

ОПИСАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ И «СЛАБЫХ»
СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ
ЯДЕР В РАМКАХ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО
ПОДХОДА

В.А.Родин, М.Г.Урин

Московский инженерно-физический институт, Москва

1. ВВЕДЕНИЕ	976
2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА	982
2.1. Определения	982
2.2. Силовые функции ГР в рамках ПСФ	983
2.3. Оптикомодельное описание затухания одно- и двух- квазичастичных возбуждений	984
2.4. Валентный механизм формирования силовых функ- ций	986
2.5. Низкоэнергетический предел силовой функции ГР в холодных и нагретых ядрах	988
2.6. Учет спаривания нуклонов в описании силовых функ- ций ГР	990
3. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ НАБЛЮДАЕМЫХ	993
3.1. Радиационные силовые функции	993
3.2. Средняя полная радиационная ширина компаунд- состояний	995
3.3. Интенсивности слабого смешивания компаунд- состояний	996
3.4. Валентный механизм формирования интенсивно- стей «слабых» $c - c'$ -переходов	997
4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАС- ЧЕТОВ	998
4.1. Выбор параметров модели	998
4.2. Результаты расчетов	1000
5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1007
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1007

ОПИСАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ И «СЛАБЫХ» СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР В РАМКАХ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА

В.А.Родин, М.Г.Урин

Московский инженерно-физический институт, Москва

Предложен и на большом числе примеров реализован полумикроскопический подход к описанию $E1$ - и $M1$ -радиационных, а также «слабых» силовых функций компаунд-состояний ядер (под слабыми переходами понимается смешивание компаунд-состояний противоположной четности). Подход основан на использовании приближения случайной фазы с точным учетом одночастичного континуума и на феноменологическом описании затухания квазичастиц в терминах мнимой части оптического потенциала. В случае переходов между компаунд-состояниями используется температурная версия указанного подхода, а в случае переходов на основное или низковозбужденные состояния — его обобщение на случай учета спаривания нуклонов. Единственным феноменологическим параметром модели является интенсивность мнимой части оптического потенциала, которая для каждого ядра находится путем сравнения расчетной и экспериментальной величин полной радиационной ширины нейтронных резонансов. Остальные параметры модели выбираются из независимых данных. Результаты расчетов сравниваются с соответствующими экспериментальными данными.

A semimicroscopical approach is formulated and applied for a number of nuclei to describe quantitatively photon and «weak» strength functions of nuclear compound states corresponding to neutron resonances («weak transitions» imply the P -odd mixing of the compound states with opposite parity). The approach is based on the semimicroscopical consideration of the low-energy «tail» of the corresponding giant resonances by means of both the continuum-RPA description of particle-hole states and phenomenological description of quasiparticle damping within the framework of an optical model. The temperature version of the approach is used to describe compound-to-compound transitions, whereas the transitions to the ground and low-lying states of nuclei are described with the use of the approach extended to the case of taking nucleon pairing into consideration. The single adjustable parameter determining the strength of the single-quasiparticle damping is found for each nucleus by the comparison of the calculated and experimental values of the mean total radiative width of neutron resonances. The calculation results, concerned with root-mean-squared matrix elements of the parity-violating nuclear mean field and the $E1$ and $M1$ strength functions corresponding to the gamma-decay of neutron resonances, are compared with experimental data.

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к теоретической интерпретации свойств ядерных состояний с энергией возбуждения $E_x \sim B$ (B — энергия связи нуклона) обусловлен в

значительной мере большим объемом экспериментальной информации, накопленной в результате изучения разнообразных ядерных реакций вблизи порога вылета нуклона (см., например, [1,12]). При этом квазистационарные состояния с $E_x > B$ проявляются в соответствующих сечениях как резонансы составного ядра, вследствие чего эти ядерные уровни часто называют компаунд-состояниями (КС).

Помимо нейтронных силовых функций, к наиболее важным характеристикам КС можно отнести парциальные радиационные ширины, пропорциональные вероятностям распада данного КС на различные конечные состояния ядра. Значения этих ширин могут быть получены из анализа спектра первичных γ -квантов, испускаемых в процессе радиационного захвата резонансных нейтронов ядрами (см., например, [2]). При небольших (порядка 1–3 МэВ) энергиях γ -квантов, когда структура конечных состояний столь же сложна, что и структура исходного состояния, говорят о $c - c'$ -переходах (сокращение от «compound-to-compound»). В другом предельном случае, когда энергия γ -квантов $\omega \sim B$ и радиационный распад исходного КС идет на основное или низковозбужденные состояния ядра с относительно простой структурой, говорят о $c - s$ -переходах (сокращение от «compound-to-simple»). Приблизительной границей перехода от простых состояний к КС можно считать энергию возбуждения, при которой становится возможным статистическое описание ядерных состояний в терминах плотности уровней, температуры и т.д.

Интегральной характеристикой интенсивности γ -распада КС являются средние полные радиационные ширины $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$, по которым имеется систематическая экспериментальная информация [1]. Дифференциальной характеристикой указанной интенсивности является фотонная силовая функция: $s_\gamma(\omega) = \Gamma_\gamma(\omega)/d_c$ (d_c^{-1} — плотность исходных КС, $\Gamma_\gamma(\omega)$ — средняя парциальная радиационная ширина, отвечающая заданному конечному состоянию ядра). Как правило, из экспериментальных интенсивностей электромагнитных переходов извлекают $E1$ - и $M1$ -силовые функции, ввиду доминирования дипольной моды в радиационном распаде КС. В случае $c - s$ -переходов для ряда среднетяжелых ядер имеется экспериментальная информация относительно величин $s_{E1}(\omega)$ [2], а для нескольких ядер с $A \sim 100$ также относительно величин $s_{M1}(\omega)$ [3–5]. Существенно более скудной является экспериментальная информация об интенсивностях электромагнитных $c - c'$ -переходов [7–9].

Другой характеристикой КС, которая извлекается из анализа рассеяния поляризованных нейтронов ядрами, является интенсивность слабого смешивания компаунд-состояний противоположной четности (см. [10–16]). В среднетяжелых ядрах основным источником этого смешивания является несохраняющая пространственную четность часть среднего поля ядра $\hat{V}_w = \sum_a V_w(a)$. Указанная интенсивность характеризуется либо величиной среднего квадрата матричного элемента M_w^2 от поля \hat{V}_w между волновыми функциями КС, либо соответствующей силовой функцией $\Gamma_w^1 = 2\pi M_w^2/d_c$.

Слабое смешивание КС можно рассматривать как слабые $c - c'$ -переходы ($c \omega = 0$) по аналогии с электромагнитными $c - c'$ -переходами. Действительно, общей чертой указанных переходов является то, что они индуцированы одночастичными полями (соответственно \hat{V}_w и $\hat{V}_{E1,M1}$) и поэтому происходят только в меру связи частично-дырочных и многоквaziчастичных конфигураций. Вследствие этого такие переходы могут быть описаны в терминах частично-дырочных силовых функций (силовых функций гигантских резонансов), взятых в низкоэнергетическом пределе, т.е. при энергиях ω , много меньших энергии D соответствующего гигантского резонанса (0^- и $1^-, 1^+$). Таким образом, совместный анализ упомянутых силовых функций представляется полезным с точки зрения расширения области экспериментальных данных, которые могут быть сопоставлены с результатами вычислений, выполненных в рамках единой теоретической схемы.

Теоретическая интерпретация интенсивностей $c - c'$ - и $c - s$ -переходов фактически является тестом ядерных моделей, претендующих на описание структуры высоковозбужденных состояний ядер. На первый взгляд, основой для такого описания может служить оболочечная модель. Задавшись некоторой параметризацией взаимодействия квазичастиц и отвлекаясь от существования одночастичного континуума, волновые функции и энергии КС в принципе можно найти как результат решения соответствующей диагонализационной задачи. Рассматривая для определенности нечетные ядра, представим волновые функции точных состояний ядра в виде суперпозиции одно-, трех-, пяти- ... квазичастичных конфигураций с фиксированными значениями J^π :

$$|c\rangle = \sum_1 b_1^c |1\rangle + \sum_3 b_3^c |3\rangle + \sum_5 b_5^c |5\rangle + \dots \quad (1)$$

Трехквaziчастичные конфигурации в (1) могут включать однофононные состояния, пятиквaziчастичные — одно- и двухфононные состояния и т.д. Для матричного элемента $\langle c' | \hat{V} | c \rangle$ имеем

$$\langle c' | \hat{V} | c \rangle = \sum_{i,j} b_i^{c'} * b_j^c \langle i | \hat{V} | j \rangle. \quad (2)$$

В случае одночастичного оператора \hat{V} слагаемое в сумме (2) с $i = j = 1$ определяет так называемый валентный вклад, а остальные слагаемые — статистический вклад. Матричный элемент $\langle 0 | \hat{V} | c \rangle$, отвечающий распаду в основное состояние, определяется только валентным механизмом и вкладом слагаемого с $j = 3$, соответствующего состоянию «нечетная частица + фонон». Разложение (2) удобно использовать для оценок величин среднеквадратичных матричных элементов $M_V = \left(\overline{|\langle c' | \hat{V} | c \rangle|^2} \right)^{1/2}$ (черта обозначает усреднение по большому числу состояний c и c'). Например, воспользовавшись предположением

о статистической независимости наборов коэффициентов $\{b_i\}$, отвечающих различным c , можно прийти к следующему результату: $M_V \sim V_{s,p}/\sqrt{N}$ (см., например, [17–19]), где $V_{s,p}$ — характерная величина матричного элемента между одночастичными оболочечными состояниями, $N \gg 1$ — число так называемых «главных» компонент волновой функции (1) (компонент, дающих основной вклад в нормировку волновой функции). Отсюда непосредственно следует утверждение о доминировании статистического механизма формирования интенсивности $c - c'$ -переходов над валентным (в меру величины N). Однако такие оценки не могут заменить количественный анализ, который вряд ли может быть осуществлен на основе (1) в силу гигантской размерности базиса соответствующей диагонализационной задачи. В известном смысле этот метод и бессодержателен из-за необходимости использовать большое число феноменологических параметров, характеризующих интенсивность и структуру эффективных сил, используемых в этой задаче. Заметим, что попытки количественной интерпретации интенсивностей $c - c'$ -переходов, предпринятые в работах [20], привели авторов к заключению о возможности доминирования валентного механизма в некоторых ядрах. Таким образом, в литературе существуют различные мнения о том, какой из указанных механизмов доминирует.

Хорошо известно, что вследствие принципа детального равновесия радиационные силовые функции для распада КС в основное (возбужденное) состояние ядра пропорциональны силовым функциям соответствующих ГР, построенных на конечном состоянии. Количественная интерпретация этих силовых функций требует расчета средней ядерной поляризуемости (точнее, ее мнимой части), которая соответствует периодическому внешнему полю, действующему на ядро в основном (возбужденном) состоянии (см., например, [21]). В этой связи отметим расчеты $E1$ - и $M1$ -силовых функций в окрестности энергии максимума D соответствующего гигантского резонанса, построенного на основном состоянии ядра (см. [22–28] и ссылки в них). Исходным здесь является приближение случайной фазы (ПСФ), в рамках которого гигантским резонансам отвечают в большей или меньшей степени коллективизированные конфигурации типа частица – дырка (1^- и 1^+ соответственно). В свою очередь, здесь наиболее продвинутыми можно считать подходы, позволяющие точно учитывать вклад состояний непрерывного спектра, используя формализм одночастичных функций Грина в координатном представлении [23–25]. Что касается описания возбуждений типа частица – дырка в нагретых ядрах (отвечающих гигантским резонансам, построенным на КС), то соответствующая модификация уравнений ПСФ на основе термополевой динамики разрабатывается в настоящее время в работах [29, 30]. В практических вычислениях, как правило, используются уравнения ПСФ с температурной модификацией чисел заполнения (см., например, [31, 32]).

Следующим этапом в интерпретации силовых функций КС является описание связи формирующих ГР конфигураций типа частица – дырка (входных состояний) с многоквaziчастичными состояниями. Именно за счет этой связи и формируются фотонные силовые функции КС. Возможны два способа учета указанной связи: микроскопический и феноменологический. Первый способ, как правило, используемый для описания силовой функции в непосредственной окрестности максимума ГР, построенного на основном состоянии ядра, состоит в учете связи входных состояний с ограниченным числом конфигураций типа 2 частицы — 2 дырки (см., например, [26, 27] и ссылки в этих работах). Такой подход является, по сути, способом модельного построения волновой функции, аналогичной (1). В работах [33–35] предпринята попытка описания на данной основе силовых функций радиационных $c-s$ -переходов. Однако в указанных подходах остается невыясненным вопрос, в какой мере абсолютная величина и энергетическая зависимость расчетных силовых функций зависит от ограничения базиса многочастичных конфигураций. В работе [36] была предпринята попытка интерпретации тонкой структуры распределения $E1$ -силы в ядре ^{140}Ce в рамках квазичастично-фононной модели. Несмотря на достаточно широкий базис, включающий одно-, двух- и трехфононные конфигурации, отличие расчетного распределения от экспериментального довольно заметно.

