ}}$ для ИАС на поверхности систематически больше, чем ρ^- для всех рассмотренных нами ядер. Этот эффект существен в связи с обсуждаемым в литературе вопросом, какие переходные плотности необходимо использовать в реакциях с возбуждением ИАС. Например, в [59] предлагается в качестве переходной плотности для ИАС использовать не ρ^- , а избыточную плотность ρ_{ex} нейтронов, т. е. не включать различие плотностей нейтронов и протонов на заполненных оболочках с одинаковыми квантовыми числами. Расчеты показывают, что ρ_{ex} больше на поверхности, чем ρ^- . Это приводит к заметному различию сечений перезарядки пионов (π^+ , π^0), которые сильно поглощаются на поверхности. Нам представляется правильным использовать в расчетах сечений не ρ^- или ρ_{ex} , а микроскопическую переходную плотность для ИАС $\rho_{\text{ГТ}}^{00}$, определенную соотношением (75). На поверхности ядра ρ_{ex} и $\rho_{\text{ГТ}}^{00}$ довольно близки, однако в объеме их различие может быть существенным. Правда, это различие ρ_{ex} и $\rho_{\text{ГТ}}^{00}$ вряд ли очень существенно для сечений (π^+ , π^0)-реакции.

Совсем иной характер имеют $\rho_{\text{ГТ}}$ для 1^+ -резонансов выше ГТР (см. рис. 4 и 5). Они характеризуются узлом на поверхности и большими объемными компонентами, причем $\rho_{\text{ГТ}}^{01}$ и $\rho_{\text{ГТ}}^{21}$ сравнимы в мак-

симулах (в отличие от ГТР, где $\rho_{\Gamma}^{\pm 1}$ невелики). Следовательно, в формировании этих возбуждений определяющую роль играют ч.-д. переходы в сплошной спектр. Заметим, что если бы третьи 1^+ -возбуждения в ^{48}Sc и ^{90}Nb являлись аналогами $M1$ -резонанса, то их переходные плотности $\rho_{\Gamma}^{\pm 1}$ были бы близки по форме к полученным для ГТР. Различие ρ_{Γ} для этих возбуждений и ГТР можно проследить по различию угловых распределений сечений (p, n) -реакций на больших углах (при передаваемых импульсах $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$). Однако и для углов $\theta < 15^\circ$ сечение $d\sigma/d\Omega$ для ГТР должно убывать быстрее, чем для вышележащих 1^+ -возбуждений. Этот эффект получался в расчетах, проведенных в [60].

Эффективные заряды и проблема ослабления гамов-теллеровских переходов. Вернемся к обсуждению матричных элементов M_{GT}^2 в свете известных к настоящему времени экспериментальных данных. Прямым способом измерения является β -распад на 1^+ -уровни, энергетически запрещенный для всех рассмотренных нами случаев. Косвенные сведения иногда могли бы дать β -распады соседних ядер (например, 1^+ -уровень с $\omega = 9 \text{ МэВ}$ в ^{90}Nb заселяется в β -распаде ^{90}Mo). Однако при этом M_{GT}^2 может сильно меняться из-за эффектов спаривания нуклонов в незаполненной оболочке и различия корреляционных эффектов в основных состояниях ^{90}Zr и ^{90}Mo . Поэтому большой интерес представляют попытки извлекать значения M_{GT}^2 прямо из сечений (p, n) -реакций $d\sigma/d\Omega$ при угле $\theta \approx 0^\circ$ (см., например, [61]). Было замечено, что в приближении метода искаженных волн при этом угле сечение (p, n) -реакции можно представить в виде суммы компонент, пропорциональных матричным элементам фермиевского (M_F^2) или гамов-теллеровского (M_{GT}^2) перехода (для четных четных мишеней):

$$\frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega} \sim \begin{cases} N_D^F |J_\tau|^2 M_F^2; \\ N_D^{GT} |J_{\sigma\tau}|^2 M_{GT}^2, \end{cases} \quad (83)$$

где N_D — факторы искажения, зависящие от A и энергии протонов; J_τ и $J_{\sigma\tau}$ — объемные интегралы центральных компонент (при $q = 0$) изоспиновых и спин-изоспиновых эффективных взаимодействий налетающих нуклонов с нуклонами ядра [62]. Численные расчеты показали, что отношение $|J_{\sigma\tau}/J_\tau|^2$ довольно быстро растет примерно от 1 до 7 в интервале энергий протонов E_p от 50 до 200 МэВ. Это, в частности, хорошо объясняет и экспериментально наблюдаемое преимущественное возбуждение спиновых мод при $E_p \gtrsim 120 \text{ МэВ}$. Простые соотношения (83) использовали для калибровки в тех случаях, когда матричные элементы известны из β -распадов, например, для ядер ^7Li , ^{13}C , ^{26}Mg , ^{27}Al и др. [61]. Оказалось, что отношение $(d\sigma(0^\circ)/d\Omega)_{\text{экс}}/M_{GT}^2$ имеет для данной энергии протонов регулярный ход пропорционально $A^{-1/3}$. Это позволяет извлекать эмпирические значения $J_{\sigma\tau}$ и J_τ и получать оценки M_{GT}^2 в областях спектра, не доступных исследованию в β -распаде, в частности в обла-

сти ГТР. Систематика полученных в (p, n) -реакциях значений M_{GT}^2 содержится в [50]. На рис. 7 показана часть полной силы ГТ-переходов, наблюдаемая в (p, n) -реакциях для различных ядер [50].

Основная трудность в определении M_{GT}^2 связана с неопределенностью отделения фона, особенно в области ГТР. Например, расчеты [63] показали, что для ^{48}Sc большая часть фона, выделенного экспериментаторами, в действительности должна быть включена в сечение для ГТР, что увеличивает его примерно на 25%.

Экспериментальные оценки M_{GT}^2 и полной силы ГТ-переходов для рассмотренных ядер в области энергий возбуждений 0—30 МэВ

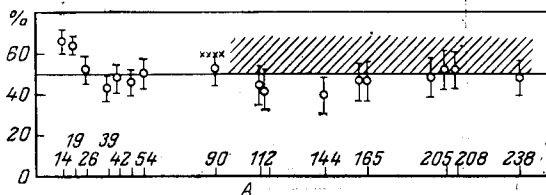


Рис. 7. Экспериментальные данные о полной силе ГТ-переходов (в % к правилу сумм $3(N - Z)$), наблюдаемой в (p, n) -реакциях [50]:

заштрихована область, соответствующая неопределенности в отделении фона (верхний предел включает полный фон, как обусловленный только ГТ-переходами)

приведены в табл. 3. Значение M_{GT}^2 для ГТР в ^{48}Sc , приведенное в [51], увеличено на 25% в соответствии с расчетами фона в [63]. Для ГТР в ^{90}Nb , ^{208}Bi и интегральных сумм экспериментальные данные взяты из [50]. Наблюдаемая интегральная сила ГТ-переходов систематически составляет примерно 50—60% возможной полной силы $3(N - Z)$.

В рамках используемых нами приближений в ТКФС подавление силы ГТ-переходов можно феноменологически описать введением локального заряда $e_q [\sigma]$, который пока не может быть вычислен, так что его следует находить из экспериментальных данных. Поэтому теоретические результаты для M_{GT}^2 в табл. 3 приведены для двух значений $e_q [\sigma] = 1$ и 0,8. Из таблицы видно, что наблюдаемая сила переходов хорошо согласуется с расчетами при $e_q [\sigma] = 0,8$. Для отдельных 1^+ -возбуждений ситуация не вполне однородна. Так, в ^{48}Sc M_{GT}^2 для ГТР превышает экспериментальную оценку, а для других 1^+ -возбуждений значения M_{GT}^2 несколько меньше эмпирических. Еще раз подчеркнем, что M_{GT}^2 для ГТР в ^{208}Bi , полученная нами с точным учетом одночастичного континуума, минимальна из всех имеющихся в литературе. Из сравнения с экспериментом в этом случае получаем следующую оценку локального заряда: $0,8 \leq e_q [\sigma] < 0,9$.

Конечно, введение эффективного заряда как феноменологической величины не позволяет ответить на вопрос о том, где нужно искать оставшуюся часть интегральной силы переходов. Физически локаль-

ный заряд учитывает часть эффектов, связанных с многочастичными примесями (например, $2p - 2h$) и с другими степенями свободы, не включенными в ч.-д. картину. Среди последних большое внимание в настоящее время уделяется вкладу, связанному с виртуальным возбуждением Δ -изобара — нуклонная дырка (см., например, [50, 53, 54, 57, 64]). Оценки перенормировки силы ГТ-переходов за счет этого механизма показывают, что с ним можно связать $\leq 30\%$ полной силы. В [65] сделана оценка роли $(2p - 2h)$ -конфигураций в перераспределении силы ГТ-переходов по спектру возбуждений

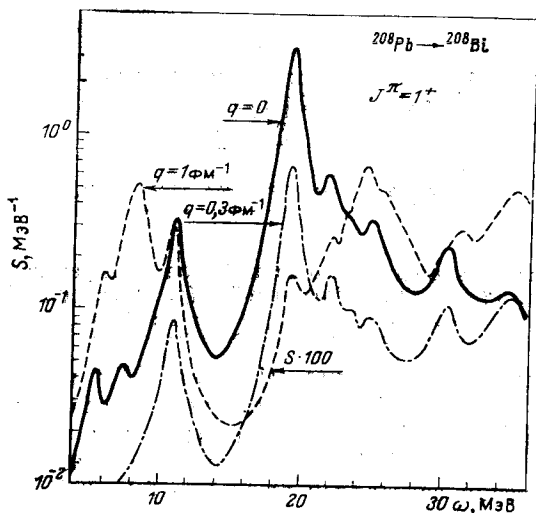


Рис. 8. Зависимость силовых функций ГТ-переходов от передаваемого импульса q для изобар $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$

для ^{90}Zr . Показана возможность того, что этот механизм приводит к перекачке примерно половины силы переходов в сплошной спектр выше ГТР и к «размазыванию» ее по широкой области энергий (вплоть до ε_F).

