ТРУДЫ СЕМИНАРА
«ФОТОЯДЕРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ. СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ»

Корреляции в основном состоянии в ядрах

С. П. Камерджиев,[1,*] М. И. Шитов[1,†]

[1] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» (НИЦ «КИ»)*
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

(Поступила в редакцию 09.02.2023; после доработки 28.02.2023; принята к публикации 07.03.2023)

В работе обсуждаются корреляции в основном состоянии (КОС) в ядрах, которые особенно наглядно проявляются при использовании формализма квантовых функций Грина (ФГ) и диаграмм Фейнмана. Кроме одночастично-однодырочных КОС, появляющихся в хорошо известном методе хаотических фаз (МХФ), существуют и дают заметный количественный вклад КОС, происходящие от использовании в теории более сложных, чем в МХФ, конфигураций. Именно конфигураций, содержащих фононы, и конфигураций, содержащих только три квазичастицы, соответственно КОС–фон и КОС3. Этот последний случай КОС3 подробно рассматривается в настоящей работе. Показано, что КОС3 дают значительный количественный вклад в задачах, связанных с объяснением некоторых характеристик низколежащих возбужденных состояний (фононов) и переходов между ними в четно–четных ядрах.

PACS: 21.60.Ev, 24.10.Cn. УДК: 539.1.
Ключевые слова: корреляции в основном состоянии, функции Грина, диаграммы Фейнмана, квазичастично–фононное взаимодействие, $E1$–переходы между возбужденными состояниями.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.78.2330207

ВВЕДЕНИЕ

Эта работа посвящается теоретикам НИИЯФ МГУ В.Г. Неудачину, Ю.Ф. Смирнову, Н.П. Юдину, от которых один из авторов (С.К.) впервые услышал слова «графики, идущие назад».

По-видимому, наиболее наглядно и полно корреляции в основном состоянии, или «графики, идущие назад», проявляются в рамках метода квантовых функций Грина [1] и, следовательно, диаграмм Фейнмана, которые уже исходно содержат два слагаемых («вперед» и «назад» во временном представлении).

КОС уже давно обсуждаются в литературе по теории ядра. Хорошо известны КОС в рамках стандартного метода хаотических фаз и квазичастичного МХФ (КМХФ). КОС в подходах МХФ и КМХФ содержатся в ядре соответствующего интегрального уравнения, при решении которого возникают многочастичные КОС благодаря двухчастичному взаимодействию между нуклонами ядра. Они автоматически учитываются в решении интегрального уравнения. Обычно их количественный вклад невелик [2, 3] в сферических и деформированных ядрах.

Этот вопрос заметно актуализировался в связи с появлением КОС, в которые включены фононы ядра (КОС–фон), т.е. при учете квазичастично–фононного взаимодействия [4–8]. [1] Здесь КОС–фон появляются через решение соответствующих интегральных уравнений, включающих фононы и содержащих существенно новые и сложные дополнительные слагаемые по сравнению с уравнениями МХФ или КМХФ. Количественная роль этих КОС заметна и требует специального анализа [4, 6].

Относительно недавно были рассмотрены на самосогласованном уровне так называемые трех-[9] и четырех-квазичастичные [10] КОС3 и КОС4, которые появляются от интегрирования трех и четырех одночастичных ФГ G и не содержат фононов. В отличие от КОС МХФ и КОС-фона они не входят в ядро интегрального уравнения и, что весьма интересно, зависят от энергии перехода ω.

В настоящей работе обсуждается в основном этот новый вид КОС, которые мы назвали КОС3.

1. КОС В МЕТОДЕ ФУНКЦИЙ ГРИНА

Как уже говорилось, наиболее наглядно и полно КОС проявляются в рамках метода ФГ и, следовательно, диаграмм Фейнмана. В одночастичном и однофононном приближении одночастичные (в ядрах без спаривания) и однофононная ФГ G и D имеют

* E-mail: kaev@obninsk.com
† E-mail: schitov.mih@mail.ru

[1] Под фононами мы понимаем связанные частицы и дырки, т.е. решения МХФ- или КМХФ-уравнений. Они хорошо известны и наблюдаются экспериментально.