Модели, базирующиеся на феноменологическом учете связи входных состояний со сложными конфигурациями, как правило, используют лоренцевскую аппроксимацию для $S(\omega)$ во всем интервале значений энергии возбуждения ω (см., например, [37–41]), с энергией максимума, совпадающей с соответствующим экспериментальным значением. Параметры, характеризующие зависимость ширины ГР от энергии возбуждения ($\Gamma_g = \alpha\omega^2$ [37, 38] или $\Gamma_g = \text{const}$ [40, 41]), также извлекаются из экспериментального значения ширины области максимума ГР. Для описания силовой функции ГР в нагретых ядрах либо используется та же параметризация, что и для холодного ядра [40, 41], либо энергетическое поведение ширины модифицируется в соответствии с описанием затухания нулевого звука в бесконечной ферми-системе: $\Gamma_g = \alpha(\omega^2 + (2\pi t)^2)$ [37, 38]. Хотя в подобных моделях отсутствуют свободные параметры, их предсказания становятся довольно неопределенными в случае ГР, для которых экспериментальные значения энергии максимума и ширины известны недостаточно надежно (например, 0^- ГР). Кроме того, очевидно, что процедура использования единой аппроксимации силовой функции теоретически не обоснована, когда рассматриваются энергии ω , много меньшие энергии максимума ГР. В важном случае $E1$ $c-s$ -переходов такая параметризация не учитывает ряда структурных эффектов в формировании силовой функции, таких, как существование валентного механизма, «пигми»- $E1$ ГР, гросс-структуры $E1$ ГР, сильной связи $E1$ ГР с квадрупольными фононами в немагических ядрах, спаривания нуклонов,

приводящего, в частности, к пороговой зависимости $\Gamma_g(\omega)$. В случае феноменологического описания $c - c'$ -переходов, которые формируются за счет одного-двух частично-дырочных переходов, игнорируется индивидуальная для каждого ядра структура границы Ферми. Эта же критика справедлива и в отношении полуклассических моделей [42–44], базирующихся на том или ином варианте квантового аналога кинетического уравнения Власова—Ландау, в котором связь простых конфигураций со сложными описывается в терминах квантового интеграла столкновений (кроме того, представляется необоснованным учет в указанных работах «средней тепловой энергии электромагнитного поля в нагретом ядре»).

Что касается микроскопического описания релаксации возбуждений типа частица – дырка в нагретых ядрах, то пока не сформулирован достаточно последовательный метод учета связи указанных состояний с многочастичными конфигурациями. Именно в меру этой связи в рамках статистического механизма реализуются переходы между КС под действием внешнего одночастичного поля. Другими словами, в меру этой связи существуют низкоэнергетические (вплоть до $\omega = 0$) «хвосты» гигантских резонансов в нагретых ядрах. Тем не менее в современной литературе, посвященной проблеме теоретической интерпретации величин M_w , существуют работы, имеющие дело с разложением (1) либо для введения понятия «главных» компонент волновых функций КС [45], либо для описания решений диагонализационной задачи на модельном базисе $0\hbar\omega$ -состояний [46, 47]. Расчеты величин M_w проведены в каждом из этих подходов только для одного компаунд-ядра (^{233}Th [45] и ^{239}U [47]), что не дает возможности судить о преимуществах каждого из этих подходов в описании всего существующего массива экспериментальных данных относительно интенсивностей $c - c'$ -переходов. К недостаткам указанных работ можно отнести, во-первых, использование взаимодействия в канале частица–дырка (в параметризации Ландау—Мигдала) в качестве остаточного двухчастичного взаимодействия, т.е. для описания канала распада «один в три» (в терминах теории бесконечных ферми-систем). Во-вторых, и это представляется более важным, работы [45–47] содержат слишком упрощенное описание влияния соответствующего гигантского резонанса, которое, как уже отмечалось выше, и является определяющим фактором в формировании интенсивностей как $c - s$ -, так и $c - c'$ -переходов под действием одночастичных полей.

В настоящей работе излагается содержание и ряд приложений подхода, являющегося в определенном смысле промежуточным между феноменологическими и микроскопическими подходами и потому названного полумикроскопическим. Суть данного подхода, предложенного в работах [24, 48] и развитого в последующих работах [49–53], заключается в использовании приближения случайной фазы для описания формирующих ГР конфигураций типа частица – дырка и феноменологическом описании связи указан-

ных конфигураций с многочастичными. В большинстве приложений подхода указанная связь описывается в терминах мнимой части оптического потенциала для частиц и дырок. Пионерской здесь является работа [22], в которой в применении к описанию силовой функции $E1$ ГР уравнения ПСФ решались на ограниченном (дискретном и квазидискретном) базисе частично-дырочных конфигураций. При этом авторам удалось избежать введения мнимого потенциала в уравнения ПСФ. Такое введение оказалось «платой» за учет одночастичного континуума в уравнениях ПСФ при описании силовых функций в окрестности максимума ГР [24,25]. Избежать использования мнимого потенциала в уравнениях ПСФ оказалось возможным в двух случаях: при описании вклада валентного механизма в силовую функцию $S_\gamma(\omega)$ для $E1$ -переходов [55] и при описании низкоэнергетических «хвостов» ГР [48–54]. Такое описание, как указано выше, является необходимым для интерпретации силовых функций $c - s$ - и $c - c'$ -переходов.

В разд. 2 приведены основные соотношения полумикроскопического подхода и его температурной версии. В разд. 3 даны расчетные формулы для силовых функций $c - s$ - и $c - c'$ -переходов. Выбор параметров модели, результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными для ряда ядер приведены в разд. 4. В заключении обсуждаются полученные результаты, а также перспективы дальнейших исследований.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ПОДХОДА

2.1. Определения. Поляризуемость ядра, находящегося в некотором состоянии $|i\rangle$ с энергией \mathcal{E}_i под действием слабого периодического во времени поля $\hat{V} \exp(-i\frac{\omega}{\hbar}t) + (h.c.)$, равна

$$\mathcal{P}_V(\omega) = \sum_c |(\hat{V})_{ci}|^2 \left[\frac{1}{\omega - \mathcal{E}_c + \mathcal{E}_i + i\delta} - \frac{1}{\omega + \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_i - i\delta} \right], \quad (3)$$

где индекс c нумерует состояния ядра $|c\rangle$ с энергией \mathcal{E} .

Силовая функция, отвечающая указанному полю, пропорциональна мнимой части поляризуемости

$$\mathcal{S}_V(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im } \mathcal{P}_V(\omega) \quad (4)$$

и определяет вероятность возбуждения ядра внешним полем \hat{V} в единичный энергетический интервал вблизи энергии $\mathcal{E}_i + \omega$. При больших энергиях возбуждения имеет смысл рассматривать усредненную по энергетическому интервалу $I \gg d_c$ силовую функцию КС

$$S_V(\omega) = \overline{|\langle \hat{V} \rangle_{c0}|^2} d_c^{-1}, \quad (5)$$

где черта обозначает указанное усреднение, d_c^{-1} — плотность состояний при энергии $\mathcal{E}_i + \omega$.

2.2. Силовые функции ГР в рамках ПСФ. Как указано во введении, существенным элементом полумикроскопического подхода является использование ПСФ для описания конфигураций типа частица – дырка. Формулировка ПСФ в терминах функции Грина уравнения Шредингера, описывающего движение нуклона в среднем поле ядра, позволяет включить в рассмотрение полный базис частично-дырочных конфигураций. Этот вариант ПСФ называют приближением случайной фазы с точным учетом одночастичного континуума (КПСФ). Использование КПСФ как элемента полумикроскопического подхода позволяет описывать частично-дырочные возбуждения при энергиях, существенно отличающихся от их реальных оболочечных значений (или, другими словами, учитывать значительный «сход квазичастиц с массовой поверхности»). Ниже уравнения КПСФ приведены в форме, принятой в теории конечных ферми-систем [21]. Чтобы по возможности упростить изложение, в этом разделе указанные уравнения приведены в схематическом виде. Расчетные формулы для наблюдаемых величин, полученные на основе этих соотношений, приведены в разд. 3.

В рамках ПСФ поляризуемость и силовая функция, отвечающие одночастичному полю $\hat{V} = \sum_a V(x_a)$ (x_a — совокупность координат нуклона, включая спиновые и изоспиновые переменные), равны

$$P_V^{(0)} = \int V(x) A^{(0)}(x, x'; \omega) \tilde{V}(x', \omega) dx dx'; \quad S_V^{(0)}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} P_V^{(0)}(\omega). \quad (6)$$

Здесь $A^{(0)}(x, x'; \omega)$ — свободная функция отклика (частично-дырочный пропагатор), $\tilde{V}(x', \omega)$ — эффективное поле, отличающееся от внешнего за счет поляризационных эффектов, обусловленных взаимодействием квазичастиц в канале частица – дырка $F(x, x')$. Уравнение для эффективного поля имеет вид

$$\tilde{V}(x, \omega) = V(x) + \int F(x, x_1; \omega) A^{(0)}(x_1, x_2; \omega) \tilde{V}(x_2, \omega) dx_1 dx_2. \quad (7)$$

При рассмотрении задач, связанных с вылетом нуклона или со значительным «сходом квазичастиц с массовой поверхности», удобно использовать альтернативное представление для силовой функции, которое следует из (6), (7):

$$S_V^{(0)}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int \tilde{V}^+(x, \omega) A^{(0)}(x, x'; \omega) \tilde{V}(x', \omega) dx dx'. \quad (8)$$

Пусть $H(x) = T + U(x)$ — одночастичный гамильтониан, где $U(x)$ — среднее поле ядра; $\phi_\nu(x)$ — волновые функции связанных состояний нуклона с энергией ε_ν , удовлетворяющие уравнению $(H(x) - \varepsilon_\nu)\phi_\nu(x) = 0$,

$g^{(0)}(x, x'; \varepsilon)$ — функция Грина этого уравнения: $(H(x) - \varepsilon)g^{(0)}(x, x'; \varepsilon) = -\delta(x - x')$. Использование функции Грина $g^{(0)}$ позволяет учесть полный базис частично-дырочных конфигураций, формирующих функцию отклика $A^{(0)}$ (рассматриваются ядра без спаривания нуклонов):

$$A^{(0)}(x_1, x_2; \omega) = \sum_{\nu} n_{\nu} \phi_{\nu}^*(x_1) \phi_{\nu}(x_2) (g_0(x_1, x_2; \varepsilon_{\nu} + \omega) + \quad (9) \\ + g_0(x_1, x_2; \varepsilon_{\nu} - \omega)),$$

где n_{ν} — числа заполнения одночастичных состояний, причем химпотенциал μ определяется условием $\sum_{\nu} n_{\nu} = N$.

В задачах, где существованием одночастичного континуума пренебрегается, т.е. базис частично-дырочных конфигураций ограничен только состояниями дискретного (и квазидискретного) спектра, используют альтернативное представление свободной функции отклика (λ -представление):

$$A^{(0)}(x_1, x_2; \omega) = \sum_{\nu, \lambda} \phi_{\lambda}^*(x_1) \phi_{\lambda}(x_2) \phi_{\nu}^*(x_2) \phi_{\nu}(x_1) A_{\lambda, \nu}^{(0)}; \quad (10) \\ A_{\lambda, \nu}^{(0)} = \frac{n_{\lambda} - n_{\nu}}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} - \omega}.$$

Заметим, что если базис состояний ϕ_{ν} полный, т.е. включает и все состояния непрерывного спектра, то представление (10) является точным и эквивалентным выражению (9) в силу соответствующего спектрального представления для функции Грина $g_0(x_1, x_2; \varepsilon)$. Иногда удобно также использовать для $A_{\lambda, \nu}^{(0)}$ в (10) представление, в котором явно введены энергии одночастичных и однодырочных возбуждений:

$$A_{\lambda, \nu}^{(0)} = - \left\{ \frac{(1 - n_{\lambda})n_{\nu}}{E_{\lambda} + E_{\nu} - \omega} + \frac{(1 - n_{\lambda})n_{\nu}}{E_{\lambda} + E_{\nu} + \omega} \right\}, \quad (11)$$

где $E_{\nu, \lambda} = |\varepsilon_{\nu, \lambda} - \mu|$. Только первое слагаемое в этом представлении имеет полюс по переменной ω .

2.3. Оптикомодельное описание затухания одно- и двухквазичастичных возбуждений. Формализм одночастичных функций Грина для ферми-систем оказался удобным для перехода к описанию затухания одноквазичастичных возбуждений в терминах оптической модели. Усреднение по энергии уравнения Дайсона для указанной величины приводит к уравнению для оптикомодельной функции Грина $g(x, x'; \varepsilon)$ при достаточно общих предположениях о свойствах массового оператора. В λ -представлении этот переход осуществлен в [22], в координатном представлении — в [25]. В последнем случае уравнение для функции g имеет вид

$$(H(x) - iW(\varepsilon - \mu)f_w(x) - \varepsilon)g(x, x'; \varepsilon) = -\delta(x - x');$$

$$W(\varepsilon - \mu) = w(|\varepsilon - \mu|) \operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu), \quad (12)$$

где $W(x, \varepsilon)$ — мнимая часть оптического потенциала, $W(\varepsilon - \mu)$ и $f_w(x)$ — соответственно, ее интенсивность и формфактор. Для описания затухания частиц (дырок) удобно ввести функцию Грина $g^{(p)}(\varepsilon)$ ($g^{(h)}(\varepsilon)$), удовлетворяющую уравнению (12), в котором $W(\varepsilon - \mu) \rightarrow W^{(p)}(\varepsilon - \mu)$ ($W(\varepsilon - \mu) \rightarrow W^{(h)}(\varepsilon - \mu)$), где

$$W^{(p)}(\varepsilon - \mu) = w(|\varepsilon - \mu|)(1 - \theta(\varepsilon - \mu));$$

$$W^{(h)}(\varepsilon - \mu) = -w(|\varepsilon - \mu|)\theta(\varepsilon - \mu). \quad (13)$$

Здесь $\theta(x < 0) = 1$, $\theta(x > 0) = 0$. Физический смысл представления (13) заключается в том, что частицы могут затухать только при $\varepsilon > \mu$, а дырки — при $\varepsilon < \mu$.