Зависимость силовых функций от передаваемого импульса. До сих пор обсуждали результаты расчетов, проведенных для $q = 0$, т. е. фактически β -распадные характеристики. Однако в реакциях с адронами переданный импульс мал только при измерениях вблизи $\theta = 0^\circ$. С увеличением угла измерений и энергии налетающих частиц q растет, и поэтому представляет интерес проследить относительное поведение сечений для различных 1^+ -возбуждений с ростом q . В борновском приближении качественную информацию такого рода даст поведение силовых функций $S(\omega, q)$, вычисляемых для внешних полей (72). Силовые функции 1^+ -возбуждений для изобары $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$, вычисленные в [42] при $g' = 1,1$ и $g_\pi = -1,45$ для трех

значений q , приведены на рис. 8. Сравнение расчетов при $q = 0$ и $0,3 \text{ фм}^{-1}$ показывает примерно одинаковый быстрый спад максимумов $S(\omega)$ для всех 1^+ -возбуждений. Резкое различие наступает при $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$. Хотя по абсолютной величине $S(\omega)$ малы для всех состояний, но важно то, что наступает существенное перераспределение силы переходов: ГТР почти исчезает, но резко возрастает роль низколежащих возбуждений ($\omega \approx 8 \text{ МэВ}$) и формируется новый широкий максимум выше ГТР ($\omega \approx 25 \text{ МэВ}$). Его ширина Γ_{esc} (несколько МэВ) много больше ширин аналогичных резонансов в ^{48}Ca и ^{90}Zr . По этой причине, а также потому, что в той же области энергий формируется $L = 1$ спин-флиповый резонанс, он пока не наблюдался.

Отметим также, что относительное обогащение низколежащих 1^+ -возбуждений с ростом q обязано в основном влиянию однопионного обмена и относится к числу возможных предкритических эффектов пионной конденсации. Конечно, учет искажения в борновском приближении может сделать все отмеченные эффекты менее выраженными.

7. ВОЗБУЖДЕНИЯ С $L = 1$ ($S = 1, 0$)

Помимо ГТР в зарядово-обменных реакциях можно ожидать появления резонансов, обусловленных переходами с $L > 0$. Действительно, в целом ряде экспериментальных исследований, в основном в (p, n) -реакциях [45, 47, 48, 66], наблюдали систематически в спектрах возбуждений выше ГТР широкий ($\Gamma \approx 10 \text{ МэВ}$) максимум. Измеренные угловые распределения для него оказались характерными для $L = 1$ переходов. Поскольку в реакциях использовали протоны с энергиями $\gtrsim 120 \text{ МэВ}$, при которых подавлены возбуждения с $S = 0$, было сделано заключение, что новый резонанс связан в основном со спин-дипольными переходами. К настоящему времени резонанс наблюдался в целом ряде ядер, в том числе в обсуждаемых нами ^{90}Zr и ^{208}Pb при энергии, равной примерно 25 МэВ .

Резонансы с $L = 1$ наблюдались также в (p, n) -реакциях при $E_p = 45 \text{ МэВ}$ для ряда изотопов Zr , Mo , Sn и ^{208}Pb [67]. При таких энергиях протонов изоспиновые эффективные взаимодействия по крайней мере того же порядка (или больше), чем спин-изоспиновые, и можно ожидать, что дипольный резонанс с $S = 0$ дает существенный вклад в сечение. Если энергия этого резонанса заметно отличается от энергий спин-дипольных резонансов, то центр тяжести наблюдаемого возбуждения сместится при изменении энергии налетающих протонов. Такое смещение (примерно на $2\text{--}3 \text{ МэВ}$) действительно наблюдали, и интерпретация его дана ниже.

С точки зрения теории переходы с $L = 1$ особенно интересны тем, что позволяют проверить правильность параметризации эффективных взаимодействий, изовекторных \mathcal{F}^- и спин-изоспиновых G^- , а также более полно изучить влияние одномезонного обмена, поскольку

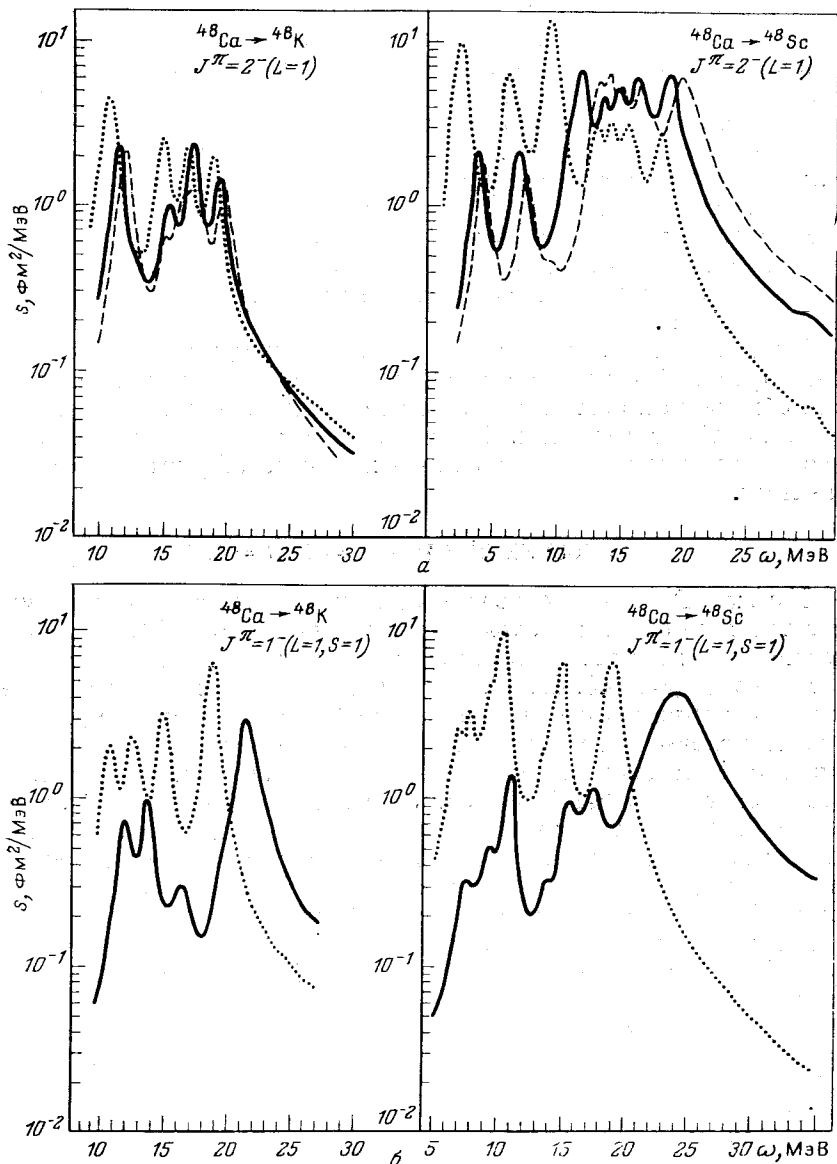
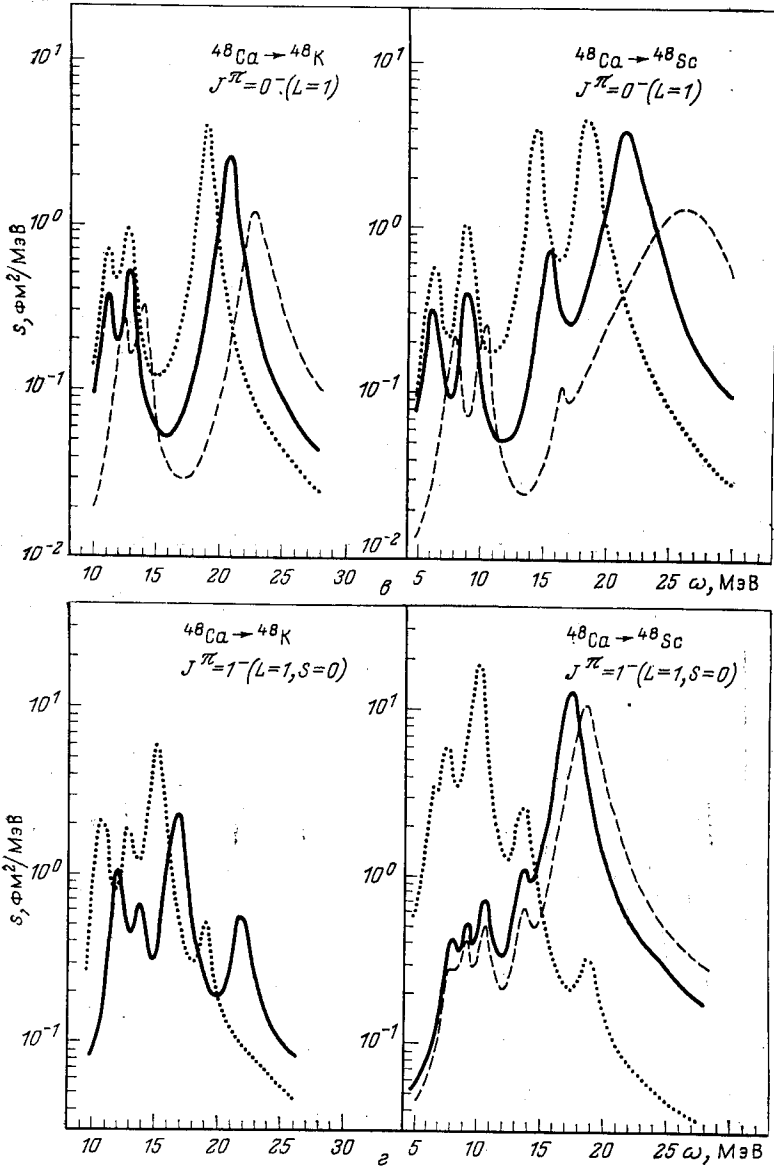