вид:

$$G_1(\varepsilon) \equiv G_1^p + G_1^h = \frac{(1-n_1)}{\varepsilon - \varepsilon_1 + i\gamma} + \frac{n_1}{\varepsilon - \varepsilon_1 - i\gamma},$$
$$D_s(\omega) = D^+ + D^- = \frac{1}{\omega - \omega_s + i\gamma} - \frac{1}{\omega + \omega_s - i\gamma}. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем нижние индексы означают набор квантовых чисел: одночастичные для сферических ядер $1 \equiv \lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1)$, s — квантовые числа фононов, ε_1 и ω_s — энергии квазичастиц и фононов, n_1 — одночастичные числа заполнения ($n_1 = 1$ для дырки, $n_1 = 0$ для квазичастицы). Второе слагаемое в ФГ G (1) описывает дырочную часть G^h и соответствует «графикам, идущим назад» во временном представлении. Вклад вторых слагаемых в (1) обеспечивает появление разнообразных КОС. С этой точки зрения три вида КОСов, упомянутых во Введении, можно проиллюстрировать диаграммами Фейнмана для магических ядер, показанными *для подынтегральных выражений*, входящих в пропагаторы (2) на рис. 1. Указанные КОС-МХФ и КОС-фон входят в соответствующие интегральные уравнения, в ядре которых, кроме пропагаторов, как правило, содержится двухчастичное взаимодействие между нуклонами. Благодаря этому при итерировании МХФ-уравнения появляются многочастичные КОС. Как известно, если в уравнениях МХФ или КМХФ не учитывать второе слагаемое на рис. 1 для МХФ, получается метод Тамма–Данкова, который не содержит КОС.

$$A_{12}(\omega) = \int (G_1^p G_2^h + G_1^h G_2^p) \frac{d\varepsilon}{2\pi i},$$
$$A_{12s34}(\omega) = \int G_1 G_2 D_s(\omega_1) G_3 G_4 \frac{d\varepsilon d\omega_1}{(2\pi i)^2},$$
$$A_{123}(\omega) = \int (G_1 G_2 G_3) \frac{d\varepsilon}{2\pi i}. \quad (2)$$

2. МХФ И КОС-МХФ

Как правило, мы символически записываем наши формулы, большая часть которых представляется в виде диаграмм Фейнмана, так что окончательные формулы могут быть получены по хорошо известным правилам.

В стандартной Теории конечных ферми–систем (ТКФС) основной величиной в задачах, связанных с взаимодействием ядра и внешнего поля $V^0(\omega)$ с энергией ω, является эффективное поле (вершина) V, описывающее ядерную поляризуемость и удовлетворяющее уравнению в символической форме (для ядер без спаривания) [1]:

$$V(\omega) = e_q V^0(\omega) + FA(\omega)V(\omega), \quad (3)$$

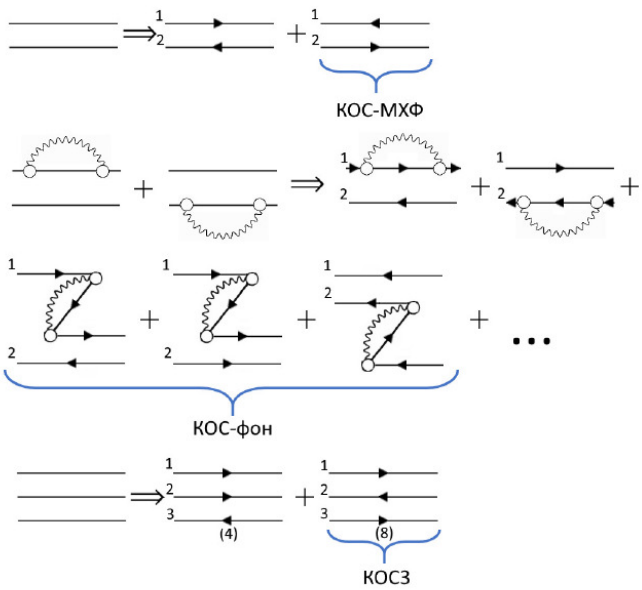

Рис. 1. Иллюстрация появления КОСов, упомянутых во Введении. Слева от двойной стрелки символически показаны подынтегральные выражения для трех пропагаторов A_{12}, A_{125s34} [7] и A_{123} [27], описываемых формулами (2). Двойная стрелка показывает что происходит при подстановке в пропагаторы (2) формулы (1) ($G = G^p + G^h$) для магических ядер, в том числе при учете графиков «идущих назад», т.е. КОС. 1-я линия содержит КОС-МХФ, 2-я и 3-я линии содержит КОС–фон в g^2–приближении (показаны только графики со вставками, включая КОС–фон), 4-я линия содержит 4 обычных слагаемых и 8 слагаемых КОС3 (подробнее см. [27])

где e_q — локальный заряд, F — эффективное двухчастичное взаимодействие, A — пропагатор, представляющий собой интеграл от двух ФГ G, см. (2). Уравнение (3) есть уравнение МХФ для ядер без спаривания, записанное на языке ФГ. Оно показано на рис. 2.

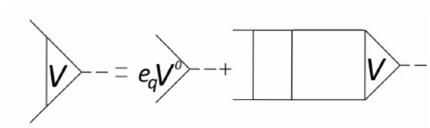

Рис. 2. Уравнение для вершины V

Обычный поляризационный эффективный заряд (не путать с кинематическим $E1$ — зарядом eN/A для протона и $-eZ/A$ для нейтрона) определяется очень просто и естественно как $e_{eff} = V/e_qV_0$ [11]. Соответствующий расчет для ядер «маг $\pm$ 1» показал, что квадрупольный эффективный заряд близок к 2 для протонов и 1 для нейтронов.

Для задач без спаривания в уравнении (3) пропагатор есть интеграл от двух одночастичных ФГ:

$$A_{12}(\omega) = \int G_1(\varepsilon) G_2(\varepsilon - \omega) \frac{d\varepsilon}{2\pi i}, \quad (4)$$

где G_1 представлена в формуле (1).

Уравнение (3) является интегральным уравнением с ядром FA. Физический смысл этого уравнения показан на рис. 3. Видно, что постоянно повторяется во времени процесс рождения одночастично-однодырочной ($1p1h$-) пары *только* благодаря двухчастичному эффективному взаимодействию F. Именно такое развитие во времени есть суть МХФ. При этом не учитываются два процесса рождения фононов, показанные на рис. 4. Именно:

1. когда в результате первичного акта-рождения $1p1h$-пары и *после* рождения этой пары в результате взаимодействия F рождается еще $1p1h$-пара и после этого рождается фонон;
2. когда после первичного акта рождения $1p1h$ пары сразу рождается фонон *еще до* взаимодействия F.

Первый из этих процессов учитывается и обсуждается в следующем разделе. Второй рассматривался в рамках задачи обобщения уравнения (3) для описания пигми-дипольного (ПДР) и гигантских мультипольных резонансов (ГМР), насколько нам известно, только в [12], что привело к существенному обобщению ТКФС.

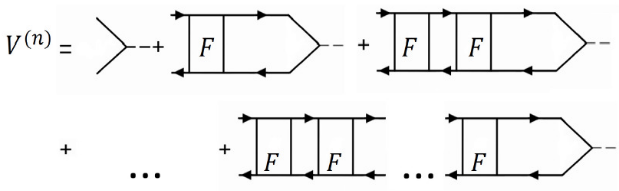

Рис. 3. Физический смысл уравнения МХФ. V^n-n-я итерация уравнения (3)

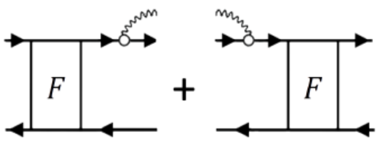

Рис. 4. Дополнительные (после первичного акта-рождения $1p1h$-пары) процессы, неучтенное в МХФ. См. текст

В рамках самосогласованной ТКФС среднее (самосогласованное) поле ядра определяется через первую вариационную производную энергетического функционала плотности (ЭФП), а эффективное взаимодействие F рассчитывается как вторая вариационная производная ЭФП.

3. КОС–ФОН

Простейшие КОС–фон показаны на рис. 1 (вторая и третья линии).