Вблизи связанного состояния, т.е. в интервале $|\varepsilon - \varepsilon_\lambda| \ll D_{(\lambda)}$, где $D_{(\lambda)}$ — расстояние между соседними одночастичными уровнями с одинаковыми значениями углового момента и четности, из уравнения (12) следует λ -представление для оптикомодельной функции Грина:

$$g(x, x'; \varepsilon) \simeq \frac{\chi_\lambda(x)\chi_\lambda(x')}{\varepsilon - \varepsilon_\lambda + \frac{i}{2}\Gamma_\lambda^{\downarrow(p,h)}(\varepsilon - \mu)\operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu)},$$

$$\Gamma_\lambda^{\downarrow(p,h)}(\varepsilon - \mu) = W^{(p,h)}(\varepsilon - \mu)\operatorname{sgn}(\varepsilon - \mu) \int \chi_\lambda^2(x)f_w(x)dx. \quad (14)$$

Величина $\Gamma_\lambda^{\downarrow(p,h)}(\varepsilon - \mu)$ имеет смысл ширины затухания квазичастиц за счет их связи с многочастичными конфигурациями. Представление (14) справедливо и вблизи квазисвязанного состояния при условии, что ширина этого состояния для распада в континуум Γ_λ^\uparrow много меньше ширины $\Gamma_\lambda^\downarrow$. Для приложений полумикроскопического подхода, рассмотренных в данном обзоре, это условие предполагается выполненным.

Учет в среднем по энергии связи частично-дырочных конфигураций с многоквазичастичными приводит к модификации среднего частично-дырочного пропагатора. Установить эту связь можно на основе определения точного частично-дырочного пропагатора как свертки двух одночастичных функций Грина для ферми-систем. Соответствующее выражение в λ -представлении, полученное в работе [22], может быть представлено в виде следующей модификации формулы (11):

$$A_{\lambda,\nu}^{(0)} \rightarrow A_{\lambda,\nu} = - \left\{ \frac{(1 - n_\lambda)n_\nu}{E_\lambda + E_\nu - \omega - \frac{i}{2}\Gamma_{\nu\lambda}^\downarrow(\omega)} + \frac{(1 - n_\lambda)n_\nu}{E_\lambda + E_\nu + \omega} \right\}, \quad (15)$$

где $\Gamma_{\nu\lambda}^{\downarrow}(\omega) = \Gamma_{\nu}^{\downarrow(h)}(E_{\lambda} - \omega) + \Gamma_{\lambda}^{\downarrow(p)}(\omega - E_{\nu})$ — ширина затухания частично-дырочной конфигурации $\lambda\nu^{-1}$. Выражение (15) справедливо при $|E_{\lambda} + E_{\nu} - \omega| \ll D$ ввиду ограничения на применимость полюсного представления (14) для средней одночастичной функции Грина. Кроме того, суммирование по состояниям непрерывного спектра с использованием (15) фактически может быть проведено лишь с учетом ограниченного базиса квазистационарных состояний. В рамках этих приближений можно рассчитать силовую функцию ГР на основе соотношений (6), (7) с учетом замены (15). Пример такого расчета в применении к $E1$ ГР дан в [22].

Для произвольной энергии возбуждения ω не удается найти замкнутого выражения для среднего частично-дырочного пропагатора в терминах оптической модели с точным учетом одночастичного континуума. Не вполне корректное выражение, найденное в [25], получается из (9) путем следующей замены:

$$A^{(0)}(x, x'; \omega) \rightarrow A(x, x'; \omega), \quad g^{(0)}(x, x'; \varepsilon_{\nu} + \omega) \rightarrow g(x, x'; \varepsilon_{\nu} + \omega). \quad (16)$$

Здесь оптикомодельная функция Грина вычисляется для «суммарного» значения интенсивности мнимой части оптического потенциала, включающего вклад затухания как частиц, так и дырок: $W_{\Sigma} = W^{(p)}(\varepsilon_{\nu} + \omega - \mu) - W^{(h)}(\varepsilon_{\nu} - \mu)$. Выполненные на основе соотношений (6), (7) с учетом замены (16) расчеты силовых функций различных ГР для ядер в широком интервале атомных масс показали, что наблюдаемые полные ширины ГР воспроизводятся при использовании относительно слабой энергетической зависимости $W(x, \varepsilon)$ [25]. Этот вывод согласуется с результатами анализа оптического потенциала, сделанного на основе описания большого объема экспериментальных данных по нуклон-ядерному рассеянию [56].

2.4. Валентный механизм формирования силовых функций. К валентным относят $c - s$ -переходы, определяемые такой частично-дырочной конфигурацией, которая слабо связана с соответствующим ГР. Примером здесь являются $E1$ $c - s$ -переходы в ядрах, принадлежащих s - или p -резонансам формы, когда s - или p -одночастичные уровни имеют близкую к нулю энергию ($\varepsilon_{\lambda} \simeq 0$). В рамках полумикроскопического подхода выражение для соответствующей части силовой функции ГР следует из соотношений (6), (7) с учетом замены (16) [55]:

$$S_{\lambda\nu}(\omega) = -\frac{1}{\pi} n_{\nu} \operatorname{Im} \int \phi_{\nu}^{*}(x) \tilde{V}^{+}(x, \omega) g(x, x'; \varepsilon_{\nu} + \omega) \tilde{V}(x', \omega) \phi_{\nu}^{*}(x') dx dx'. \quad (17)$$

Здесь ν — квантовые числа однодырочного состояния вблизи энергии Ферми, n_{ν} имеет смысл спектроскопического фактора этого состояния, мнимая часть оптикомодельной функции Грина определяется величиной $W_{\Sigma} \rightarrow W^{(p)}(\varepsilon_{\nu} + \omega)$,

описывающей затухание только одночастичных состояний. Вблизи резонанса формы, когда $\varepsilon_\nu + \omega \simeq \varepsilon_\lambda$, на основании (14), (17) получим приближенное представление для валентной части силовой функции ГР:

$$S_{\lambda\nu}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{n_\nu |V_{\lambda\nu}|^2 \Gamma_\lambda^\downarrow(\varepsilon_\nu + \omega)}{(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu - \omega)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^{\downarrow 2}(\varepsilon_\nu + \omega)}, \quad (18)$$

$\Gamma_\lambda^\downarrow$ — фрагментационная ширина (14). Заметим, что это соотношение согласуется с (5) в предположении, что частично-дырочная конфигурация $\lambda\nu^{-1}$ в среднем представлена в волновой функции КС с весом $|\overline{b_\lambda^c}|^2$ (ср. также с (1)):

$$|\overline{b_\lambda^c}|^2 = \frac{d_c}{2\pi} \frac{\Gamma_\lambda^\downarrow}{(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu - E_c)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^{\downarrow 2}}. \quad (19)$$

Это соотношение хорошо известно в теории силовых функций [57].

Если КС отвечают нейтронным резонансам с квантовыми числами $(\lambda) = \{j_\lambda, l_\lambda\}$ и со средней приведенной (к 1 эВ) шириной $\Gamma_{n(\lambda)}$, отвечающей распаду в состоянии ν^{-1} ядра-продукта, то приведенная нейтронная силовая функция $s_{n(\lambda)} = \Gamma_{n(\lambda)}/d_c$ описывается формулой вида (18):

$$s_{n(\lambda)} = \Gamma_\lambda^\uparrow |\overline{b_\lambda^c}|^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_\lambda^\uparrow \Gamma_\lambda^\downarrow}{(\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu - \omega)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_\lambda^{\downarrow 2}}, \quad (20)$$

где Γ_λ^\uparrow — приведенная ширина для распада квазисвязанного однейтронного состояния в континуум. Отметим, что отношение силовых функций (18) и (19) не зависит от мнимой части оптического потенциала. Поскольку в рамках оптической модели нейтронная силовая функция пропорциональна мнимой части фазы рассеяния нейтрона на оптическом потенциале η : $s_n = \frac{2}{\pi} \eta$ (см., например, [25]), то естественно ожидать, что отношение $S_{\lambda\nu}/\eta_\lambda$ также не зависит от мнимой части оптического потенциала. Это обстоятельство открывает возможность практически безмодельного пересчета приведенной нейтронной силовой функции в валентную часть радиационной силовой функции нейтронных резонансов [25, 55].

По определению вклад валентного механизма в величину матричного элемента $c - c'$ -перехода под действием одночастичного внешнего поля \hat{V} равен

$$\langle c' | \hat{V} | c \rangle_{val} = \int dx V(x) \langle c' | \hat{\Psi}^+(x) | 0 \rangle \langle 0 | \hat{\Psi}(x) | c \rangle, \quad (21)$$

где $\hat{\Psi}(x)$ — оператор уничтожения нуклона в точке x . Средний квадрат матричного элемента (21) можно представить в виде $M_{val}^2 = |V_{\lambda\nu}|^2 |\overline{b_\lambda^c}|^2 |\overline{b_\nu^c}|^2$ только при условии, что энергии состояний c и c' принадлежат, соответственно, окрестности одночастичных состояний λ и ν , и, следовательно,

энергия перехода с изменением четности должна быть порядка $D_{\lambda\nu}$ — энергетического интервала между этими состояниями. В противном случае (например, при описании смешивания КС противоположной четности, когда $\omega = 0$) величину M_{val}^2 следует вычислять более последовательным методом. Этот метод основан на использовании спектрального разложения для одночастичной функции Грина ферми-системы в координатном представлении [25]. Усреднение мнимой части этой функции по энергии приводит к следующему результату:

$$\text{Im } g(x, x', \varepsilon) = -\pi d_c^{-1} \overline{\langle 0 | \hat{\Psi}(x) | c \rangle \langle c | \hat{\Psi}^+(x) | 0 \rangle}, \quad (22)$$

где $\varepsilon - \mu > 0$ — средняя энергия возбуждения состояний $|c\rangle$. На основании (21), (22) получим выражение для M_{val}^2 в терминах мнимой части оптикомодельной функции Грина [24]:

$$M_{\text{val}}^2 = \frac{d_c d_{c'}}{\pi^2} \int \tilde{V}^+(x, \omega) \text{Im } g(x, x', \varepsilon) \tilde{V}(x', \omega) \text{Im } g(x, x', \varepsilon - \omega) dx dx', \quad (23)$$

где эффективное поле $\tilde{V}(x, \omega)$ удовлетворяет уравнению (7). В случае нейтронных резонансов с квантовыми числами (λ) и (ν) ожидается, что отношение $q^2 = \frac{M_{\text{val}}^2}{\Gamma_{n(\lambda)} \Gamma_{n(\nu)}}$ слабо зависит от интенсивности мнимой части оптического потенциала. Такое утверждение было бы точным в случае упомянутых выше $c-c'$ -переходов между компонентами тонкой структуры одночастичных состояний λ и ν и потому нуждается в непосредственной проверке.

2.5. Низкоэнергетический предел силовой функции ГР в холодных и нагретых ядрах. Для относительно небольших энергий возбуждения, таких, что $|D_{\lambda\nu} - \omega| \gg \bar{\Gamma}_{\lambda\nu}^\dagger$ ($D_{\lambda\nu}$ — средняя энергия частично-дырочных конфигураций с фиксированными правилами отбора, а $\bar{\Gamma}_{\lambda\nu}^\dagger$ — средняя релаксационная ширина этих конфигураций), возможен последовательный вывод выражения для средней функции отклика в рамках полумикроскопического подхода. Соответствующее выражение, полученное на основе спектрального разложения для одночастичной функции Грина ферми-системы в координатном представлении, имеет вид [24, 54]:

$$A(x, x', \omega) = A_0(x, x', \omega) + i \text{Im } A(x, x', \omega), \quad (24)$$

$$\text{Im } A(x, x', \omega) = \delta A(x', x, \omega) + \delta A(x', x, -\omega), \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \delta A(x, x', \omega) &= \sum_{\nu} n_{\nu} \phi_{\nu}(x) \phi_{\nu}^*(x') \text{Im } g^{(p)}(\varepsilon_{\nu} + \omega), \\ &-(1 - n_{\nu}) \phi_{\nu}(x) \phi_{\nu}^*(x') \text{Im } g^{(h)}(\varepsilon_{\nu} - \omega). \end{aligned} \quad (26)$$

Из (26) следует, что величина $\delta A(-\omega)$ тождественно равна нулю в холодном ядре. Формальный учет этой величины обеспечивает инвариантность функ-

ции отклика и, следовательно, средней поляризуемости, относительно замены $\omega \rightarrow -\omega$.