Рис. 9. Силовые функции переходов с $L = 1$ ($q = 0$) для α , β и γ — спин-дипольные ($S = 1$) возбуждения с $J^\pi = 2^-, 1^-$ и 0^- соответственно; δ — нителные пояса



изобар $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Sc}$ ($\Delta T_z = -1$) и $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{K}$ ($\Delta T_z = 1$):
 дипольные ($S = 0$) возбуждения с $J^\pi = 1^-$. Остальные обозначения, как на рис. 1. (Дополнения см. в тексте)

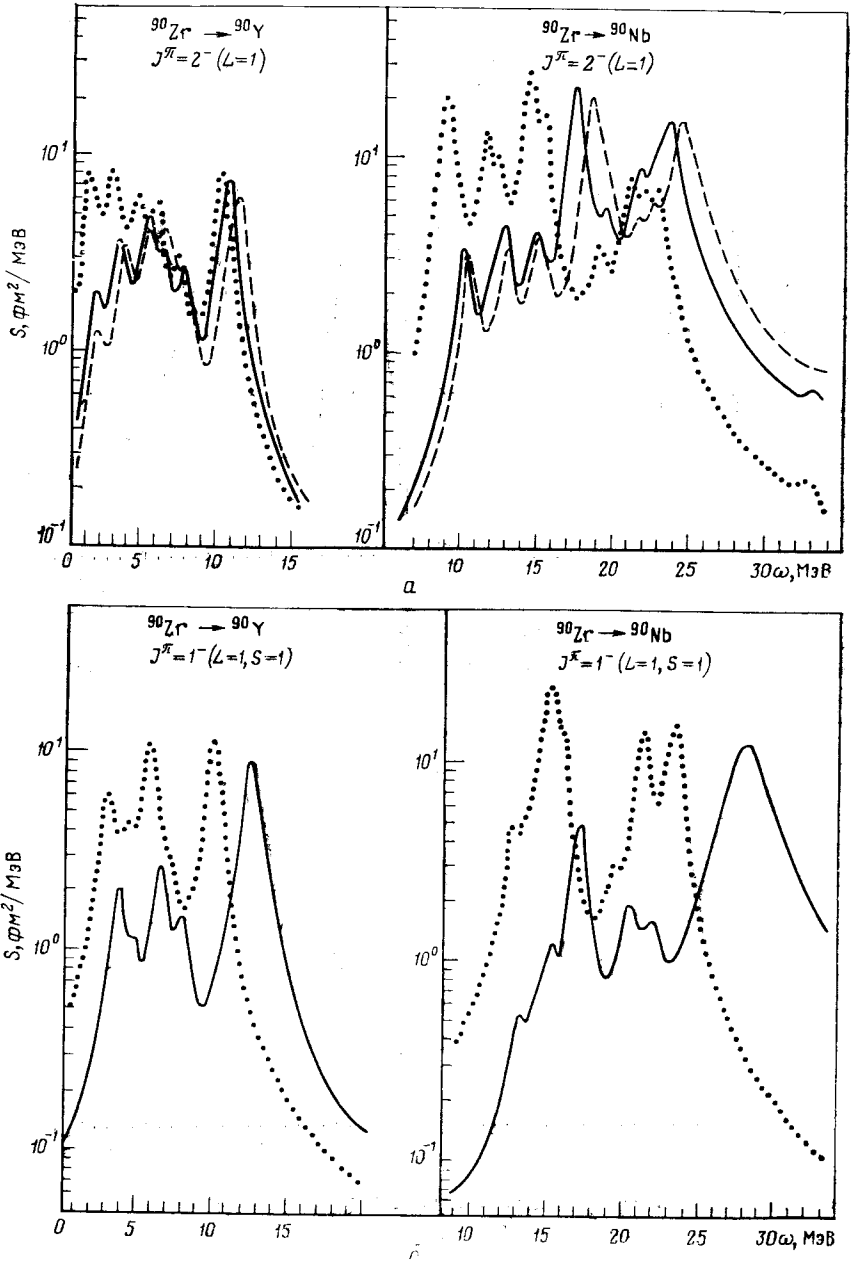
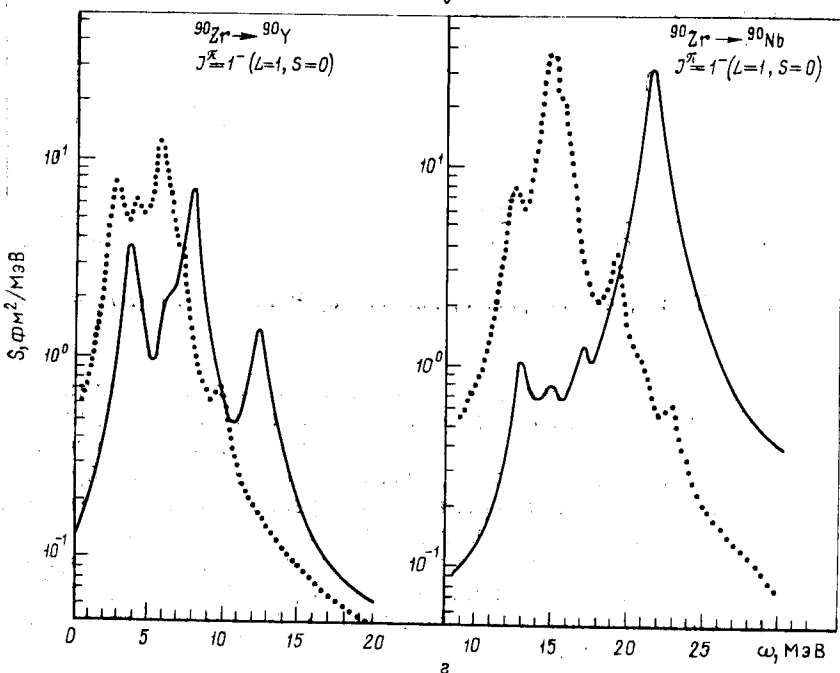
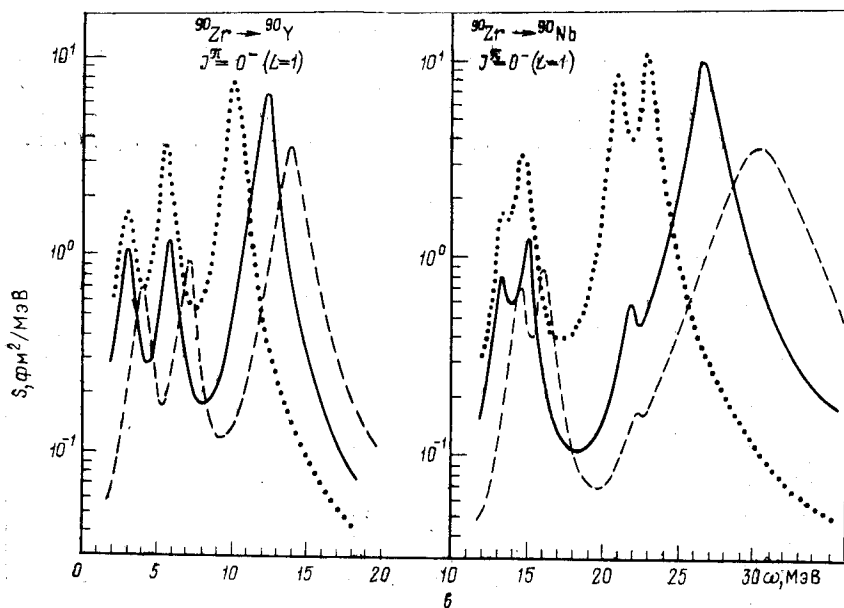


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для изобар ^{90}Zr



$\rightarrow ^{90}\text{Nb} (\Delta T_z = -1)$ и $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Y} (\Delta T_z = 1)$

ку из общих соображений можно ожидать, что переходы с $L = 1$ сопровождаются большей передачей q , чем переходы с $L = 0$. С другой стороны, в отличие от ГТ-переходов с $\Delta T_z = 1$, подавленных в рассматриваемых ядрах, такие переходы с $L = 1$ можно сравнить с переходами в дочерние ядра с $\Delta T_z = -1$, т. е. представляют

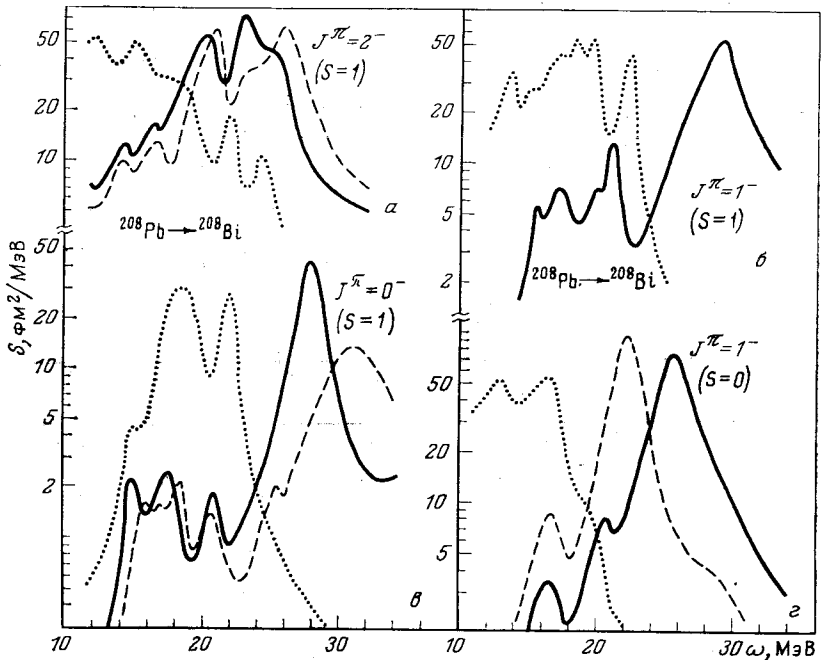


Рис. 11. То же, что на рис. 9, для изобар $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$ ($\Delta T_z = -1$)

самостоятельный интерес для исследования их в реакциях типа (n, p) , $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ и т. п. Это дает возможность проверить дипольные правила сумм и, в частности, универсальность явления ослабления спин-мультипольных переходов, наблюдаемого для ГТ-возбуждений.