Первый из вышеупомянутых на рис. 4 неучтенных в МХФ–процессов в формализме ФГ учитывался в уравнении для вершины еще в работе [13]

$$V' = e_q V^0 + F[A + A']V', \qquad (5)$$

которое показано на рис. 5. Здесь A — обычный $1p1h$–пропагатор ТКФС, A' — пропагаторы с g^2–поправкой со вставками и поперечным фононом и амплитуда рождения фонона g удовлетворяет уравнению [1]

$$g = F + FAg. \qquad (6)$$

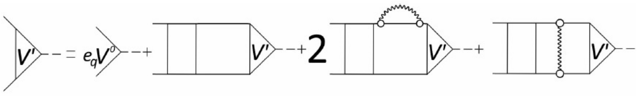

Рис. 5. Уравнение для вершины V'. Последние две диаграммы содержат g^2-поправки

Для полумагических ядер, в которых (как и для магических ядер) присутствует параметр малости g^2 (квадрат обезразмеренного матричного элемента амплитуды рождения фонона g^2) следует учитывать эффект спаривания.

Метод ФГ активно применялся для описания ПДР и ГМР, как в рамках несамосогласованных [4, 13, 14], так и самосогласованных [15, 16] подходов. Отличие между [13] и [14] состояло в том, что в [14] недостаток метода [13] (появление полюсов второго порядка) был исключен, а именно, был предложен приближенный метод хронологического разделения диаграмм (МХРД) или (используя более современную терминологию) приближение временного блокирования (ПВБ). Указанный недостаток количественно был не важен для объяснения свойств M1-резонанса, находящегося в области энергий ПДР[17, 18]. Позднее этот метод был значительно модифицирован и для задач в ядрах со спариванием был назван квазичастичным ПВБ [19, 20]. Однако главное физическое содержание этого метода, т.е. включение КФВ только в частично-дырочный пропагатор (на языке ТКФС), сохранялось всегда, несмотря на тот факт, что при выводе использовался другой подход, основанный на уравнении Бете–Солпитера и использовался формализм функций отклика.

Количественный вклад КОС–фон для ядер без спаривания специально и довольно подробно изучался в рамках метода ФГ. Эффектным доказательством необходимости включения КОС–фон оказалось объяснение существования изовекторного M1-резонанса в дважды магических ядрах ^{16}O и ^{40}Ca. В 1980–1990 гг., которые называют «временем ренессанса физики гигантских резонансов» и который оформился появлением монографии [21] (см. также [22]), вначале было экспериментально показано, что M1–резонанса в ^{16}O и ^{40}Ca не существует («проблема исчезновения M1–резонанса»).

Однако улучшение экспериментального разрешения показало его существование при энергии около 15 МэВ для ^{16}O и около 10 МэВ для ^{40}Ca, но в более фрагментированном виде, чем ожидалось в рамках МХФ. Это было объяснено количественно именно благодаря эффекту КОС–фон [17, 18]. С использованием вышеуказанного приближения МХРД было также показано, что учет КОС–фон количественно важен для объяснения M1 резонанса в ^{208}Pb, ^{48}Ca, ^{56}Ni. Особенно эффект КОС–фон заметен в области ПДР для E0 и E2 резонансов в этих ядрах: здесь он дает половину или более для правил сумм в этой области энергий. Более подробно см. в [4].

Очевидно, что эффект КОС–фон важен и для ядер со спариванием. Он всегда содержится в расчетах в рамках последовательного формализма ФГ (см., например, [23]).

4. КОС3

КОС3 также показаны на рис. 1 и в формуле (2), четвертая строка. Здесь мы рассмотрим их подробнее.

Для магических ядер КОС3 были получены давно [24] в рамках весьма сложного подхода, основанного на многочастичных ФГ, и без учета самосогласования рассматривались в работе [25].