Низкоэнергетическую часть силовой функции ГР, имеющей энергию максимума $D > D_{\lambda\nu}$, можно рассчитать на основе соотношений (6), (7), в которых функция отклика $A^{(0)}$ заменена на величину A (25), (26). Если при этом ГР исчерпывает большую часть соответствующей частично-дырочной силы, то фактическим параметром теории возмущений в (25) является отношение

$$\frac{|\int V(x) \operatorname{Im} A(x, x', \omega) V(x') dx dx'|}{|\int V(x) \operatorname{Im} A^{(0)}(x, x', \omega) V(x') dx dx'|} \sim \bar{\Gamma}_{\lambda\nu}^\dagger / (D - \omega) \ll 1.$$

Ввиду этого неравенства в уравнении для эффективного поля (7) можно положить $A = A^{(0)}$. В случае, когда ГР «построен» на основном или низковозбужденном состоянии «сверхтекучего» ядра, соотношения, определяющие функцию отклика, должны быть модифицированы для учета спаривания нуклонов (см. п. 2.6).

В применении к нагретым ядрам с температурой t (отвечающей конечным КС), достаточной для разрушения спаривания, соотношения (25), (26) можно обобщить путем априорного введения температуры в выражения для чисел заполнения и мнимой части оптического потенциала [49–52]:

$$n_\nu \rightarrow \theta_t(\varepsilon_\nu - \mu), \quad \sum_\nu \theta_t(\varepsilon_\nu - \mu) = N, \quad \theta_t(\varepsilon - \mu) \equiv (1 + \exp[(\varepsilon - \mu)/t])^{-1},$$

$$w(|\varepsilon - \mu|) \rightarrow w(|\varepsilon - \mu|, t) = \alpha((\varepsilon - \mu)^2 + (\pi t)^2), \quad (27)$$

$$w^{(p)}(\varepsilon - \mu) = w(|\varepsilon - \mu|, t)(1 - \theta_t(\varepsilon - \mu)),$$

$$w^{(h)}(\varepsilon - \mu) = -w(|\varepsilon - \mu|, t)\theta_t(\varepsilon - \mu),$$

где зависимость $w(|\varepsilon - \mu|, t)$ взята в виде, справедливом для ширины затухания квазичастиц в бесконечной нагретой ферми-системе (см., например, [58]). Прокомментируем приведенные соотношения для среднего частично-дырочного пропагатора и, следовательно, для силовой функции ГР, построенного на компаунд-состояниях.

1) Предложенный способ введения температуры в формулы, полученные для холодного ядра, является физически прозрачным, но, однако, строго не обоснованным.

2) В соответствии со статистической моделью (см., например, [31]) температура, отвечающая конечному для $c - c'$ -переходов состоянию ядра, определяется соотношением $t = \sqrt{U'/a}$, $U' = U - \omega$; $U = E_c - \tilde{\Delta}$, где $U' -$

«тепловая» энергия возбуждения ядра, отвечающая состояниям c' ; $a, \tilde{\Delta}$ — параметры в полуэмпирической формуле для плотности уровней КС [65].

3) Из-за температурного размытия границы Ферми становятся возможными как одночастичные возбуждения с $\varepsilon < \mu$, так и однодырочные возбуждения с $\varepsilon > \mu$. В результате при $t \neq 0$ слагаемое $\delta A(-\omega)$ в выражении (25) отлично от нуля и сравнимо с $\delta A(\omega)$ вплоть до $\omega \simeq \pi t$. При таких ω неприменима известная гипотеза Бринка, поскольку в этом случае величина $\delta A(\omega)$ существенно зависит от структуры границы Ферми.

4) В статическом пределе ($\omega = 0$) ввиду зависимости (27) для $w(|\varepsilon - \mu|, t)$ силовая функция отлична от нуля:

$$S_V \sim \alpha(\pi t)^2 A^{1/3} V_{sp}^2 / D^2. \quad (28)$$

5) Параметр α , являющийся единственным свободным параметром модели, может быть найден для каждого ядра по одной из наблюдаемых характеристик $c - s$ - или $c - c'$ -переходов с тем, чтобы уже без свободных параметров описать другие наблюдаемые в том же ядре. На таком пути можно в какой-то мере учесть ряд эффектов, не рассмотренных в рамках излагаемой версии полумикроскопического подхода, а именно: а) флуктуации в плотности трехквазичастичных состояний, являющихся входными при распаде одноквазичастичных состояний; б) априорное введение температуры в формулы, полученные для холодного ядра; в) возможную интерференцию затухания частиц и дырок, т.е. появления мнимой части усредненного по энергии частично-дырочного взаимодействия.

2.6. Учет спаривания нуклонов в описании силовых функций ГР. Спаривание нуклонов приводит к изменению структуры основного состояния немагических ядер и, следовательно, его учет требует модификации полученных выше соотношений для функции отклика. Ниже спаривание учтено в простейшем варианте теории, эквивалентном модели БКШ, в интересующем нас случае $\omega \gg \Delta$ (Δ — щель в энергетическом спектре квазичастиц). В указанном приближении модификацию соотношений (10), (26) можно получить с помощью известного спектрального разложения для одночастичной функции Грина ферми-системы со спариванием [21]. Наиболее просто выглядит модификация соотношения (26):

$$\delta A(x_1, x_2; \omega) \simeq \text{Im} \sum_{\nu} \phi_{\nu}^*(x_1) \phi_{\nu}(x_2) (v_{\nu}^2 g^{(p)}(x_1, x_2; \mu - E_{\nu} + \omega) - (1 - v_{\nu}^2) g^{(h)}(x_1, x_2; \mu + E_{\nu} - \omega)). \quad (29)$$

Здесь $E_{\nu} = \sqrt{(\varepsilon_{\nu} - \mu)^2 + \Delta^2}$ — энергия квазичастиц (отсчитываемая от химического потенциала μ), $v_{\nu}^2 = \frac{1}{2}(1 - \frac{\varepsilon_{\nu} - \mu}{E_{\nu}})$, $u_{\nu}^2 = 1 - v_{\nu}^2$. Значения величин μ и Δ могут быть найдены из совместного решения следующей системы уравнений модели БКШ [59]:

$$\sum_{\nu} v_{\nu}^2 = N(Z), \quad \sum_{\nu} \frac{1}{E_{\nu}} = \frac{4}{G_{n(p)}}, \quad (30)$$

где $N(Z)$ — число нейтронов (протонов) в ядре, $G_{n(p)}$ — константа, характеризующая силу спаривательного взаимодействия.

Выражение для функции отклика $A^{(0)}$ имеет вид (10), когда величины $A_{\lambda\nu}^{(0)}$ определяются следующим образом:

$$A_{\lambda\nu}^{(0)} = -v_{\nu}^2 u_{\lambda}^2 (E_{\nu} + E_{\lambda} + \omega)^{-1} - v_{\lambda}^2 u_{\nu}^2 (E_{\nu} + E_{\lambda} - \omega)^{-1}. \quad (31)$$

Для того чтобы представить выражение для $A^{(0)}(x_1, x_2; \omega)$ в виде, в котором явное суммирование проводится только по связанным состояниям нуклонов в среднем поле ядра и тем самым точно учитывается вклад одночастичного континуума, положим $E_{\nu} = |\varepsilon_{\nu} - \mu|$ для всех состояний с $|\varepsilon_{\nu} - \mu| > q \cdot \Delta$ ($q \gg 1$ — некоторое число). Тогда на основании (31) с привлечением спектрального представления для функции Грина $g^{(0)}(x_1, x_2; \varepsilon)$ можно получить следующее выражение для $A^{(0)}(x_1, x_2; \omega)$:

$$A^{(0)}(x_1, x_2; \omega) = A_{(1)}^{(0)}(x_1, x_2; \omega) + A_{(2)}^{(0)}(x_1, x_2; \omega), \quad (32)$$

$$\begin{aligned} A_{(1)}^{(0)}(x_1, x_2; \omega) = & \sum_{\nu} \phi_{\nu}^*(x_1) \phi_{\nu}(x_2) \times \\ & \times \left\{ \theta(\varepsilon_{\nu} - \mu + q\Delta) \left[g^{(0)}(x_1, x_2; \varepsilon_{\nu} + \omega) + g^{(0)}(x_1, x_2; \varepsilon_{\nu} - \omega) \right] + \right. \\ & \left. + v_{\nu}^2 \theta(|\varepsilon_{\nu} - \mu| - q\Delta) \left[g^{(0)}(x_1, x_2; \mu - E_{\nu} + \omega) + g^{(0)}(x_1, x_2; \mu - E_{\nu} - \omega) \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$A_{(2)}^{(0)}(x_1, x_2; \omega) = \sum_{\nu, \nu'} \phi_{\nu}^*(x_1) \phi_{\nu}(x_2) \phi_{\nu'}(x_1) \phi_{\nu'}^*(x_2) A_{(2)\nu\nu'}^{(0)}, \quad (33)$$

$$\begin{aligned} A_{(2)\nu\nu'}^{(0)} = & \theta(|\varepsilon_{\nu'} - \mu| - q\Delta) \left\{ u_{\nu'}^2 \left[v_{\nu}^2 \theta(|\varepsilon_{\nu} - \mu| - q\Delta) \left((\omega - E_{\nu} - E_{\nu'})^{-1} - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. - (\omega + E_{\nu} + E_{\nu'})^{-1} \right) + \right. \\ & \left. + \theta(\varepsilon_{\nu} - \mu + q\Delta) \left((\omega - E_{\nu'} - \mu + \varepsilon_{\nu})^{-1} - (\omega + E_{\nu'} + \mu - \varepsilon_{\nu})^{-1} \right) \right] - \\ & - \theta(\varepsilon_{\nu} - \mu + q\Delta) \left((\varepsilon_{\nu} + \omega - \varepsilon_{\nu'})^{-1} + (\varepsilon_{\nu} - \omega - \varepsilon_{\nu'})^{-1} \right) - \\ & \left. - v_{\nu'}^2 \theta(\varepsilon_{\nu} - \mu - q\Delta) \left((\mu - E_{\nu'} + \omega - \varepsilon_{\nu})^{-1} + (\mu - E_{\nu'} - \omega - \varepsilon_{\nu})^{-1} \right) \right\}. \end{aligned}$$

Отметим, что в пределе $\Delta \rightarrow 0$ выражение для $A_{(1)}^{(0)}$ переходит в формулу (9), а $A_{(2)}^{(0)} \rightarrow 0$.

В заключение рассмотрим влияние спаривания на параметризацию интенсивности мнимой части оптического потенциала $w(\varepsilon - \mu)$. Эта величина имеет тот же физический смысл, что и ширина затухания квазичастиц в бесконечной ферми-системе. В отсутствие спаривания нуклонов указанную величину можно параметризовать в виде

$$w(\varepsilon - \mu) = \alpha(\varepsilon - \mu)^2 \quad (34)$$

при условии, что $|\varepsilon - \mu| \ll \varepsilon_F$. Естественно, что это соотношение согласуется с (27) при $t = 0$. Имеющиеся данные по систематике оптических потенциалов приводят к следующей параметризации (см., например, [56]):

$$w(\varepsilon - \mu) = \frac{\alpha(|\varepsilon - \mu| - \delta)^2}{1 + (|\varepsilon - \mu| - \delta)^2/B^2}, \quad (35)$$

где «пороговое» значение $\delta = 2 \div 3$ МэВ, а $B = 7 \div 12$ МэВ.

Напомним, что зависимость (34) получают как результат интегрирования по фазовому объему трех квазичастиц, на которые распадается квазичастица с учетом сохранения энергии и импульса, в предположении, что вершину распада $\gamma(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)$ можно заменить на некоторое среднее значение (см., например, [21]):

$$w^p(\varepsilon - \mu) = \int |\gamma(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)|^2 (1 - n_1)(1 - n_2)n_3 \delta(\varepsilon - \varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3) \times \\ \times \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3. \quad (36)$$

Спаривание нуклонов изменяет фазовый объем, доступный для распада квазичастицы, на три:

$$w(\varepsilon - \mu) = \int |\gamma(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)|^2 u_1^2 u_2^2 v_3^2 \delta(\varepsilon - \mu - E_1 - E_2 - E_3) \times \\ \times \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3. \quad (37)$$

В данном выражении можно точно выполнить все интегрирования, кроме одного, так что

$$w(\varepsilon - \mu) = \alpha\theta(3\Delta - (\varepsilon - \mu)) \int_0^{\varepsilon_{\max}} \sqrt{\left(\varepsilon - \mu - \Delta - \sqrt{\varepsilon_1^2 + \Delta^2}\right)^2 - \Delta^2} d\varepsilon_1. \quad (38)$$

Здесь $\varepsilon_{\max} = \sqrt{(\varepsilon - \mu - 2\Delta)^2 - \Delta^2}$. В предельных случаях имеет место следующая энергетическая зависимость ширины:

$$w(\varepsilon - \mu) = \begin{cases} \alpha((\varepsilon - \mu - \Delta)^2 - \frac{3}{2}\Delta^2 - 2\Delta^2 \ln(\frac{2(\varepsilon - \mu)}{\Delta})), & \varepsilon - \mu - 3\Delta \gg \Delta \\ \pi\alpha\Delta(\varepsilon - \mu - 3\Delta), & 0 < \varepsilon - \mu - 3\Delta \ll \Delta. \end{cases} \quad (39)$$

Это же соотношение применимо и к распаду квазидырки (с заменой $\varepsilon - \mu \rightarrow \mu - \varepsilon$).

3. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ НАБЛЮДАЕМЫХ

3.1. Радиационные силовые функции. Соотношения в предыдущем разделе позволяют рассчитать в рамках полумикроскопического подхода приведенные радиационные силовые функции КС

$$K_{E1,M1}(\omega) = s_{E1,M1}(\omega)/\omega^3 \quad (40)$$

согласно следующей формуле:

$$K_{E1,M1}(\omega) = \frac{S_{E1,M1}(\omega)}{k_{E1,M1}}. \quad (41)$$

Здесь $k_{E1} = 9 \cdot 137 \cdot (\hbar c)^2/(4\pi)$, $k_{M1} = 3 \cdot 137 \cdot (mc^2)^2/(4\pi)$, m — масса нуклона; S_{E1} и S_{M1} — силовые функции, соответственно, $E1$ и $M1$ ГР, для расчета которых внешние поля выбирались в виде

$$V_{E1}(x) = -\frac{1}{2}rT_{1100}(\mathbf{n})\tau^{(3)},$$

$$V_{M1}(x) = \frac{1}{2}\{\mu_n(1 + \tau^{(3)}) + (\mu_p - 1/2)(1 - \tau^{(3)})\}T_{1010}(\mathbf{n}), \quad (42)$$

где r — координата нуклона, $T_{JLSM}(\mathbf{n}) = \sum_{m,\mu} C_{Lm1\mu}^{JM} Y_{Lm}(\mathbf{n})\sigma^\mu$ — неприводимый спин-угловой тензор ранга J , $\tau^{(3)}$ и $\sigma^{(3)}$ — соответственно, изоспиновые и спиновые матрицы Паули; $\mu_n = -1, 91$, $\mu_p = 2, 79$. Эффективное взаимодействие квазичастиц в канале частица — дырка выбрано в виде сил Ландау—Мигдала [21]:

$$F(x_1, x_2) = C\{f + f'(\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2) + (g + g'(\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2))(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2)\}\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (43)$$

В расчетах использовались следующие значения силовых параметров: $C = 300$ МэВ \cdot фм³, $f' = 0,88 \cdot (1 + 2,55 \cdot A^{-2/3})$ и два набора спин-спиновых констант: $g = g' = 0,7$ (набор I) и $g = 0,05, g' = 0,96$ (набор II [28]).

Расчеты силовых функций «хвостов» $E1$ и $M1$ ГР в нагретых ядрах проводились согласно следующим формулам, полученным в результате отделения спин-угловых переменных в базисных уравнениях (7) и (8) (в последнем уравнении функция отклика $A^{(0)}$ заменена на величину A (25), (26)):

$$S_{E1}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \sum_{\alpha=n,p} \int \tilde{V}_{E1}^*(r, \omega) \operatorname{Im} A_{110}^\alpha(r, r'; \omega) \tilde{V}_{E1}(r', \omega) dr dr', \quad (44)$$

$$S_{M1}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \sum_{\alpha=n,p} \int \tilde{V}_{M1}^{\alpha*}(r, \omega) \operatorname{Im} A_{101}^\alpha(r, r'; \omega) \tilde{V}_{M1}^\alpha(r', \omega) dr dr', \quad (45)$$

$$\tilde{V}_{E1}(r, \omega) = r + \frac{Cf'}{2r^2} \sum_{\alpha=n,p} \int A_{(110)}^{(0)\alpha}(r, r'; \omega) \tilde{V}_{E1}(r', \omega) dr', \quad (46)$$

$$\tilde{V}_{M1}^\alpha(r, \omega) = M_\alpha + \frac{C}{r^2} \sum_{\alpha'} \int g^{\alpha\alpha'} A_{101}^{(0)\alpha'}(r, r'; \omega) \tilde{V}_{M1}^{\alpha'}(r', \omega) dr', \quad (47)$$

где $M_n = \mu_n$, $M_p = \mu_p - 1/2$, $g^{nn} = g^{pp} = g + g'$; $g^{np} = g^{pn} = g - g'$. Радиальная часть функции отклика следующим образом выражается в терминах оболочечной модели:

$$A_{JLS}^{(0)\alpha}(r, r'; \omega) = \sum_{\lambda(\lambda')} t_{(\lambda)(\lambda')}(JLS) n_\lambda^\alpha \chi_\lambda^\alpha(r) \chi_\lambda^\alpha(r') \times \\ \times [g_{(0)(\lambda')}^\alpha(r, r'; \varepsilon_\lambda + \omega) + g_{(0)(\lambda')}^\alpha(r, r'; \varepsilon_\lambda - \omega)], \quad (48)$$

где $r^{-1} \chi_\lambda^\alpha(r)$ — одночастичные радиальные волновые функции нуклонов, $g_{(0)(\lambda)}^\alpha(r, r'; \varepsilon)$ — функция Грина радиального уравнения Шредингера с потенциалом оболочечной модели, $t_{(\lambda)(\lambda')}(JLS) = (2J + 1)^{-1} |\langle j_\lambda l_\lambda \| T_{JLS} \| j_{\lambda'} l_{\lambda'} \rangle|^2$ — кинематический фактор, $n_\lambda = N_\lambda / (2j_\lambda + 1)$. Мнимая часть радиальной функции отклика в (44), (45) выражается согласно (26) в терминах оболочечной и оптической моделей с учетом замены (27):

$$\operatorname{Im} A_{JLS}^\alpha(r, r'; \omega) = \delta A_{JLS}^\alpha(r, r'; \omega) + \delta A_{JLS}^{\alpha\alpha}(r, r'; -\omega), \quad (49)$$

$$\delta A_{JLS}^\alpha(r, r'; \omega) = \sum_{\lambda(\lambda')} t_{(\lambda)(\lambda')}(JLS) \chi_\lambda^\alpha(r) \chi_\lambda^\alpha(r') \times \quad (50)$$

$$\times [\theta_t(\varepsilon_\lambda - \mu) \operatorname{Im} g_{(\lambda')}^{\alpha(p)}(r, r'; \varepsilon_\lambda + \omega) - (1 - \theta_t(\varepsilon_\lambda - \mu)) \operatorname{Im} g_{(\lambda')}^{\alpha(h)}(r, r'; \varepsilon_\lambda - \omega)],$$

где $g_{(\lambda)}^{\alpha(p,h)}(r, r'; \varepsilon)$ — радиальная оптикомодельная функция Грина. Отметим, что в случае $M1$ -переходов суммирование по (λ') в (48), (50) фактически отсутствует, поскольку $M1$ -возбуждениям холодного ядра отвечают переходы типа спин-флип: $l_{\lambda'} = l_\lambda$, $|j_{\lambda'} - j_\lambda| = 1$.

Для расчета силовой функции «хвоста» $E1$ ГР в ядрах со спариванием также использовались формулы (44), (46), в которых фигурируют $A_{110}^{(0)\alpha}(r, r'; \omega)$ и $\delta A_{110}^\alpha(r, r'; \omega)$, полученные на основе выражений (32) и (29) соответственно (результативно переход к радиальной части функции отклика сводится к замене $x \rightarrow r$ и появлению соответствующего кинематического фактора).

Поскольку характерные энергии $M1$ $c - s$ -переходов порядка энергии максимума $M1$ ГР, то для расчета силовой функции $M1$ ГР необходимо обобщить полумикроскопический подход. Это обобщение было сделано следующим способом. В рамках КПСФ с приближенным учетом спаривания по формулам (45), (47), (32) вычислялась магнитно-дипольная поляризуемость и находились ее полюса ω_g и вычеты в полюсах M_g^2 , которые характеризуют, соответственно, энергию и «силу» 1^+ входных состояний, формирующих $M1$ ГР. Таким образом, в указанном приближении силовая функция имеет вид $S_{M1}^{(0)}(\omega) = \sum_g M_g^2 \delta(\omega - \omega_g)$. Связь входных состояний с многочастичными конфигурациями учитывается феноменологически путем уширения каждого δ -функционального пика (см. также [60], где подобный подход применен к описанию сечений фотонуклонных реакций в области максимума дипольного ГР), так что выражение для силовой функции можно представить в виде

$$S_{M1}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \sum_g M_g^2 \frac{\Gamma_g(\omega)}{(\omega - \omega_g)^2 + \Gamma_g^2(\omega)/4}. \quad (51)$$

Здесь $\Gamma_g(\omega)$ — ширина входного состояния, обусловленная указанной связью. Естественно предположить, что квазичастицы, формирующие состояние g , статистически независимо распадаются на сложные конфигурации. В этом случае

$$\Gamma_g(\omega) = \sum_{ph} P_{ph}^g (\Gamma^p(\omega - E_h) + \Gamma^h(\omega - E_p)), \quad (52)$$

где P_{ph}^g — вероятность найти частично-дырочную конфигурацию ph в состоянии g . Квазичастичные ширины $\Gamma^{p(h)}$ выражаются через мнимую часть оптического потенциала согласно (14), а в их энергетических аргументах учтен эффект «схода квазичастиц с массовой поверхности» [22]. На практике, однако, вычисления согласно (52) не проводились. Вместо этого использовался приближенный метод извлечения величин Γ_g из процедуры сшивки вблизи энергии входного состояния g выражения (51) (с учетом только одного полюса g) с силовой функцией, рассчитанной по формулам, приведенным выше для описания «хвостов» ГР. При этом выбиралось фиктивное малое α с последующим пересчетом к реальному. Энергетическое поведение величины Γ_g моделировалось линейной зависимостью, с аналогичной процедурой определения производной.

Таким образом, так же, как и в случае силовой функции $S_1(\omega \sim B_n)$, для расчета силовой функции $M1$ ГР в рамках полумикроскопического подхода не требуется введения новых, помимо значения α , свободных параметров.

3.2. Средняя полная радиационная ширина компаунд-состояний. Знание величин $s_{E1, M1}(\omega)$ позволяет, в свою очередь, рассчитать значение сред-

ней полной радиационной ширины нейтронных резонансов согласно следующим выражениям:

$$\begin{aligned}\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}} &= \Gamma_{\gamma}^{\text{st}} + \Gamma_{\gamma}^{\text{dir}}, \\ \Gamma_{\gamma}^{\text{st}}(E1, M1) &= 3\rho_0^{-1}(U_n) \int_0^{U_n} s_{E1, M1}(\omega, U_n - \omega) \rho_0(U_n - \omega) d\omega, \\ \Gamma_{\gamma}^{\text{dir}}(E1, M1) &= d_c \sum_s s_{E1, 1}(B_n - E_s),\end{aligned}\quad (53)$$

где $\Gamma_{\gamma}^{\text{st}}$ и $\Gamma_{\gamma}^{\text{dir}}$ обозначают, соответственно, вклад $c - c'$ - и $c - s$ -переходов, $U_n = B_n - \Delta$, B_n — энергия связи нейтрона, $\rho_J(U)$ — плотность уровней с угловым моментом J :

$$\rho_J(U) \sim (2J + 1)(aU^2)^{-1} \exp(2\sqrt{aU}), \quad (54)$$

E_s — энергия возбуждения s -состояния, распад на которое разрешен соответствующим правилом отбора.

Как правило, при вычислении $\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}}$ можно пренебречь вкладом $\Gamma_{\gamma}^{\text{dir}}$ от «прямых» $c - s$ -переходов. Так, оценка вклада прямых переходов $\Gamma_{\gamma}^{\text{dir}}$, основанная на лоренцевской параметризации для величины $s(\omega)$:

$$\Gamma_{\gamma}^{\text{dir}} \simeq 10^{-6} Ad_c \sum_s \left[\frac{(B_n - E_s)^3}{(E_g^2 - (B_n - E_s)^2) E_g} \right]^2 \frac{\Gamma_g}{\text{МэВ}}, \quad (55)$$

приводит к результату, пренебрежимо малому по сравнению с наблюдаемым значением $\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}}$ (для выбора $d_c = 50$ эВ, $\Gamma_g = 4$ МэВ, $E_g = 15$ МэВ, $B_n = 7$ МэВ вклад от одного перехода порядка 0,5 мэВ). Кроме того, для ряда ядер имеет место запрет дипольных переходов в низколежащие состояния вследствие правил отбора по спину и четности. Однако учет указанного вклада может оказаться существенным для ядер с относительно небольшим числом нуклонов, а также для магических и околomagических ядер.

3.3. Интенсивности слабого смешивания компаунд-состояний. Для вычислений матричных элементов M_w слабого смешивания компаунд-состояний использовалось следующее представление для слабого ядерного поля [61]:

$$V_w = \frac{\pi}{2} 10^{-6} \Lambda_N^3 c \{ \xi_n (1 + \tau^{(3)}) + \xi_p (1 - \tau^{(3)}) \} [\sigma \mathbf{p}, \varrho(r)]_+, \quad (56)$$

где $\Lambda_N = \hbar/mc$, \mathbf{p} — импульс нуклона, ϱ — ядерная плотность, нормированная на полное число нуклонов A . Тогда величины M_w^2 и Γ_w^{\downarrow} определяются силовой функцией, соответствующей полю (56):

$$M_w^2 = S_w(\omega = 0, U = U_n) d_c; \quad \Gamma_w^{\downarrow} = 2\pi S_w(\omega = 0, U = U_n). \quad (57)$$

Используя оценку (28) для $S_V(0, U)$ с $D \simeq \varepsilon_F A^{-1/3}$ ($\varepsilon_F \simeq 40$ МэВ), $\alpha \simeq 0,1$ МэВ $^{-1}$, $t \simeq 0,5$ МэВ и амплитуду поля (56) с $\xi = 1$, $p \simeq p_F = \sqrt{2m\varepsilon_F}$, получим: $S_w \sim 10^{-8}$ эВ = 10 нэВ.