Силовые функции и энергии $L = 1$ резонансов. Расчеты силовых функций для $L = 1$ проводили с параметрами эффективных взаимодействий, приведенными в предыдущих разделах. Результаты расчетов представлены на рис. 9—11 для случая $q = 0$ и $\Gamma_D = 1$ МэВ. Отметим, что для дипольных переходов с $S = 0$ и $J = L$ использовали внешние поля:

$$V_0(\mathbf{r}, q) \tau_{\mp} = [(2L + 1)!!/q^L] j_L(qr) Y_L(\mathbf{n}) \tau_{\mp}, \quad (84)$$

а для спин-дипольных ($S = 1, J = L, L \pm 1$) — поля (72).

Как и для ГТ-переходов, эффективные взаимодействия перекачивают в сплошной спектр основную силу $L = 1$ переходов и формируют резонансы. Для $J^\pi = 2^-$ нет одного гигантского резонанса; здесь основная сила переходов сосредоточена в интервале энергий возбуждений шириной около 10 МэВ (см. рис. 9, а, 10, а и 11, а).

Взаимодействие G_π^- дает вклад только для 0^- и 2^- переходов, сдвигая вниз по энергии соответствующие резонансы. Особенно велики сдвиги для 0^- -резонансов в дочерних ядрах с $\Delta T_z = -1$ (примерно в 4 раза больше, чем для ГТР): около 4,7 МэВ в ^{48}Sc , почти 3,9 МэВ в ^{90}Nb и около 3,2 МэВ в ^{208}Bi . Как и для ГТР, величина сдвигов, обусловленных однопионным обменом, уменьшается примерно как $A^{-1/3}$. Тот факт, что для 0^- -резонансов сдвиги резко возросли, свидетельствует о больших значениях q , передаваемых в процессе спин-дипольных переходов (см. также [55]). Это же качество $L = 1$ переходов можно проиллюстрировать в терминах перенормировки параметра g' взаимодействием G_π^- . Например, в ^{208}Bi вычисленная при $g' = 1,1$ и $g_\pi = -1,45$ ($\xi_s = 0,1$) энергия 0^- -резонанса $\omega \approx 28$ МэВ. Если положить $g_\pi = 0$, то ту же энергию резонанса получим уже при значении $g' \approx 0,65$ (в случае ГТР $g' \approx 0,95$ при $g_\pi = 0$), т. е. влияние одномезонного обмена на $L = 1$ переходы существенно больше, чем на $L = 0$ переходы. Следовательно, без учета одномезонного обмена, если g' выбрана по энергии ГТР, теория всегда будет предсказывать завышенные энергии спин-дипольных резонансов с $J = 0$ и 2, что отмечалось в [50, 52].

Дипольные переходы с $J^\pi = 1^-$ приближенно можно различать по спиновому квантовому числу S (0 или 1), хотя взаимодействия \mathcal{F}^- и G^- одновременно входят в уравнения, описывающие такие переходы. Каждое 1^- -возбуждение характеризуется двумя компонентами переходной плотности (74), пропорциональными Y_1 ($S = 0$) и $[\sigma \otimes Y_1]^1$ ($S = 1$). Различие по квантовому числу S имеет смысл только тогда, когда одна из компонент ρ_{tr} существенно больше другой. Иными словами, состояния с хорошим квантовым числом S должны сильно возбуждаться только во внешних полях соответствующей симметрии, т. е. пропорциональных Y_L либо $[\sigma \otimes Y_L]^J$.

Проведенные нами расчеты показали, что силовые функции возбуждений с $J^\pi = 1^-$ ($S = 0$) слабо меняются при вариации G^- . Аналогичная слабая зависимость от \mathcal{F}^- получается для спин-дипольных возбуждений. Сравнивая на рис. 9—11 случаи б и г, видим, что дипольный ($S = 0$) и спин-дипольный ($S = 1$) резонансы везде хорошо разделяются по энергии, причем первые лежат систематически ниже вторых примерно на 5—6 МэВ. Такой сдвиг фактически обусловлен уже различием распределений для дипольных и спин-дипольных ч.-д. переходов (т. е. когда $\mathcal{F}^- = G^- = 0$), показанных точечными линиями на рис. 9—11. Связано оно со спин-орбитальным расщеплением. Например, в ^{90}Nb (см. рис. 10, б и г) в силовых функциях ч.-д. переходов нижний максимум при $\omega \approx 14,8$ МэВ

обусловлен переходами $n1f_{5/2} \rightarrow p1g_{7/2}$ и $n1g_{9/2} \rightarrow p1h_{11/2}$ с $\Delta S = 0$. В спин-дипольной силовой функции (см. рис. 10, б) выше лежат максимумы с энергией около 21 и 23 МэВ, связанные с переходами $n1f_{7/2} \rightarrow p1g_{7/2}$ и $n1g_{9/2} \rightarrow p1h_{9/2}$ ($\Delta S = 1$) соответственно. Эти переходы подавлены в дипольной силовой функции, но играют основную роль в формировании спин-дипольного резонанса.

Эффект спин-орбитального расщепления сохраняется и при включении эффективных взаимодействий. Отметим, однако, интересную особенность для 1^- ($S = 0$)-резонансов — довольно заметный сдвиг центроида энергии вверх с ростом параметра b , характеризующего степень интерполяции \mathcal{F}^- . Эта особенность иллюстрируется на рис. 9, г для ^{48}Sc (значениям $b = 0$ и 2 соответствуют сплошная и пунктирная линии) и на рис. 11, г для ^{208}Bi (значениям $b = 0$ и 4 соответствуют пунктирная и сплошная линии). Параметр b варьировался в соответствии с условием согласования (69), т. е. при этом изменялось и значение a'_0 (зависимость от a'_1 практически несущественна).

Таким образом, интерполяция взаимодействий \mathcal{F}^- до некоторой степени компенсирует влияние спин-орбитального расщепления. Однако даже для $b = 4$, когда $f_{ex}^-/f_{in}^- \approx 5$, в ^{208}Bi 1^- ($S = 0$)-резонанс все еще лежит заметно ниже (примерно на 3 МэВ) спин-дипольного. В связи с этим отметим работу [68], в которой дипольные возбуждения в ^{208}Bi были вычислены с использованием ХФ одночастичного спектра (силы Скирма с $m^*/m = 0,76$), а также зависящих от плотности взаимодействий \mathcal{F}^- нулевого радиуса и спин-изоспиновых взаимодействий одномезонного (π и ρ) обмена, дополненных δ -функциональным отталкиванием. Мы уже отмечали, что для ХФ-потенциалов с $m^* < m$ характерны значительное превышение энергий ч.-д. разностей по сравнению с обобщенными феноменологическими потенциалами (и по сравнению с экспериментальными одночастичными спектрами) и более слабое спин-орбитальное расщепление. Используемые в [68] взаимодействия \mathcal{F}^- не согласованы с ХФ-потенциалом. Их параметризация позволяет воспроизвести экспериментальную энергию гигантского дипольного резонанса в ^{208}Pb (см. [23]).

Заметим, что в [68], видимо, использовали более слабые отталкивательные спин-изоспиновые взаимодействия, чем в наших расчетах. Об этом свидетельствует то, что согласно [23] энергия ГТР в ^{208}Bi , вычисленная с экспериментальным спектром и такими же, как в [68], спин-изоспиновыми взаимодействиями, оказывается на 2,7 МэВ ниже экспериментальной. Совокупность всех этих причин и привела к тому, что в [68] 1^- ($S = 0$)-резонанс оказался даже выше спин-дипольного и по крайней мере на 5 МэВ выше, чем в наших расчетах. Для 0^- - и 1^- ($S = 1$)-резонансов ослабление спин-изоспиновых сил компенсировано большими энергиями ч.-д. разностей, превышающими используемые нами примерно на 4—5 МэВ. В итоге энергии этих резонансов, полученные в наших расчетах и в [68], оказались близкими.

Упомянем также расчеты дипольных возбуждений в ^{208}Bi и ^{208}Tl , проведенные в [69] на основе ТКФС. Использовали экспериментальный одночастичный спектр, слабо интерполированные эффективные взаимодействия \mathcal{F}^- и спин-изоспиновые силы нулевого радиуса G^- , более слабые, чем в наших расчетах. Однопionный обмен не включали и расчет проводили с ограниченным одночастичным базисом. Последнее обстоятельство в некоторой степени компенсирует слабость эффективных взаимодействий, поскольку с ростом полноты одночастичного базиса обычно необходимо увеличивать силовые константы отталкивательных взаимодействий (для получения той же энергии возбуждения). Поэтому найденные в [69] энергия $1^- (S = 0)$ -резонанса (≈ 21 МэВ) лишь примерно на 1 МэВ ниже, чем в наших расчетах для $b = 0$ (см. рис. 11, з). Однако энергии 0^- - и $1^- (S = 1)$ -резонансов в ^{208}Bi оказываются заметно меньше, чем полученные нами и в [68].