В работе [26] был развита элегантная и последовательная теория ангармонических эффектов для ядер без спаривания, основанная на использовании g^2-приближения. Эти «чистые» (без фононов и вне интегрального уравнения) КОС появились при рассмотрении задачи о статических ($\omega = 0$) квадрупольных моментах в первых однофононных 2^+- [9] и 3^-–состояниях [27] изотопов олова. Было показано, что наблюдаемый эффект есть сумма двух эффектов — «чистых» КОС и ядерной поляризуемости, каждый из которых вносит приблизительно одинаковый вклад. Отсутствие малого g^2-параметра, как мы увидим, обеспечивает большой количественный вклад наших динамических КОС3 ($\omega \neq 0$).

Для физически близкой задачи $E1$–переходов между указанными первыми однофононными 2^+- и 3^--состояниями в магических ядрах ^{208}Pb, ^{132}Sn [28] и некоторых изотопов олова [29] были получены похожие результаты, однако наблюдаемый эффект определялся разностью вышеупомянутых двух эффектов. Такие КОС мы называем динамическими КОС3 (передаваемая энергия $\omega \neq 0$, в отличие от «статического» случая $\omega = 0$). Следует подчеркнуть специфику и важность этого класса задач: ответ пропорционален g^2, где g — амплитуда рождения фонона. Отметим, что во всех указанных случаях получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными.

В работе [26], в частности, было получено выражение для матричного элемента, описывающего возбуждение слабым внешним полем V^0 двух фононов с характеристиками s и s', каждый из которых описывается строго в рамках МХФ. Это выражение может быть преобразовано к более простому виду (см. например [30]):

$$M_{ss'} = VGGGg_s g_{s'} + VGG\delta_s FGGg_{s'}, \qquad (7)$$

которое представлено на рис. 6 (как обычно, при написании формул в символическом виде мы опускаем «графики идущие назад»). В работе [9] было показано, что учет слагаемого с $\delta_s F$ оказывает незначительное влияние на величину амплитуды перехода. Потому в дальнейшем мы будем опускать этот член. Тогда в явном виде формула (7) может быть переписана:

$$M_{ss'} = M^{(1)}_{ss'} + M^{(2)}_{ss'} = \Sigma_{123}[V_{12}(g^s_{31})^* g^{s'}_{23} A^{(1)}_{123} + \\ + V_{12} g^{s'}_{31} (g^s_{23})^* A^{(2)}_{123}]. \qquad (8)$$

Здесь и далее для обозначения матричных элементов используется упрощенная запись $\langle 1|V|2\rangle \equiv V_{12}$, $M^{(2)}_{ss'}$ — набор графиков, с развернутыми в обратном (рис. 6) направлении стрелками, V_{12} матричный элемент для вершины, определяемый уравнением ТКФС (3), g^s_{31} и $g^{s'}_{23}$ амплитуды рождения фононов, определяемые уравнением (6), а $A^{(1)}_{123}$ представляет собой пропагатор — интеграл от трех ФГ:

$$A^{(1)}_{123}(\omega_s, \omega_{s'}) = \int G_1(\varepsilon) G_2(\varepsilon + \omega) G_3(\varepsilon + \omega_s) d\varepsilon. \qquad (9)$$

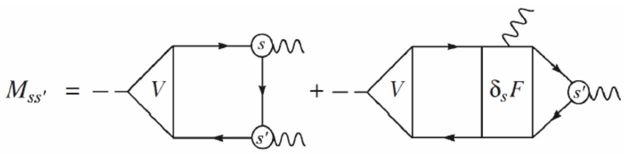

Рис. 6. Матричный элемент амплитуды перехода для случая двух фононов $M_{ss'}$ в магическом ядре. V — вершина, пунктир – внешнее поле с энергией ω, s и s' — фононы, стрелками обозначены одночастичные функции Грина

После отделения угловых переменных, суммирования по магнитным квантовым числам и вычисления всех необходимых интегралов мы получаем следующую формулу для приведенной вероятности перехода между однофононными состояниями $I_s \to I_{s'}$ с энергией $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$:

$$B(EL) = \frac{1}{2I_s + 1} |\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle|^2, \qquad (10)$$

где

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \\ = \Sigma_{123} \begin{Bmatrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{Bmatrix} V_{12} g^s_{31} g^{s'}_{23} [A^{(1)}_{123}(\omega_s, \omega_{s'}) + \\ + A^{(1)}_{213}(-\omega_{s'}, -\omega_s)], \qquad (11)$$