Отделение спин-угловых и изоспиновых переменных в базисных соотношениях (26), (8) с использованием выражения для поля V_w (56) в сферической системе координат приводит к следующему представлению для величины S_w :

$$S_w = \sum_{\beta=n,p} s_w^\beta \cdot \xi_\beta^2,$$

$$s_w^\beta = \frac{2}{\pi} e_w^2 \operatorname{Im} \int dr dr' \sum_{\lambda\lambda'} t_{(\lambda)(\lambda')} \chi_\lambda^\beta(r) \hat{L}_{(\lambda)(\lambda')}^{r'} [\chi_\lambda^\beta(r')] \times \quad (58)$$

$$\times \hat{L}_{(\lambda)(\lambda')}^r [\theta_t(\varepsilon_\lambda^\beta - \mu^\beta) g_{(\lambda')}^{(p)\beta}(r, r'; \varepsilon_\lambda^\beta) - (1 - \theta_t(\varepsilon_\lambda^\beta - \mu^\beta)) g_{(\lambda')}^{(h)\beta}(r, r'; \varepsilon_\lambda^\beta)].$$

Здесь $e_w = 0,75 \cdot 10^{-6} (\Lambda_N / r_0)^3 \hbar c$; $t_{(\lambda)(\lambda')} = (2j_\lambda + 1) \delta_{j_\lambda j_{\lambda'}}$; оператор $\hat{L}_{(\lambda)(\lambda')}^r$ определяется как

$$\hat{L}_{(\lambda)(\lambda')}^r = 2f(r, R, a) \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{B_{(\lambda)(\lambda')}}{r} \right) + \frac{\partial f(r, R, a)}{\partial r},$$

где $B_{(\lambda)(\lambda')} = (l_\lambda(l_\lambda + 1) - l_{\lambda'}(l_{\lambda'} + 1))/2$, $f(r, R, a_0) = (1 + \exp[(r - R)/a_0])^{-1}$ — функция Вудса—Саксона, $R = r_0 A^{1/3}$ — радиус ядра (мы использовали следующее представление для плотности: $\varrho(r) = \frac{3AR^3}{4\pi} f(r, R, a_0)$).

В случае статических ($\omega = 0$) слабых переходов взаимодействие квазичастиц в канале частица — дырка, не зависящее от скоростей квазичастиц, не приводит к поляризационным эффектам. Действительно, вследствие инвариантности поля V_w (56) относительно операции обращения времени, в выражении для эффективного поля \tilde{V}_w , удовлетворяющего уравнению (7), может возникнуть только дополнительное слагаемое, пропорциональное $\omega \sigma \mathbf{r} / r$. Статический поляризационный эффект имеет место только за счет зависящей от импульсов части частично-дырочного взаимодействия. Можно ожидать, что интенсивность этой части мала [21].

3.4. Валентный механизм формирования интенсивностей «слабых» $c - c'$ -переходов. Согласно (23), величина $(M_w^2)_{\text{val}}$ может быть рассчитана с помощью оптической модели. Здесь мы используем более удобный метод вычислений, основанный на процедуре пересчета произведения приведенных (к 1 эВ) средних нейтронных ширин $\Gamma_{s_{1/2}}^0$ и $\Gamma_{p_{1/2}}^0$ для, соответственно, $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ компаунд-резонансов в величину $(M_w^2)_{\text{val}}$. После отделения спин-угловых переменных в выражении (23) имеем

$$(M_w^2)_{\text{val}} = \Gamma_{s_{1/2}}^0 \Gamma_{p_{1/2}}^0 q_w^2, \quad (59)$$

$$q_w^2 = -\left(\frac{\varepsilon}{1 \text{ эВ}}\right)^2 \frac{2}{\pi^2} \frac{\xi_n^2 e_w^2}{S_{s_{1/2}} S_{p_{1/2}}} \int dr dr' \hat{L}_{(p_{1/2})(s_{1/2})}^r [\text{Im } g_{(s_{1/2})}^n(r, r'; \varepsilon)] \times \\ \times \hat{L}_{(s_{1/2})(p_{1/2})}^{r'} [\text{Im } g_{(p_{1/2})}^n(r, r'; \varepsilon)],$$

где $S_{s_{1/2}, p_{1/2}}$ — соответственно, $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ -нейтронные силовые функции, ε — кинетическая энергия нейтрона.

Можно дать следующие пояснения к уравнению (59). Поскольку нейтронные силовые функции могут быть рассчитаны с помощью оптической модели ($S_{s_{1/2}, p_{1/2}} = \frac{2}{\pi} \eta_{s_{1/2}, p_{1/2}}$, где $\eta_{s,p}$ — мнимая часть нейтронных фаз рассеяния), величина q_w^2 может быть также вычислена в рамках оптической модели при том, что согласно п.2.4 она ожидается не зависящей от w .

В отличие от ее физического смысла, величина $(M_w^2)_{\text{val}}$, определяемая уравнением (59), не обращается в нуль при $w = 0$ из-за вклада одночастичного континуума в $\text{Im } g(r, r'; \varepsilon > 0)$. Для исключения этого эффекта следует использовать следующую подстановку в (59) (ср. с описанием валентной части $E1$ -радиационной силовой функции нейтронных резонансов [55]):

$$\text{Im } g(r, r'; \varepsilon) \rightarrow \text{Im } g(r, r'; \varepsilon) + \pi \chi_\varepsilon^{\text{opt}}(r) \chi_\varepsilon^{\text{opt}*}(r'). \quad (60)$$

После этой подстановки $(M_w^2)_{\text{val}} \rightarrow 0$, и q_w^2 стремится к конечному пределу, когда $w \rightarrow 0$. Подстановка (60) не имеет практического значения в случае использования реалистических параметров оптической модели, поскольку выполнено неравенство $\Gamma_\lambda^\downarrow \gg \Gamma_\lambda^\uparrow$, и, как результат, последним членом в (60) можно пренебречь.

4. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

4.1. Выбор параметров модели. Для расчета силовых функций согласно (44)–(47) необходимо, помимо эффективного взаимодействия квазичастиц в канале частица – дырка $F(x, x')$, задать также среднее поле ядра $u(x)$. В качестве среднего поля использовался потенциал типа Вудса—Саксона с параметрами из работы [62] (оболочечный потенциал Немировского—Чепурнова), имеющий следующий вид:

$$u(x) = u_0(r) + u_{so}(r)(\sigma \mathbf{1}) + v(r) \frac{\tau^{(3)}}{2} + u_c(r) \frac{1 - \tau^{(3)}}{2}. \quad (61)$$

Здесь $u_0(r)$ — изоскалярная часть оболочечного потенциала, $u_{so}(r)(\sigma \mathbf{1})$ — спин-орбитальное взаимодействие, $v(r)$ — потенциал симметрии, $u_c(r)$ —

энергия кулоновского взаимодействия протона с ядром. Величины $u_0(r)$, $u_{so}(r)$, $v(r)$ и $u_c(r)$ параметризовались следующим образом:

$$u_0(r) = -u_0 f(r, R, a_0), \quad v(r) = 2\beta u_0 \frac{N-Z}{A} f(r, R, a_0), \quad (62)$$

$$u_{so}(r) = -u_{so} \Lambda^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R, a_0), \quad (\sigma \mathbf{1}) = \begin{cases} -l_\lambda - 1, & j_\lambda = l_\lambda - \frac{1}{2} \\ l_\lambda, & j_\lambda = l_\lambda + \frac{1}{2} \end{cases} \quad (63)$$

$$u_c = \begin{cases} (Ze^2/2R)(3 - (r/R)^2), & r \leq R \\ Ze^2/r, & r > R, \end{cases} \quad (64)$$

где $\mathbf{1}$ — оператор орбитального момента нуклона. Параметры потенциала (62)–(64), с помощью которых удается удовлетворительно воспроизвести энергии связи нуклона для ядер в широком интервале атомных масс, таковы:

$$u_0 = 53,3 \text{ МэВ}, \quad r_0 = 1,24 \text{ фм}, \quad a_0 = 0,65 \text{ фм}, \quad (65)$$

$$u_{so} = 7,01(3 - 4Z/A) \text{ МэВ}, \quad \Lambda = 1,41 \text{ фм}, \quad \beta = 0,63. \quad (66)$$

Интенсивности спаривательного взаимодействия $G_{n(p)}$ подбирались для каждого ядра так, чтобы результат решения системы уравнений (30) относительно μ и Δ позволил воспроизвести экспериментальные парные энергии [59] (суммирование в (30) производилось по всем одночастичным связанным состояниям). Формфактор мнимой части оптического потенциала f_w выбирался в виде функции Вудса—Саксона $f(r, R, a_0)$.

В расчетах также использовались два набора параметров слабого нуклон-ядерного взаимодействия [61]: $\xi_n = -0,7$, $\xi_p = 3,3$ (набор I) и $\xi_n = \xi_p = 3,3$ (набор II).

Относительно выбора параметров модели отметим следующее. Выбор среднего поля и эффективного взаимодействия в виде (62)–(66) и (43) как независимых входных величин является не единственно возможным. Так, в работах [23], [63] входной феноменологической величиной для микроскопического подхода, основанного на ПСФ, является эффективное взаимодействие Скирма, а среднее поле находится с помощью метода Хартри—Фока. Такой выбор феноменологических величин является более удобным с той точки зрения, что в нем автоматически выполняется ряд условий согласования (по трансляциям, изоспину и т.д.). Однако в том случае, когда рассматриваемое явление непосредственно не связано с нарушением той или иной симметрии ядерного гамильтониана (трансляционной, изотопической и т.д.), допустим существенно более простой в реализации выбор среднего поля и эффективного взаимодействия в виде (62)–(66) и (43).

Необходимые для вычисления частично-дырочного пропагатора радиальные волновые функции одночастичных состояний $\chi_\lambda(r)$ и одночастичные энергии ε_λ вычислялись с помощью численного решения радиального уравнения Шредингера с оболочечным потенциалом (62)–(66). Для вычисления

функций Грина в координатном представлении использовалось их выражение через регулярное и нерегулярное решения радиального уравнения Шредингера [64].

4.2. Результаты расчетов. Как уже упоминалось выше, значение единственного подгоночного параметра модели α (см. соотношения (27), (34), (38)) находилось из сравнения расчетной величины полной радиационной ширины (53) с соответствующим экспериментальным значением. Результаты подгонки приведены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты подгонки параметра α . Приведен также относительный вклад $M1$ -переходов $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}(M1)/\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$ в соответствующие расчетные значения $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$. Экспериментальные величины $(\Gamma_\gamma^{\text{tot}})_{\text{exp}}$ взяты из работы [1] (значения для p -резонансов заключены в скобки)

Компаунд-ядро	α , МэВ ⁻¹	$(\Gamma_\gamma^{\text{tot}})_{\text{exp}}$, мэВ	$\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$, мэВ	$\Gamma_\gamma^{\text{tot}}(M1)/\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$
⁵⁴ Cr	0, 10			
⁵⁷ Fe	0, 10	900 (300)	810 (265)	0,05 (0,36)
⁸² Br	0, 18	300	318	0,14
¹⁰⁶ Pd	0, 07	155 ± 20	158	0,19
¹⁰⁸ Ag	0, 07	140	135	0,18
¹¹⁰ Ag	0, 10	130	129	0,14
¹¹² Cd	0, 05	96 ± 20	112	0,29
¹¹⁴ Cd	0, 11	160 ± 20	142	0,13
¹¹⁶ In	0, 05	77 ± 4	84	0,26
¹¹⁸ Sn	0, 03	80 ± 20	83	0,35
¹³⁴ Cs	0, 04	120	122	0,20
¹³⁷ Ba	0, 15	125 ± 30	96	0,11
¹³⁹ Ba	0, 1	55 ± 20	31	0,19
¹⁴⁰ La	0, 04	55 ± 6	60	0,34
¹⁴⁴ Nd	0, 1	80 ± 9	93	0,18
²³³ Th	0, 08	24 ± 2	24	0,05
²³⁹ U	0, 08	23, 2 ± 0, 3	23	0,06

Из общего анализа приведенных данных можно сделать следующие выводы. Относительный вклад $M1$ -переходов между КС (который рассчитывался с использованием набора I спин-спиновых констант) в формирование средней полной радиационной ширины нейтронных резонансов может быть заметным. Это обстоятельство следует иметь в виду при анализе реакций, идущих через образование компаунд-ядра. Отметим, что изменения параметра α от ядра к ядру оказались в ряде случаев довольно большими. Возможно, что учет спаривания нуклонов при $t \neq 0$, использование более точных пара-

метризаций для плотности уровней и выбор реалистического формфактора $f_w(r)$ приведут к сглаживанию этих изменений. Тем не менее заметим, что вследствие отличия реальной плотности трехквартичных состояний от соответствующей квазиклассической оценки, фактически использованной в работе, существует объективная возможность для таких флуктуаций.

Сделаем следующие пояснения к табл. 1.

1. В ядре ^{54}Cr значение величины $\alpha = 0,1$ МэВ выбрано в соответствии с результатами подгонки $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$ в ядре ^{57}Fe .