Упомянем еще одни расчеты дипольных $1^- (S = 0)$ -резонансов в ^{48}Ca и ^{90}Zr , проведенные с силами Скирма [70]. Энергию центроидов распределений для дипольных переходов здесь вычисляли на основе правил сумм с различным энергетическим весом. Предсказанные энергии дипольных резонансов в ^{48}Sc и ^{90}Nb превышают полученные нами примерно на 4—5 МэВ, что связано с более разреженными одночастичными спектрами, как и для ^{208}Bi [68].

Наконец, отметим расчеты спин-дипольных возбуждений в ^{90}Nb , проведенные в [52] без учета одномезонного обмена. Полученные в ней оценки энергий 0^- -, $1^- (S = 1)$ - и 2^- -резонансных состояний близки к нашим результатам при $g_\pi = 0$, показанным на рис. 10, а—в.

Подводя итог этому обсуждению, можно сказать, что результаты различных теоретических расчетов для спин-дипольных резонансов с учетом одномезонного обмена, особенно важного для 0^- -резонанса, качественно согласуются между собой. Предсказывается значительная концентрация силы переходов в 0^- и $1^- (S = 1)$ -резонансах и широкая «размазка» силы переходов для 2^- -возбуждений. В то же время нет количественного согласия в оценках энергии дипольного $1^- (S = 0)$ -резонанса. Нам представляется очень важным в этом случае, как и для изобар-аналоговых 0^+ -возбуждений, проводить точное согласование изовекторного потенциала и эффективных взаимодействий с тем, чтобы ясно видеть необходимость использования потенциалов с $m^* < m$ и интерполированных взаимодействий \mathcal{F}^- . Пока эта задача в полном объеме не исследована.

Вернемся к обсуждению экспериментальных данных [67] об $L = 1$ резонансе, полученных в (p, n) -реакциях при энергии протонов 45 МэВ. Этот резонанс интерпретировался как антианалог $E1$ -резонанса в родительском ядре, или как $1^- (S = 0)$ -резонанс по используемой здесь классификации. Такая интерпретация существенно базируется на предположении, что при энергии протонов 45 МэВ возбуждение спин-дипольных мод сильно подавлено. Если это так, то дипольный резонанс ($S = 0$) должен лежать несколько выше

по энергии, чем спин-дипольный ($S = 1$). В связи с этими экспериментами и были проведены расчеты сечений [68], подтвердившие доминирующую роль спин-дипольных (особенно с $J^\pi = 2^-$) возбуждений при $E_p = 160$ МэВ. При $E_p = 45$ МэВ возбуждения спин-дипольных и дипольных мод сравнимы. Подавление вкладов спин-дипольных возбуждений возможно только, если в рассматриваемой области энергий возбуждений локализуется примерно $1/3$ всей силы спин-дипольных переходов, т. е. при $e_q [\sigma\tau] \approx 0,6$. Однако вычисленные сечения для нижайшего 2^- -возбуждения в ^{208}Bi ($\omega = 6,5$ МэВ) согласуются с экспериментальными данными при $e_q [\sigma\tau] \approx 1$. Делается вывод о сильной зависимости эффективного заряда от момента и степени коллективности состояния. В [60] также были проведены расчеты сечения (p, n)-реакции для низколежащего 2^- -уровня в ^{208}Bi и получено согласие с экспериментом (для $E_p = 200$ МэВ) при $e_q [\sigma\tau] \approx 1$. Однако такая оценка $e_q [\sigma\tau]$ может оказаться несправедливой, поскольку вблизи 2^- -уровня в ^{208}Bi имеется целый конгломерат состояний типа $1^+, 2^+, 3^+$ (см. табл. 2), вклад которых в сечение может оказаться сравнимым с вкладом 2^- -возбуждения (и, следовательно, при их учете значение $e_q [\sigma\tau]$ уменьшится). Кроме того, в [60] вычисляли сечения возбуждения $L = 1$ резонансов в ^{90}Nb , в котором ситуация сходна с ^{208}Bi . Из сравнения расчетов с экспериментальными данными при $E_p = 200$ МэВ можно сделать вывод, что $e_q [\sigma\tau] \approx 0,8$, т. е. существенно больше, чем следует из расчетов [68].

Таким образом, изложенную здесь интерпретацию данных [67] пока нельзя считать достаточно обоснованной, хотя возможно, что они свидетельствуют в пользу близости энергий дипольного ($S = 0$) и спин-дипольного ($S = 1$) резонансов.

Правила сумм и переходные плотности. Интегральные характеристики дипольных возбуждений с $\Delta T_z = \pm 1$ (правила сумм) и энергии центроидов основных резонансов $\omega_n^{(\pm)}$ приведены в табл. 4. Согласно уравнению (48) для дипольных переходов ($L = 1$) получаем следующие правила сумм (полагая $e_q = 1$):

$$m_0^{(-)} - m_0^{(+)} = \frac{2J+1}{4\pi} (N \langle r_n^2 \rangle - Z \langle r_p^2 \rangle) \equiv \Sigma^J, \quad (85)$$

где

$$m_0^{(\mp)} \equiv \int S(\omega, \Delta T_z = \mp 1) d\omega. \quad (86)$$

Отметим здесь равенство правил сумм для дипольных ($S = 0$) и спин-дипольных ($S = 1$) переходов с $L = 1$. Интегралы $m_0^{(\pm)}$ вычисляли как для ч.-д. переходов, когда $\mathcal{F}^- = G^- = G_\pi = 0$, так и при включенных эффективных взаимодействиях. Расчеты показали, что в ^{48}Ca и ^{90}Zr дипольные переходы с $\Delta T_z = +1$ систематически составляют 20—40% силы переходов с $\Delta T_z = -1$. Для ^{208}Pb дипольные переходы с $\Delta T_z = +1$, как и гамов-теллеровские, довольно слабые.

Таблица 4. Правила сумм и энергии зарядово-обменных спин-дипольных ($S=1$) и дипольных ($S=0$) резонансов.

Энергии $\omega_R^{(\pm)}$ соответствуют состояниям в дочерних ядрах с $\Delta T_z = \pm 1$.
 В скобках даны расчеты для ч.-д. переходов, когда $\mathcal{G}^- = \mathcal{G}^+ = \mathcal{G}_\pi = 0$

Ядро	$J^\pi(S)$	ΣJ , фм ²	$m_0^{(-)}$, фм ²	$m_0^{(+)}$, фм ²	$\Delta m_0^{(\mp)}$, фм ²	$\omega_R^{(-)}$, МэВ	$\omega_R^{(+)}$, МэВ
⁴⁸ Ca	0 ⁻ (1)	9,95	(18,2) 16	(8,4) 6,4	(9,8) 9,6	6,3; 9,2; 15,6; 21,8	11; 13; 21,7
	1 ⁻ (1)	29,8	(49,7) 37,8	(20) 10,3	(29,7) 27,5		
	2 ⁻ (1)	49,7	(65) 58,5	(17) 11,2	(48) 47,3	4,2; 7,5; 12—20	11,6; 17,4
	1 ⁻ (0)	29,8	(43,7) 36,1	(14,8) 8,1	(28,9) 28,0	10,5; 17,4	12; 16,8; 21,7
⁹⁰ Zr	0 ⁻ (1)	18,6	(38) 32	(19,5) 14,5	(18,5) 17,5	15; 26,6	3; 5,6; 12
	1 ⁻ (1)	55,8	(104) 78	(50) 28	(54) 50	17; 27,6	3, 6; 6,3; 12
	2 ⁻ (1)	93	(138) 116	(47) 27	(91) 89	17,5; 23,8	5; 10,5
	1 ⁻ (0)	55,8	(94) 75,5	(40) 23	(54) 52,5	21,5	3,6; 7,8; 12

Здесь вычисленные интегралы $m_0^{(-)}$ довольно близки к значениям (фм²) $\Sigma J = 115(2J + 1)$ фм² (см. также [69]). Это обстоятельство важно учитывать при постановке (n, p), (⁷Li, ⁷Be) и т. п. экспериментов.

Из данных табл. 4 видно, что эффективные взаимодействия уменьшают суммы $m_0^{(\mp)}$, но таким образом, что разность их, как и следует из (85), не меняется (сравни значения ΣJ и $\Delta m_0^{(\mp)}$). Некоторое различие ΣJ и $\Delta m_0^{(\mp)}$ связано с тем, что интегрирование проводится по конечному интервалу энергий (≈ 35 МэВ), а часть силы переходов находится выше в сплошном спектре. В литературе иногда встречаются утверждения, что эффективные взаимодействия только перераспределяют силу переходов по спектру возбуждений, но не меняют полной их суммы. Это справедливо только тогда, когда переходы с $\Delta T_z = 1$ пренебрежимо малы (например, для ГТ-переходов в рассматриваемых ядрах). В общем случае эффективные взаимодействия не только перераспределяют, но и меняют полную силу ч.-д. переходов для каждой ветви зарядовых возбуждений.

Распределение силы переходов по спектру возбуждений при включении эффективных взаимодействий зависит от J , как видно из рис. 9—11. Как правило, 0⁻- и 1⁻ ($S = 1$)-резонансы в ядрах с $\Delta T_z = -1$ вбирают в себя 80—95% суммы $m_0^{(-)}$. Для 2⁻-состояний

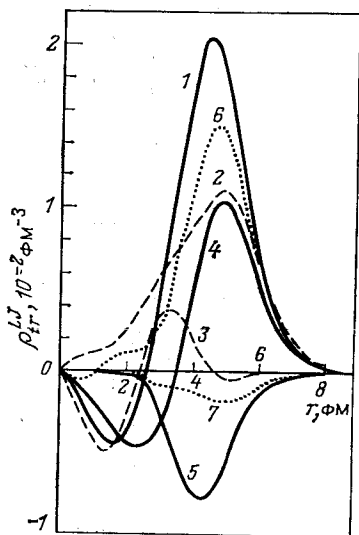


Рис. 12. Переходные плотности спин-дипольных резонансов в ^{90}Nb :

1 — 0^- -резонанс с энергией 26,6 МэВ; 2 и 3 — соответственно, спин-дипольная и дипольная компоненты для $1^- (S=1)$ -резонанса с энергией 27,7 МэВ; 4 и 5 — соответственно $L=1$ и 3 компоненты для 2^- -возбуждения с энергией 23,8 МэВ; 6 и 7 — соответственно, дипольная и спин-дипольная компоненты для $1^- (S=0)$ -резонанса с энергией 21,5 МэВ

характерно более равномерное распределение по спектру возбуждений. Что касается $1^- (S=0)$ -состояний, то для них переходы с $\Delta T_z = -1$ концентрируются в основном в одном резонансе, переходы же с $\Delta T_z = +1$ распределяются в более широких интервалах спектров возбуждений.