и матричные элементы от V, g^s и $g^{s'}$ здесь — это уже соответствующие приведенные матричные элементы, а сумма пропагаторов описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} &A^{(1)}_{123}(\omega_s,\omega_{s'}) + A^{(1)}_{213}(-\omega_{s'},-\omega_s) = \\ &= [(1-n_1)(1-n_2)n_3 - n_1 n_2(1-n_3)]\times\left[\frac{1}{(\varepsilon_{32}-\omega_{s'})(\varepsilon_{31}-\omega_s)} + \frac{1}{(\varepsilon_{32}+\omega_{s'})(\varepsilon_{31}+\omega_s)}\right]+ \\ &+[n_1(1-n_2)(1-n_3) - (1-n_1)n_2 n_3]\times\left[\frac{1}{(\varepsilon_{12}-\omega)(\varepsilon_{13}-\omega_s)} + \frac{1}{(\varepsilon_{12}+\omega)(\varepsilon_{13}+\omega_s)}\right]+ \\ &+[(1-n_1)n_2(1-n_3) - n_1(1-n_2)n_3]\times\left[\frac{1}{(\varepsilon_{21}-\omega)(\varepsilon_{23}+\omega_{s'})} + \frac{1}{(\varepsilon_{21}+\omega)(\varepsilon_{23}-\omega_{s'})}\right]. \end{aligned} \tag{12}$$

Первая из трех частей этого выражения получается в результате взятия следующих четырех интегралов, которые мы запишем в символическом виде:

$$\begin{aligned} &\int [G_1^p G_2^p G_3^h + G_1^h G_2^h G_3^p](\omega_s,\omega_{s'})d\varepsilon + \\ &\quad + \int [G_1^p G_2^p G_3^h + G_1^h G_2^h G_3^p](-\omega_{s'},-\omega_s)d\varepsilon, \end{aligned} \tag{13}$$

Эта часть выражения (12) характерна тем, что обе частицы 1, 2 в вершине V_{12} находятся либо выше, либо ниже поверхности Ферми. Для сравнения с обычным МХФ: в формализме метода функций Грина соответствующие интегралы, которые входят в уравнение для вершины V в ТКФС, имеют вид $A_{12} = \int [G_1^p G_2^h + G_1^h G_2^p]d\varepsilon$, т.е. частица и дырка для магических ядер всегда находятся по разные стороны от поверхности Ферми. Указанная часть выражения (12) совпадает с пределом $\Delta_1 = 0$ для одинаковых фононов в формуле (9) работы [31].

Остальные две из трех частей выражения (12) (каждое с квадратной скобкой) получается взятием оставшихся восьми интегралов, в которые G_1 и G_2 из произведений трех функций Грина всегда входят в виде $G_1^p G_2^h$ или $G_1^p G_2^h$, т.е. частицы 1 и 2 находятся по разные стороны от поверхности Ферми:

$$\begin{aligned} &\int [G_1^h G_2^p G_3^p + G_1^h G_2^p G_3^p](\omega,\omega_s)d\varepsilon + \\ &\quad + \int [G_1^h G_2^p G_3^p + G_1^h G_2^p G_3^p](-\omega,-\omega_s)d\varepsilon, \\ &\int [G_1^p G_2^h G_3^p + G_1^h G_2^p G_3^h](\omega,\omega_{s'})d\varepsilon + \\ &\quad + \int [G_1^p G_2^h G_3^p + G_1^h G_2^p G_3^h](-\omega,-\omega_{s'})d\varepsilon. \end{aligned} \tag{14}$$

Эти две оставшиеся части, согласно нашему определению [9], соответствуют графикам «идущим назад» или КОС3, они отсутствуют в указанном пределе формулы (9) [31]. Для динамического случая (переданная энергия $\omega \neq 0$) первая часть в (12) не зависит от энергии, тогда как вторая и третья части зависят от ω.