2. Ядро ^{57}Fe представляет дополнительный интерес для исследования вследствие большого вклада нестатистических $c - s$ -переходов в величину $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$ для s -резонансов (косвенным свидетельством этого может служить большая разница в экспериментальных значениях $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$ для s - и p -резонансов: $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}(l = 0) = 900$ мэВ и $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}(l = 1) = 300$ мэВ соответственно. Поскольку все состояния (c энергией возбуждения $E_s < 2$ МэВ) имеют отрицательную четность, то вклад в $\Gamma_\gamma^{\text{dir}}$ для s -резонансов вносят только $E1$ -переходы, в то время как для p -резонансов — только $M1$ -переходы. Значения соответствующих вкладов таковы: $\Gamma_\gamma^{\text{dir}}(l = 0) = 360$ мэВ и $\Gamma_\gamma^{\text{dir}}(l = 1) = 45$ мэВ.

Кроме того, заметное отличие отношения плотностей s - и p -резонансов ($d_s = 17$ кэВ и $d_p = 4$ кэВ) от его статистического значения, равного $\frac{1}{3}$, требует для корректного описания статистического вклада в величину $\Gamma_\gamma^{\text{tot}}$ ревизии процедуры определения параметров, входящих в формулу для плотности уровней (54), по сравнению с использованной в [65], а именно отдельного описания плотности четных и нечетных уровней. Преобладание уровней отрицательной четности в спектре возбуждения ^{57}Fe неслучайно: согласно оболочечной схеме уровней наименьшая энергия возбуждения для уровня с положительной четностью отвечает переходу нечетного нейтрона $1p_{3/2} \rightarrow 1g_{9/2}$ и равна 5,6 МэВ (с учетом спаривания в нейтронной подсистеме — примерно на 1 МэВ меньше). Поскольку вследствие закона сохранения энергии для состояний с энергией возбуждения порядка B_n возможен «заброс» только одной частицы на уровень положительной четности, представляется разумным использовать следующую параметризацию для плотности s -уровней:

$$\rho_0(U) \sim (2j + 1)(a_s U^2)^{-1} \exp(2\sqrt{a_s U}), \quad (67)$$

где $2j + 1 = 10$ — кратность вырождения уровня $1g_{9/2}$, $U = E_x - \Delta_s$ — энергия, идущая на нагрев четного остова (ядра ^{56}Fe), Δ_s — энергия перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1g_{9/2}$, a_s — параметр плотности уровней для ядра ^{56}Fe . Во избежание неточностей, связанных с описанием энергий одночастичных уровней в рамках использованной версии оболочечной модели, параметр Δ_s рассматривался как свободный, значение которого находилось из условия равенства расчетного отношения плотностей s - и p -уровней величине d_p/d_s . Для описания плотности последних использовалась обычная параметризация

(54), однако параметры определялись с использованием плотности p -уровней при энергии связи (а не s -уровней, как в работе [65]). В результате получены следующие значения параметров, входящих в формулы для плотности уровней: $a_p = 6,93 \text{ МэВ}^{-1}$, $\Delta_p = 0,01 \text{ МэВ}$; $a_s = 6,24 \text{ МэВ}^{-1}$, $\Delta_s = 2,9 \text{ МэВ}$. Были получены следующие значения соответствующих вкладов: $\Gamma_\gamma^{\text{stat}}(l=0) = 450 \text{ мэВ}$ и $\Gamma_\gamma^{\text{stat}}(l=1) = 220 \text{ мэВ}$.

Обратимся теперь к описанию интенсивностей радиационных $c-s$ -переходов. Результаты расчета величин K_{E1} (жирная линия) и K_{M1} (тонкие сплошная и пунктирная линии, отвечающие, соответственно, наборам I и II спин-спиновых констант) в ядрах ^{106}Pd , ^{114}Cd , ^{116}In приведены на рис. 1, $a-b$ вместе с соответствующими экспериментальными данными из работ [3–5]. Заметим, что из-за почти изовекторного характера внешнего поля $V_{M1}(x)$ результат расчета $M1$ -силовых функций может существенно зависеть лишь от выбора параметра g' . Вследствие этого, а также слабой коллективизации $M1$ ГР, расчетные $M1$ -силовые функции слабо зависят от использованного в вычислениях набора спин-спиновых констант.

Для ядер ^{57}Fe и ^{144}Nd можно провести сравнение с экспериментальными данными [2] значений интенсивности K_{E1} при одном значении ω : $K_{E1} = 1,65 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$ и $K_{E1}^{\text{exp}} = (1,45 \pm 0,07) \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$ (для $\omega = 7,6 \text{ МэВ}$ в ^{57}Fe); $K_{E1} = 1,8 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$ и $K_{E1}^{\text{exp}} = (4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$ (для $\omega = 5,5 \text{ МэВ}$ в ^{144}Nd).

Результаты расчетов интенсивностей K_{E1} в ядре ^{54}Cd и $K_{E1} + K_{M1}$ в ядрах ^{137}Ba и ^{139}Ba приведены, соответственно, на рис. 2 и 3 вместе с экспериментальными данными, взятыми из работ [6] и [9]. Поскольку указанные экспериментальные данные охватывают широкий интервал ω , в который попадают энергии как $c-c'$ - так и $c-s$ -переходов, то расчетные кривые состоят из двух частей, причем для части, отвечающей большим ω , вычисления проводились как для холодного ядра, а для меньших ω — как для нагретого. Квазиклассические оценки показывают, что в промежуточном интервале разрушается спаривание, поэтому для расчета величин $K(\omega)$ в этом интервале требуется дальнейшая модификация полумикроскопического подхода с целью учета спаривания нуклонов в нагретом ядре.

Результаты расчета интенсивностей K_{E1} и K_{M1} для $c-c'$ -переходов в ядре ^{144}Nd приведены на рис. 4 вместе с соответствующими экспериментальными данными [7]. Расчетное отношение $K_{M1}/K_{E1} \simeq 0,2$ (см. рис. 4) оказалось заметно меньше соответствующего экспериментального значения $\simeq 1,0$, извлеченного из анализа сечения реакции $^{143}\text{Nd}(n\gamma\alpha)$ [7, 8]. Возможно, что для объяснения этого расхождения необходимо включить в рассмотрение одностичные $M1$ -переходы без изменения спина и четности («диагональные» переходы в нагретых ядрах), что пока не реализовано. Существующие феноменологические оценки этого вклада [66] позволяют надеяться на успешную количественную интерпретацию K_{M1} для малых энергий перехода.

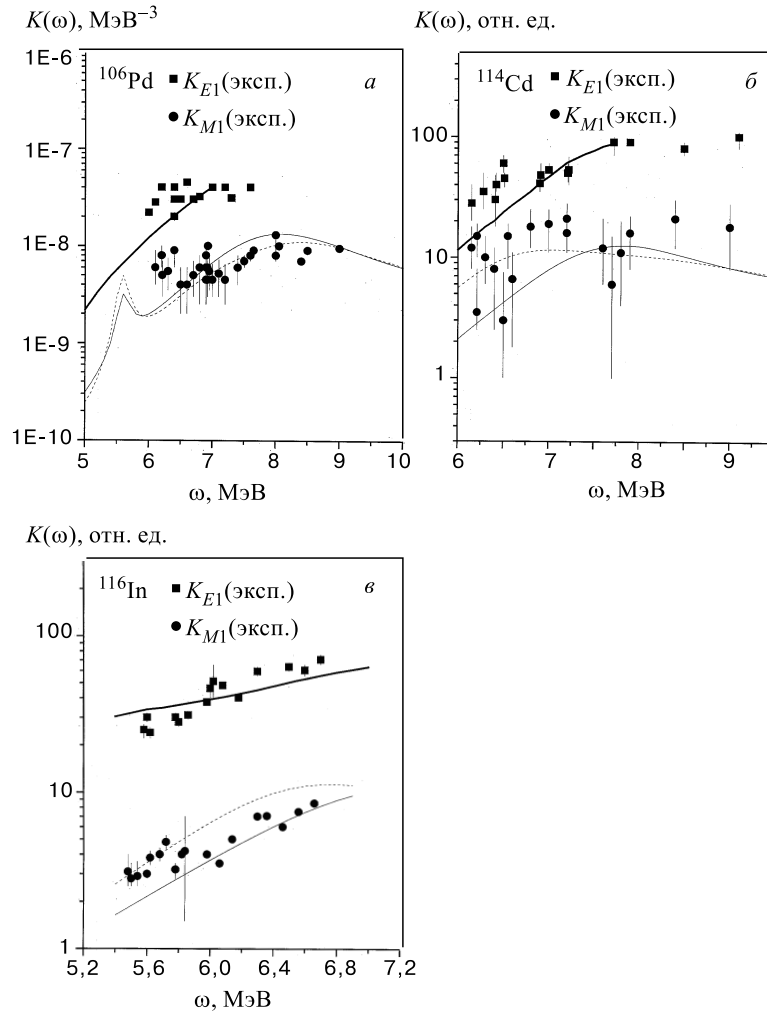


Рис. 1. Результаты расчета интенсивностей $K_{E1}(\omega)$ (жирная сплошная линия) и $K_{M1}(\omega)$ (тонкие сплошная и пунктирная линии, отвечающие, соответственно, наборам I и II спин-спиновых констант) для компаунд-ядер: а) ^{106}Pd , б) ^{114}Cd , в) ^{116}In

В табл. 2 приведены результаты расчетов величин M_w , выполненных, согласно (57), в сравнении с соответствующими экспериментальными данными. Приведены также значения «слабых» силовых функций s_w^n и s_w^p для, соответственно, нейтронной и протонной подсистем, рассчитанные согласно (3.3) с использованием $\xi_n = \xi_p = 1$.

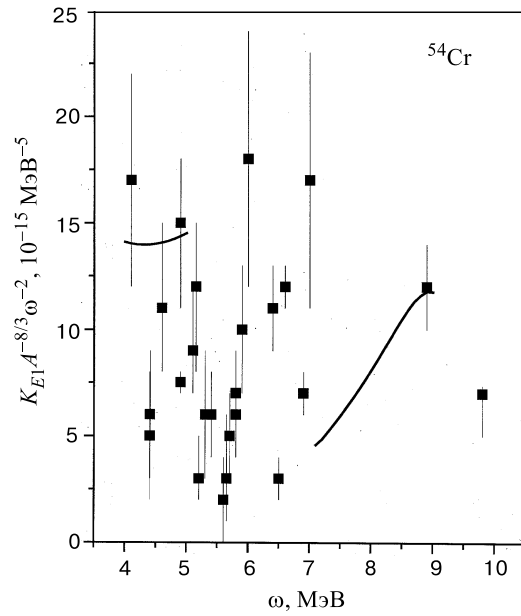


Рис. 2. Результаты расчета $K_{E1}(\omega)$ для компаунд-ядра ^{54}Cr

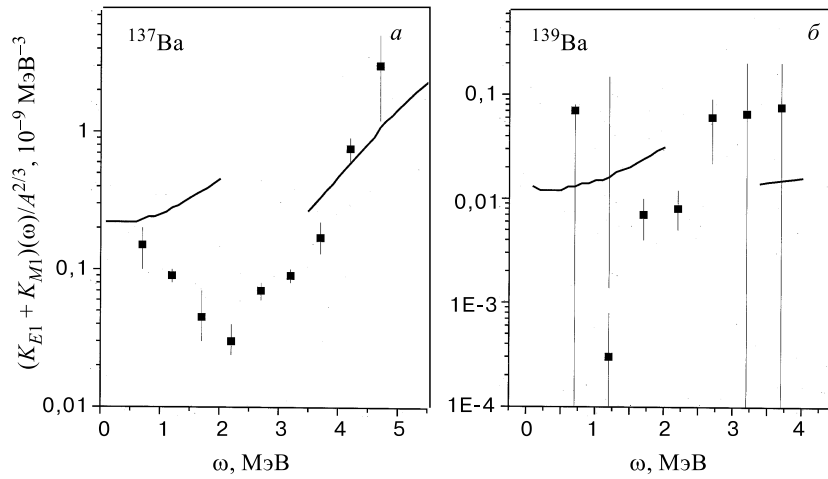


Рис. 3. Результаты расчета $K_{E1}(\omega) + K_{M1}(\omega)$ (пунктирная линия) для компаунд-ядер: а) ^{137}Ba , б) ^{139}Ba

При сравнении расчетных и экспериментальных величин M_w следует иметь в виду следующее: 1) величины силовых констант $\chi^{n,p}$ установлены

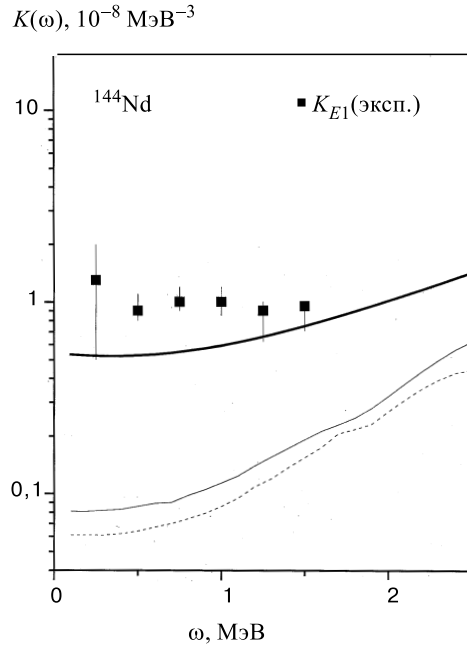


Рис. 4. Результаты расчета $K_{E1}(\omega)$ и $K_{M1}(\omega)$ для компаунд-ядра ^{144}Nd

недостаточно надежно; 2) выбор величины α по экспериментальной ширине ($\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}}$) зависит (в пределах фактора 1,5) как от выбора параметров в формуле для плотности уровней компаунд-ядра [65], так и от возможной неопределенности в расчете относительного вклада $M1$ -переходов в расчетную ширину $\Gamma_{\gamma}^{\text{tot}}$; 3) экспериментальные данные для ряда ядер относятся к «индивидуальным» матричным элементам. С учетом этих замечаний согласие расчетных величин M_w с соответствующими экспериментальными данными следует признать удовлетворительным.