Особый интерес представляют дипольные переходы с $\Delta T_z = 1$ для изобары $^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$. Здесь теория предсказывает сосредоточение

почти всей силы переходов в довольно небольшом интервале энергий возбуждения (см. рис. 10 и табл. 4, $\omega_R^{(+)}$). Локальная концентрация силы спин-дипольных переходов ожидается в областях энергий 3—6 и 10—12 МэВ [напоминаем, что эти энергии соответствуют значениям Q в реакциях типа (n, p)]. В первом интервале доминирующую роль играют 2^- -возбуждения, во втором сила всех спин-дипольных возбуждений примерно одинакова. Что касается дипольных ($S=0$) переходов, то для них основной максимум находится при энергии около 8 МэВ. Имеются первые экспериментальные данные, подтверждающие эти предсказания теории. Получены они в (n, p) -реакции с энергией нейтронов примерно 20 МэВ [71] и в $(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$ -реакции [49]. В первой возбуждаются преимущественно дипольные ($S=0$) состояния, во второй — спин-дипольные.

Представляют интерес переходные плотности дипольных резонансов с точки зрения подобия их известным переходным плотностям $E1$ -гигантских резонансов, имеющим поверхностный характер. На рис. 12 приведены ρ_{tr} дипольных и спин-дипольных резонансов в ^{90}Nb . Напомним, что для 0^- -резонанса существует одна радиальная компонента $\rho_{tr}^{10}(r)$, а 2^- -резонанс характеризуется двумя радиальными компонентами — спин-дипольной $\rho_{tr}^{12}(r)$ и спин-октупольной $\rho_{tr}^{32}(r)$. Дипольный $1^- (S=0)$ - и спин-дипольный $1^- (S=1)$ -резонансы имеют каждый по две радиальные компоненты $\rho_{tr}^{11}(r)$ с $S=0$ и 1. Приведенные на рис. 11 ρ_{tr} нормированы на матричные элементы переходов для внешних полей τ_{\pm} и $[\tau \times \sigma]^1 \tau_{\pm}$:

$$M_{0 \rightarrow J}^2 = (2J+1) \left| \sum_{S(J=1)} \int \rho_{tr}^{1J}(r) r^3 dr \right|^2, \quad (87)$$

причем значения

$$\left. \begin{aligned} M_{0 \rightarrow 0}^2 &= 31,3 \text{ фм}^2; & M_{0 \rightarrow 1}^2(S=0) &= 72,5 \text{ фм}^2; \\ M_{0 \rightarrow 1}^2(S=1) &= 57,8 \text{ фм}^2; & M_{0 \rightarrow 2}^2 &= 54,3 \text{ фм}^2. \end{aligned} \right\} \quad (88)$$

Сравнение величин этих матричных элементов с интегралами в табл. 4 показывает, что 0^- - и 1^- ($S=0$)-резонансы исчерпывают почти всю возможную силу переходов. Спин-дипольный резонанс ($S=1$) содержит в себе примерно 75% полной силы, а 2^- -возбуждение — около 50%, что соответствует интегральному вкладу в $m_0^{(-)}$ в интервале энергий 20—30 МэВ (см. рис. 10, а). Другая половина силы 2^- -возбуждений лежит в нижнем резонансе с энергией около 17,8 МэВ.

Характерным для всех переходных плотностей является наличие поверхностного пика и относительно небольших объемных компонент. Отметим также, что спиновое квантовое число S хорошо различает дипольный и спин-дипольный резонансы, у которых оказываются малыми соответственно спин-дипольная (см. рис. 12, кривая 7) и дипольная (кривая 3) компоненты ρ_{tr} . Это обстоятельство, а также различие в энергиях позволяют надеяться на возможность селективного возбуждения этих резонансов в различных ядерных реакциях. Попытки такого рода в (p, n) -реакции с различными энергиями протонов уже обсуждалась выше. Что касается 2^- -резонанса, то его переходная плотность ρ_{tr}^{12} (кривая 4 на рис. 12) характеризуется заметно большей объемной компонентой, чем ρ_{tr} 0^- -резонанса. Довольно большой у него оказывается и спин-октупольная переходная плотность ρ_{tr}^{22} (кривая 5). Все это свидетельствует о наличии довольно значительных компонент с большими q в фурье-разложении переходной плотности для 2^- -резонанса. По этой причине отталкивательные свойства суммарного взаимодействия $G^- + G_{\pi}^-$ оказываются ослабленными для 2^- -возбуждений. В результате сдвиг резонанса относительно ч.-д. разностей энергий, как видно на рис. 10, а, оказывается сравнительно небольшим. По этой же причине не происходит такой полной концентрации силы переходов в одном 2^- -резонансе, как для 0^- - и 1^- -резонансов. Такие же особенности характерны и для 2^- -возбуждений в ^{48}Sc и ^{208}Bi .

8. ВОЗБУЖДЕНИЯ С $L = 2$ И 3

В настоящее время имеются экспериментальные указания о существовании широкого ($\Gamma \approx 14$ МэВ) резонанса с энергией центроида 31—32 МэВ в ^{90}Nb и ^{208}Bi [48]. Угловые распределения для них характерны для квадрупольных ($L=2$) переходов.

Теоретические расчеты силовых функций для $L > 1$ возбуждений пока проведены только в [42]. На рис. 13 и 14 приведены силовые функции для квадрупольных ($L=2$) и октупольных ($L=3$) возбуждений в ^{208}Bi , вычисленные с теми же значениями параметров эффективных взаимодействий, что и обсуждавшиеся выше результаты

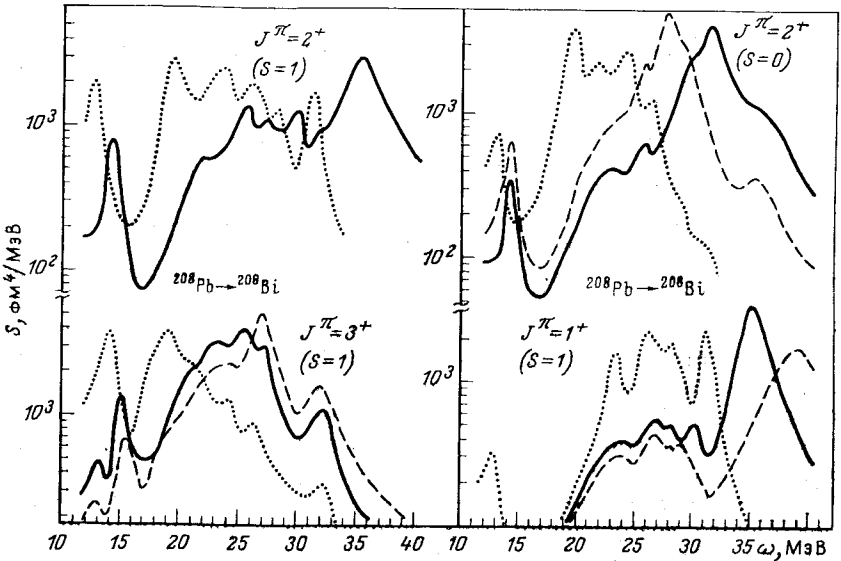


Рис. 13. Силовые функции возбуждений с $L = 2$ для изобар $^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{208}\text{Bi}$. Обозначения как на рис. 1, 9—11

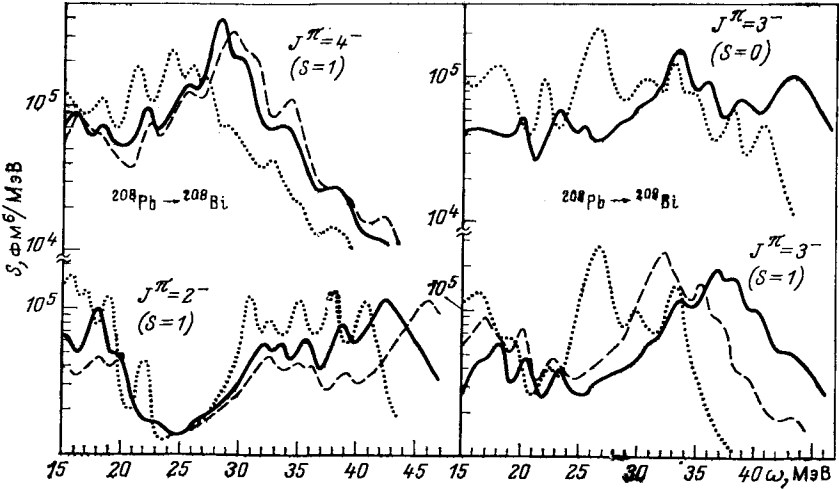


Рис. 14. То же, что на рис. 12, для возбуждения с $L = 3$. Для $J^\pi = 4^-$ и 2^- ($S = 1$) пунктиром показаны расчеты с $g_\pi = 0$ и $g' = 0,95$

для $L = 0$ и 1. Для $L = 2$ формируются хотя и довольно широкие, но хорошо выделенные резонансы с $J^\pi = 1^+$ и 2^+ ($S = 0$ и 1) с энергией 30—35 МэВ. Спин-квадрупольные переходы с $J^\pi = 3^+$ распределены в широком интервале энергий возбуждений выше 20 МэВ. Таким образом, в области наблюдаемого $L = 2$ резонанса существенный вклад дают все спин-квадрупольные возбуждения [можно думать, что как и для $L = 1$ резонанса, при энергиях протонов > 100 МэВ вклад возбуждений с $J^\pi = 2^+$ ($S = 0$) подавлен].

Октупольные переходы (см. рис. 14) формируют выделенный резонанс при энергии около 29 МэВ только для $J^\pi = 4^-$. Остальные переходы распределяются в широких интервалах энергий возбуждений. Таким образом, с ростом L резонансная структура силовых функций сглаживается и основная сила переходов сдвигается все выше по энергии в сплошной спектр.

Сдвиги энергий резонансов, связанные с взаимодействием однопionного обмена, особенно велики для $J^\pi = 1^+$ ($L = 2$) и 2^- ($L = 3$). С ростом L увеличивается и эффективная перенормировка g' этим взаимодействием. Для иллюстрации такого эффекта на рис. 14 приведены расчеты для 4^- - и 2^- -возбуждений для $g' = 1,1$, $g_\pi = -1,45$ (сплошные линии) и $g' = 0,95$, $g_\pi = 0$ (пунктирные линии). Для 1^+ ($L = 0$)-возбуждений оба набора параметров дают одну и ту же экспериментальную энергию ГТР. В случае же $L = 3$ при такой перенормировке g' все еще остаются большие (особенно для $J^\pi = 2^-$) нескомпенсированные сдвиги резонансов. Следовательно, с ростом L увеличивается и роль переходов с большими q . Отметим также возрастающую роль зависимости эффективных сил \mathcal{F}^- от плотности с ростом L . Для 2^+ ($S = 0$)- и 3^- ($S = 0$)-переходов сдвиги основных максимумов при увеличении параметра b от 0 до 4 достигают 4—5 МэВ.

Проведенные расчеты показали, что в области локализации спин-дипольного резонанса (20—30 МэВ) содержится значительная сила спин-квадрупольных переходов с $J^\pi = 3^+$, что важно учитывать при выделении фона для этого резонанса и оценке сечений, а следовательно, и эффективного заряда e_q [от] для спин-дипольных переходов. Аналогично этому в области локализации $L = 2$ (25—40 МэВ) резонанса содержится значительная сила спин-октупольных переходов с $J^\pi = 3^-$ и 4^- . Следовательно, при оценке сечений возбуждения резонансов важно проводить прямой расчет фона, как это сделано в [63] для ^{48}Ca .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Микроскопический подход, основанный на ТКФС, как вытекает из проведенного рассмотрения, вполне удовлетворительно описывает свойства зарядово-обменных возбуждений в ядрах в самой нижней части спектра и в области резонансов. Основные (феноменологические) параметры теории, относящиеся к спин-изоспиновому

каналу, — силовая константа Ландау — Мигдала g' и локальный заряд квазичастиц e_q [ст], как показывает сравнение с экспериментом, имеют значения $g' \approx 1,1$ (в нормировке $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$) и e_q [ст] = $(1 - 2\zeta_s) \approx 0,8$. Следует ожидать, что эти параметры определены из данных по заряженному каналу с большей надежностью, чем по нейтральному, где важна роль других взаимодействий, в частности спин-спиновых. Оттого, каковы реальные значения g' и e_q [ст], в немалой степени зависит возможность обнаружения предкритических эффектов в ядрах так называемых *предвестников пионной конденсации*. При $\zeta_s = 0,1$ амплитуда однопионного обмена подавляется за счет фактора e_q^2 на 36%, и критическое значение g' , при котором наступает неустойчивость пионной моды, получается равным $g'_{кр} = 0,5 \div 0,6$ (для возбуждений 0^- и 1^+ в ^{48}Ca , ^{90}Zr и ^{208}Pb). Таким образом, реальное значение g' , найденное в нашем анализе, больше $g'_{кр}$ по крайней мере на 0,5. Как показывают расчеты [31], заметные предкритические эффекты, связанные со смягчением пионной моды, могут проявляться в (p, p') -реакциях с возбуждением низколежащих состояний аномальной четности в случае, когда разность $g' - g'_{кр} \lesssim 0,2$. Если же в действительности $g' - g'_{кр} \gtrsim 0,5$, то в указанных реакциях эти эффекты становятся «невидимыми», а возможность их обнаружения в других процессах становится проблематичной.

Большой интерес представляет и наблюдаемое в экспериментах подавление силы зарядово-обменных переходов (при малых q), которое в ТКФС соответствует e_q [ст] = $1 - 2\zeta_s \approx 0,8$, причем можно говорить об универсальности этой величины для различных ядер и возбуждений на разных участках спектра. Практически впервые столь надежно определяется e_q [ст] и столь наглядно демонстрируются связанные с эффективным зарядом физические эффекты. Отметим, что найденное значение e_q [ст] «возвращает» аксиально-векторную константу $g_A = -1,25$, известную из β -распада нейтрона, к «затравочному» лептон-кварковому значению $g_A = -1$ в ядерном веществе, т. е. среда как бы восстанавливает симметрию ($SU(4)$), [10] между векторными и аксиально-векторными вершинами, нарушенную в лептон-нуклонном секторе в пустоте. По-видимому, этот факт не является тривиальным и из него могут возникнуть важные следствия (см., в частности, [72]). Интересно выяснить, насколько параметр ζ_s универсален при описании других реакций, в которых возбуждаются состояния аномальной четности, в том числе в нейтральном канале [в особенности при описании реакций (p, p')].

Одной из важнейших задач теории становится выяснение вкладов различных механизмов ослабления силы переходов и возможных энергетических областей локализации недостающей силы переходов. Важно и на эксперименте продвинуться в область энергий возбуждения $\omega \approx \varepsilon_F$ и выяснить, каков «многопарный» вклад в вероятность спин-флиповых переходов (при малых q). В реакциях с адронами дело осложняется проблемой вычитания фона. Наиболее «чисты-

ми» с этой точки зрения являются реакции «лептонной перезарядки» (обратный β -распад); некоторые перспективы можно связать с нейтринно мезонных фабрик, которые в принципе позволяют исследовать интегральную вероятность возбуждения ядра в обоих заряженных каналах вплоть до энергий $\gtrsim \varepsilon_F$. Постановка соответствующих экспериментов сложна, но не представляется безнадежной.

Проведенное нами сравнение различных теоретических подходов показало, что зачастую трудно судить об их преимуществах, поскольку в работах даже одних и тех же авторов схемы расчета (одночастичные потенциалы и параметры взаимодействий) меняются от ядра к ядру в угоду согласию с экспериментальными данными. В связи с этим становится очень актуальным проведение полностью самосогласованных расчетов, особенно для возбуждений с $S = 0$ (0^+ , 1^- , ...), для того чтобы сделать реальные выводы о необходимости использования самосогласованных потенциалов с $m^* < m$ (типа хартри-фоковских) и интерполированных эффективных взаимодействий \mathcal{F}^- .

Необходимы также дополнительные исследования состояний аномальной четности (1^+ , 2^- , ...), в частности низколежащих, для выяснения необходимости введения нелокальности спин-изоспиновых сил и уточнения роли одномезонного обмена (в частности ρ -мезонного обмена).

Вопрос об изоспиновой структуре рассмотренных возбуждений не обсуждался в данной работе, поскольку в формализме микроскопических подходов изоспин не сохраняется. Аккуратное выделение эффектов кулоновского смешивания по изоспину требует точного согласования \mathcal{F}^- и U^- , а также аналогичного согласования между изовекторными спин-орбитальными эффективными взаимодействиями и соответствующей им компонентой спин-орбитального потенциала $U_{es}^p - U_{es}^n$, если таковой содержится в самосогласованном поле. Такое согласование пока не проводилось ни в одной работе, что, в частности, может приводить к искажению характеристик 1^+ -возбуждений, лежащих выше ГТР (например, $M1$ -аналога). Согласование важно проводить и для корректной оценки энергий изоспинового расщепления резонансных состояний.

В экспериментальных исследованиях очень актуальна задача выделения фона в сечениях реакций, что позволило бы повысить надежность извлекаемых значений M_{GT}^2 , а также провести оценки правил сумм для дипольных переходов. Мало пока информации о переходах с $\Delta T_z = +1$, имеющих самостоятельный интерес с точки зрения изоспиновой структуры коллективных возбуждений. Наконец, отметим необходимость измерения угловых распределений при больших углах (или $q > 0,5 \text{ фм}^{-1}$) для оценки эффектов, связанных с поведением переходных плотностей в объеме ядра.