Вычисления q_w^2 согласно (59) показали, что эта величина практически не зависит (с точностью порядка 20%) от w и массового числа A , но заметно зависит от выбора формфактора $f_w(r)$. Для случая поверхностного типа поглощения ($f_w(r) = 4adf(r, R, a_0)/dr$) в результате было получено значение $q_w^2 \approx 0,7$. В случае объемного типа поглощения величина q_w^2 оказалась меньше примерно в 3,0 раза. Эта разница объясняется тем, что однополюсное приближение для одночастичной функции Грина, а также и для матрицы потенциального рассеяния, справедливо, когда рассматриваемое ядро находится вблизи соответствующего резонанса формы, однако ни одно ядро не может одновременно принадлежать к области $s_{1/2}$ - и $p_{1/2}$ -резонансов формы. Следовательно, одночастичный матричный элемент в представлении

$q_w^2 = (M_w^2)_{sp} / (\Gamma_{s_{1/2}}^{\uparrow 0})_{sp} (\Gamma_{p_{1/2}}^{\uparrow 0})_{sp}$ не является строго определенной величиной и не имеет смысла использовать его в случае, когда изучаются низкоэнергетические переходы. Тем не менее он используется в большинстве попыток оценки величины M_w [37–40, 20].

Таблица 2. Вычисленные матричные элементы M_w в сравнении с соответствующими экспериментальными значениями M_w^{exp} , взятыми из работ [10, 11, 13–15]. Приведены значения «слабых» силовых функций s_w^n и s_w^p (для нейтронной и протонной подсистем соответственно), а также относительный вклад валентного механизма $r = (M_w)_{\text{val}} / M_w$

Компаунд-ядро	d_s , эВ	s_w^n , нэВ	s_w^p , нэВ	$M_w^{(I)}$, мэВ	$M_w^{(II)}$, мэВ	M_w^{exp} , мэВ	Ссыл-ка	r , 10^{-3}
^{57}Fe	$1,7 \cdot 10^4$	31	14	54	92	46_{-12}^{+15}	[13]	19
^{82}Br	94	17	43	6,7	7,8	$3,0 \pm 0,5$	[13]	
						$2,6 \pm 0,1$	[13]	
^{108}Ag	16	25	6,8	1,2	2,3	$1,19_{-0,31}^{+0,49}$	[15]	1,0
^{110}Ag	14	31	8,4	1,2	2,5	$0,76_{-0,26}^{+0,54}$	[15]	0,9
^{112}Cd	20	18	4,3	1,1	2,2	$1,6_{-0,5}^{+0,8}$	[13]	1,6
						$2,6 \pm 0,4$	[13]	
^{114}Cd	21	33	8,0	1,5	3,1	$2,0_{-0,9}^{+1,6}$	[14]	0,7
						$0,4 \pm 0,1$	[13]	
						$0,84 \pm 0,23$	[13]	
^{116}In	9	15	3,0	0,6	1,4	$0,59_{-0,15}^{+0,25}$	[14]	0,8
^{118}Sn	48	10	2,2	1,2	2,5	$0,7 \pm 0,1$	[13]	
						3,7	[13]	
^{134}Cs	20	7,9	12	1,6	2,1	$0,06_{-0,02}^{+0,25}$	[16]	
^{140}La	208	5,5	11	5,0	6,1	$1,7 \pm 0,1$	[13]	2,3
						$1,3 \pm 0,1$	[13]	
						4,0	[67]	
^{233}Th	17	18	9,0	1,4	2,2	$1,39_{-0,38}^{+0,55}$	[11]	1,1
^{239}U	21	19	8,0	1,5	2,5	$0,56_{-0,20}^{+0,41}$	[10]	1,6

Для оценки верхнего предела для вклада валентного механизма в величину M_w согласно (59) мы использовали: (i) поверхностный тип формфактора мнимой части оптического потенциала; (ii) величину нейтрон-ядерного слабого взаимодействия $\xi_n = 3,3$; (iii) экспериментальные значения нейтронных ширин $\Gamma_{s_{1/2}, p_{1/2}}^0 = S_{s_{1/2}, p_{1/2}}^0 d_{s,p}$. Вычисленные отношения $r = (M_w)_{\text{val}} / M_w$ приведены в последней колонке табл. 2. Как правило, эти отношения порядка 10^{-3} , что хорошо согласуется с качественными оценками (см. введение).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущих разделах сформулирован и на достаточно большом числе примеров реализован полумикроскопический подход, основанный на использовании приближения случайной фазы для описания формирующих ГР конфигураций типа частица – дырка и феноменологическом учете связи указанных конфигураций с многочастичными в терминах мнимой части оптического потенциала для частиц и дырок. Изложенное позволяет говорить о полумикроскопическом подходе как о конструктивном и достаточно простом в реализации методе теоретического анализа силовых функций компаунд-состояний. В качестве ближайших возможностей для дальнейшего развития подхода следует упомянуть:

1) описание $E1$ «пигми»-резонанса (отвечающего «затравочным» 1^- частично-дырочным конфигурациям) методом, примененным в данном обзоре к анализу $M1$ -силовой функции, и, как результат, описание $E1$ -радиационных силовых функций в достаточно широком энергетическом интервале энергий γ -квантов;

2) использование поверхностного формфактора оптического потенциала, вместо объемного, как более реалистического при описании низкоэнергетического нуклон-ядерного рассеяния (см., например, [56]);

3) обобщение подхода на случай температурного спаривания, что позволило бы «сшить» силовые функции $c - c'$ - и $c - s$ -переходов.

Как было отмечено в п. 2.3, в рамках полумикроскопического подхода пренебрегается возможным эффектом интерференции затухания частиц и дырок при описании силовых функций ГР. Этот вопрос давно обсуждается в литературе. По нашему мнению, возможность пренебречь указанным эффектом может быть обусловлена хаотичностью фаз произведений матричных элементов связи частично-дырочных и $2p - 2h$ -конфигураций, сумма которых определяет величину указанного эффекта.

Отметим в этой связи, что, помимо силовых функций КС, имеется еще один пример приложения полумикроскопического подхода, а именно описание фрагментационной ширины изобарических аналоговых резонансов Γ_{IAR}^\downarrow . Как показано в [48], указанная ширина определяется низкоэнергетическим «хвостом» силовой функции зарядово-обменного монополярного ГР, отвечающей переменной части среднего кулоновского поля ядра. Предварительные результаты, полученные в [68], указывают на возможность удовлетворительного описания большого объема экспериментальных данных по ширинам Γ_{IAR}^\downarrow в рамках полумикроскопического подхода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mughabghab S.F. et al.** — Neutron Cross Sections. New York, Academic Press, 1981.
2. **McCullagh C.M., Stelts M.L., Chrien R.E.** — Phys. Rev. C, 1981, v.23, p.1394.

3. **Kopecky J., Chrien R.E.** — Nucl. Phys. A, 1987, v.468, p.285.
4. **Litvinsky L.L.** — Z. Phys. A, 1994, v.349, p.147.
5. **Litvinsky L.L.** — In: Book of Abstracts of the 3d Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna, 1995, p.35.
6. **Coceva C.** — In: Proc. of the 2d Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna, 1994, p.124.
7. **Попов Ю.П.** — ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.1165.
8. **Балабанов Н.П. и др.** — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.317.
9. **Бондаренко В.А. и др.** — ЯФ, 1991, т.54, с.901.
10. **Bowman J.D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.1192.
11. **Frankle C.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.67, p.564.
12. **Frankle C.M. et al.** — ЭЧАЯ, 1993, т.24, с.939.
13. **Крупчицкий П.А.** — ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.1444.
14. **Seeström S.J. et al.** — Phys. Rev. C, 1998, v.58, p.2977.
15. **Lowie L.Y. et al.** — Phys. Rev. C, 1999, v.59, p.1119.
16. **Sharapov E.I. et al.** — In: Proc. of the 7th Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei. Dubna, 1999, p.33.
17. **Vlin-Stoyle R.J.** — Phys. Rev., 1960, v.120, p.181.
18. **Шапиро И.С.** — УФН, 1968, т.95, с.647.
19. **Сущков О.П., Фламбаум В.В.** — УФН, 1982, т.136, с.3.
20. **Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К.** — ЯФ, 1983, т.37, с.607; там же, 1985, т.42, с.885; там же, 1987, т.45, с.1302; там же, 1994, т.57, с.39.
21. **Мигдал А.Б.** — Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
22. **Dover C.B., Lemmer R.H., Nahne F.J.W.** — Ann. Phys., 1972, v.70, p.458.
23. **Shlomo S., Bertsch G.** — Nucl. Phys. A, 1975, v.243, p.507.
24. **Урин М.Г.** — ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.245.
25. **Урин М.Г.** — Релаксация ядерных возбуждений. М.: Энергоатомиздат, 1991.
26. **Соловьев В.Г.** — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
27. **Камерджиев С.П., Целяев В.И.** — ЯФ, 1986, т.44, с.336.
28. **Kamerdzchiev S.P., Tertychny G.Ya., Tselyaev V.I.** — Phys. Lett. B, 1991, v.267, p.12.
29. **Kosov D.S., Vdovin A.I.** — Mod. Phys. Lett. A, 1994, v.9, p.1735.
30. **Вдовин А.И., Косов Д.С., Навроцка В.** — ТМФ, 1997, т.111, с.279.
31. **Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И.** — ЯФ, 1979, т.30, с.949.
32. **Игнатюк А.В.** — Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
33. **Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V.** — Nucl. Phys. A, 1978, v.304, p.503.
34. **Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V.** — Phys. Lett. B, 1978, v.79, p.187.
35. **Воронов В.В., Соловьев В.Г.** — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1380.
36. **Herzberg R.-D. et al.** — Phys. Lett. B, 1997, v.390, p.49.

37. **Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.** — ЯФ, 1983, т.37, с.581.
38. **Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.** — ЯФ, 1983, т.37, с.277.
39. **Бунаков В.Е. и др.** — ЯФ, 1989, т.49, с.613.
40. **Auerbach N.** — Phys. Rev. C, 1992, v.45, p.R514.
41. **Auerbach N., Spevak V.** — Phys. Rev. C, 1994, v.50, p.1456.
42. **Плюйко В.А.** — ЯФ, 1989, т.50, с.1284.
43. **Плюйко В.А.** — ЯФ, 1990, т.52, с.1004.
44. **Plujko V.A.** — In: Book of Abstracts of the 6th Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 1998, p.35.
45. **Flambaum V.V., Vorov O.K.** — Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.4051.
46. **Johnson M.B., Bowman J.D., Yoo S.H.** — Phys. Rev. Lett, 1991, v.67, p.310.
47. **Johnson M.B., Bowman J.D.** — Phys. Rev. C, 1995, v.51, p.999.
48. **Урин М.Г.** — ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.992.
49. **Urin M.G., Vyazankin O.N.** — Phys. Lett. B, 1991, v.269, p.13.
50. **Вязанкин О.Н., Урин М.Г.** — ЯФ, 1991, т.54, с.1508.
51. **Родин В.А., Урин М.Г.** — Известия РАН (сер.физ.), 1994, т.58, No.5, с.29.
52. **Rodin V.A., Urin M.G.** — Phys. Rev. C, 1997, v.55, p.1583.
53. **Родин В.А., Урин М.Г.** — Известия РАН (сер.физ.), 1998, т.62, No.11, с.2106.
54. **Родин В.А.** — Кандидатская дисс. М.: МИФИ, 1999.
55. **Урин М.Г.** — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.817.
56. **Романовский Е.А. и др.** — ЯФ, 2000, т.63, с.468.
57. **Бор О., Мотгельсон Б.** — Структура атомного ядра. Пер. с англ. М.: Мир, 1971, т.1.
58. **Пайнс Д., Нозьер Ф.** — Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967.
59. **Соловьев В.Г.** — Теория сложных ядер. М.: Наука, 1972.
60. **Chekomazov G.A., Urin M.G.** — Phys. Lett. B, 1995, v.354, p.7.
61. **Desplanques V., Missimer J.** — Phys. Lett. B, 1979, v.84, p.363.
62. **Чепурнов В.А.** — ЯФ, 1968, т.6, с.955.
63. **Colo G. et al.** — Phys. Rev. C, 1994, v.50, p.1496.
64. **Базь А.И., Зельдович Б.Я., Переломов А.М.** — Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1966.
65. **Dilg W. et al.** — Nucl. Phys. A, 1973, v.217, p.269.
66. **Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.** — ЯФ, 1980, т.31, с.1175.
67. **Пикельнер Л.Б.** — Частн. сообщ.
68. **Guba V.G., Urin M.G.** — Nucl. Phys. A, 1986, v.460, p.222.