В заключение авторы выражают благодарность С. Т. Беляеву, Г. Г. Бунатяну, Ф. А. Гарееву С. В. Толоконникову за полезные обсуждения и В. В. Пальчику за помощь в проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Isospin in Nuclear Physics*. Ed. D.H. Wilkinson, N.-H., Amsterdam, 1969.
2. Hansen P.G.— *Adv. Nucl. Phys.*, 1973, v. 7, p. 159.
3. Courtney W.J., Fox J.D.— *At. Data and Nucl. Data Tables*, 1975, v. 15, p. 141.
4. In: *Proc. Intern. Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions*, Osaka, 1980. Eds. H. Ikegami, M. Muraoka. Osaka University, 1980; — In: *Proc. 4th Intern. Conf. on Nuclei far from Stability*. Helsingør, 1981; CERN 81-09, Geneva, 1981.
5. Franzini P., Radikati L.A.— *Phys. Lett.*, 1963, v. 6, p. 322.
6. Ikeda K. e.a.— *Phys. Lett.*, 1963, v. 3, p. 271; Fujita J., Ikeda K.— *Nucl. Phys.*, 1965, v. 67, p. 145; *Progr. Theor. Phys.*, 1966, v. 36, p. 288.
7. Gabrakov S.I. e.a.— *Phys. Lett. B*, 1971, v. 36, p. 275; Иванова С. П., Кулиев А. А., Саламов Д. И.— *Ядерная физика*, 1976, т. 24, с. 278; *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1977, т. 41, с. 131.
8. Гапонов Ю. В., Лютоостанский Ю. С.— *ЯФ физика*, 1974, т. 19, с. 62.
9. Gabrakov S.I., Pyatov N.I.— In: *Proc. Symp. on Nucleons and Weak Interactions*. Eds. B. Eman, D. Tadic. Zagreb, 1974.
10. Гапонов Ю. В., Лютоостанский Ю. С.— *ЭЧАЯ*, 1981, т. 12, с. 1324.
11. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
12. Auerbach N. e.a.— *Rev. Mod. Phys.*, 1972, v. 44, p. 481; Lane A.M., Mekjian A.Z.— *Adv. Nucl. Phys.*, 1973, v. 7, p. 97; Shlomo S.— *Rep. Progr. Phys.*, 1978, v. 41, p. 957; Урян М. Г.— *ЭЧАЯ*, 1980, т. 11, с. 991.
13. Ходель В. А., Фаянс С. А.— *Ядерная физика*, 1970, т. 12, с. 717.
14. Фаянс С. А., Ходель В. А.— *Письма в ЖЭТФ*, 1973, т. 17, с. 633.
15. Саперштейн Э. Е. и др.— *ЭЧАЯ*, 1978, т. 9, с. 221; Fayans S.A. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 317, p. 424; Khodel V.A., Saperstein E.E.— *Nucl. Phys. A*, 1980, v. A348, p. 261.
16. Бунатия Г. Г., Микулинский М. А.— *Ядерная физика*, 1965, т. 1, с. 38; Бунатия Г. Г.— Там же, 1966, т. 4, с. 707.
17. Woschnacki Z., Holban I.M., Mikhailov I.N.— *Nucl. Phys. A*, 1967, v. A97, p. 33; Беляев В. В., Михайлов И. Н. Отдельные вопросы теории ядра. Приложение к русскому переводу книги: А. Лейн. Теория ядра. М.: Атомиздат, 1967.
18. Bäckman S.-O. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 321, p. 10.
19. Skyrme T.H.R.— *Nucl. Phys.*, 1959, v. 9, p. 615; Vautherin D., Brink D.— *Phys. Rev. C*, 1972, v. 5, p. 626.
20. Фомин Б. А., Эфрос В. Д.— *Ядерная физика*, 1981, т. 34, с. 587.
21. Blaizot J.P.— *Phys. Lett. B*, 1976, v. 60, p. 435; Bäckman S.O. e.a.— *Ibid.*, 1975, v. 56, p. 209; Krewald S. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1977, v. 281, p. 166.
22. Hamamoto I., Siemens P.— *Nucl. Phys. A*, 1976, v. 269, p. 199.
23. Krewald S. e.a.— *Phys. Rev. Lett.*, 1981, v. 46, p. 103.
24. Brown G.E. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1979, v. 330, p. 290.
25. Платонов А. П.— *Ядерная физика*, 1981, т. 34, с. 612.
26. Саперштейн Э. Е., Ходель В. А.— *ЖЭТФ*, 1981, т. 81, с. 22; Khodel V. A., Saperstein E. E. *Phys. Rept.*, 1982, v. 92, p. 183.
27. Ходель В. А.— *Ядерная физика*, 1974, т. 19, с. 792.
28. Саперштейн Э. Е., Ходель В. А.— *Ядерная физика*, 1967, т. 6, с. 256.
29. Мигдал А. Б. *ЖЭТФ*, 1971, т. 61, с. 2209; 1972, т. 63, с. 1993; — *Nucl. Phys.*, 1973, v. 210A, p. 421.
30. Мигдал А. Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М., Наука, 1978; Migdal A.B.— *Rev. Mod. Phys.*, 1978, v. 50, p. 107.
31. Борзов И. Н. и др.— *ЭЧАЯ*, 1981, т. 12, с. 848.
32. Саперштейн Э. Е., Троицкий М. А.— *Ядерная физика*, 1975, т. 22, с. 257; *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1976, т. 40, с. 95.
33. Speth J. e.a.— *Nucl. Phys. A*, 1980, v. 343, p. 382.
34. Meyer-ter-Vehn J.— *Phys. Rept.*, 1981, v. 74, p. 323; Oset E. e.a.— *Phys. Rept.*, 1982, v. 83, p. 281.

35. Bohr A., Mottelson B.R. — Nuclear Structure. v. 1. N.Y., Benjamin, 1969; v. 2, 1975; Bohigas O. e.a. — Phys. Rept., 1979, v. 51, p. 267; Suzuki T. — Phys. Lett. B, 1981, v. 104, p. 92; — Nucl. Phys. A, 1982, v. 379, p. 110; Bertsch G. e.a. Phys. Rev. C, 1981, v. 24, p. 533; Nakayama K. e.a. — Phys. Lett. B, 1982, v. 114, p. 217; Horen D.Y. e.a. — Phys. Lett. B, 1981, v. 99, p. 383; Auerbach N. e.a. — Phys. Lett. B, 1981, v. 106, p. 347.
36. Толоконников С. В., Фаянс С. А. — В кн.: Тезисы докладов XXXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.— Л., Наука, с. 155; Пятов Н. И., Фаянс С. А. — В кн.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. V Семинар, М., 15—17 июня 1981. М., Наука, 1981, 253.
37. Бирбраир Б. Л. и др. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 625; Пальчик В. В. и др. — Ядерная физика, 1981, т. 34, с. 903; 1982, т. 35, с. 1374.
38. Борзов И. Н., Фаянс С. А. Препринт ФЭИ-1129, Обнинск, 1981.
39. Исаков В. И., и др. Препринт ЛИЯФ № 627, Л., 1980.
40. Angeli I., Csatlos M. — Atomki Közlemenyek, 1978, Bd 20, S.1.
41. Алхазов Г. Д. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т. 42, с. 2218; Negele J.W. e.a. — Comm. Nucl. Part. Phys., 1979, v. 8, p. 135; Hoffman G.W. e.a. — Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1488; Greittlat P. e.a. — Nucl. Phys. A, 1981, v. 364, p. 270.
42. Fayans S.A., Pyatov N.I. — In: Proc. 4th Intern. Confer. on Nuclei far from Stability. Helsingør, 1981. CERN 81-09, p. 287.
43. Beene J.R. — Nucl. Data Sheets, 1978, v. 23, p. 1; Watson J. W e.a. — Phys. Rev., 1981, v. 23, p. 2373.
44. Schiffer J.P., True W.W. — Rev. Mod. Phys., 1976, v. 48, p. 191.
45. Bainum D.E. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1751.
46. Anderson B.D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 699.
47. Horen D.J. e.a. — Phys. Lett. B, 1980, v. 95, p. 27.
48. Gaarde C. e.a. — Nucl. Phys. A, 1981, v. 389, p. 258.
49. Выноградов А. А. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 233.
50. Gaarde C. e.a. — In: Proc. Intern. Confer. on Spin Excitations in Nuclei, Telluride, USA, 1982; In: Proc. Intern. Confer. on Nuclear Structure. Amsterdam, 1982; Preprints NBI, Copenhagen, 1982.
51. Gaarde C. e.a. — Preprint NBI, Copenhagen, 1982.
52. Bertsch G. e.a. — Phys. Rev. C, 1981, v. 24, p. 533.
53. Sagawa H. e.a. — Phys. Lett. B, 1982, v. 113, p. 119.
54. Suzuki T. e.a. — Phys. Lett. B, 1981, v. 107, p. 9.
55. Speth J. e.a. — In: Proc. Intern. Confer. on Spin Excitations in Nuclei. Telluride, USA, 1982.
56. Gaarde C. e.a. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 334, p. 248.
57. Osterfeld F. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, p. 11.
58. Пятов Н. И. и др. — ЯФ, 1979, т. 29, с. 22; 1981, т. 34, с. 600.
59. Auerbach N., Nguen van Giai. — Phys. Rev. C, 1981, v. 24, p. 782; Auerbach N., Yeverechyahu A. — Phys. Rev. C, 1982, v. 25, p. 2841.
60. Гареев Ф. А. и др. Препринт ОИЯИ, 1982, P4-82-437, Дубна.
61. Coodman C.D. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1755.
62. Petrovich F. e.a. — Phys. Rev. C, 1980, v. 21, p. 1718.
63. Osterfeld F. — Phys. Rev. C, 1982, v. 26, p. 762.
64. Ericson M. e.a. — Phys. Lett. B, 1973, v. 45, p. 19; Oset E., Rho M. — Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 47; Bohr A., Mottelson B.R. — Phys. Lett. B, 1981, v. 100, p. 10; Brown G.E., Rho M. — Nucl. Phys. A, 1981, v. 372, p. 397.
65. Bertsch G.F., Hamamoto I. — Phys. Rev. C, 1982, v. 26, p. 1323.
66. Horen D.J. e.a. — Phys. Lett. B, 1981, v. 99, p. 383.
67. Sterrenburg W.A. e.a. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p. 1839.
68. Osterfeld F. e.a. — Phys. Lett. B, 1981, v. 105, p. 257.
69. Krmpotic F. e.a. — Nucl. Phys. A, 1980, v. 342, p. 497.
70. Auerbach N. e.a. — Phys. Lett. B, 1981, v. 106, p. 347.
71. McMurray W.R. e.a. — In: Proc. Intern. Confer. Nucl. Structure, Eds. A. Van der Woude, B.J. Verhaar. Amsterdam, 1982, v. 1, p. 75.
72. Delorme J. e.a. — Phys. Lett. B, 1982, v. 115, p. 86.