Для полумагических ядер, в которых, как известно, присутствует параметр малости g^2, следует учесть эффект спаривания. Это означает, что необходимо дополнить наши уравнения новыми слагаемыми, которые соответствуют графикам, содержащим интегралы от четырех одночастичных ФГ со спариванием G, G^h, $F^{(1)}$, $F^{(2)}$:

$$\begin{aligned} &G_1(\varepsilon) = G_1^h(-\varepsilon) = \frac{u_1^2}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{v_1^2}{\varepsilon + E_1 - i\delta}, \\ &F_1^{(1)}(\varepsilon) = F_1^{(2)}(\varepsilon) = -\frac{\Delta_1}{2E_1}\left[\frac{1}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{1}{\varepsilon + E_1 - i\delta}\right]. \end{aligned} \tag{15}$$

Наши расчеты подробно описаны в работах [29, 32], результаты приведены в таблице и на рис. 7. Как видно из них, получено хорошее согласие для величин $B(E1)(3_1^- \to 2_1^+)$ для всех изотопов за исключением ^{112}Sn и ^{114}Sn. Для оценки влияния отдельных эффектов на рассчитываемую величину в таблице также приведены результаты расчетов без учета эффектов поляризуемости ядра и без учета КОС. Как видно из таблицы, так же, как и в работе [28] для магических ядер, учет поляризуемости уменьшает $B(E1)$ (колонки 2 и 3), но это уменьшение (примерно в 3 раза) не такое большое, как в [28] для магических ядер (там — на порядок величины).

Учет эффектов КОС увеличивает величину $B(E1)$ больше чем на порядок (колонки 2 и 4), в то время как учет эффектов поляризуемости уменьшает ее почти на порядок (колонки 4 и 5) и приводит к хорошему согласию с экспериментом. Сложность теоретического изучения $E1$ переходов между однофононными состояниями связана с тем, что амплитуда этих переходов определяется разностью двух больших чисел, характеризующих два разных физических эффекта: поляризуемость ядра и корреляции в основном состоянии. Кроме того, в расчетах этой амплитуды важна самосогласованность расчетной схемы, в которой все величины — как характеристики фононов, так и вероятности $E1$–переходов между фононами — рассчитываются с использованием одного и того же энергетического функционала плотности. Таким образом, хорошее согласие с экспериментом для $E1$–переходов получено за счет разности двух больших эффектов, что подчеркивает важность используемой самосогласованной схемы. Этот факт проиллюстрирован

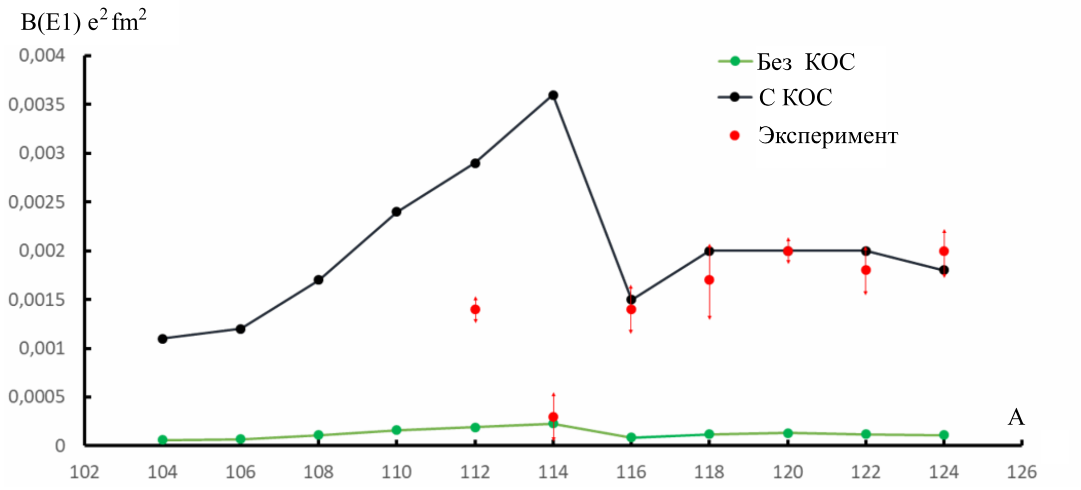

Рис. 7. Приведенные вероятности перехода между однофононными состояниями $B(E1)(3_1^- \to 2_1^+)$, e^2фм^2. Показаны результаты расчета [32] без КОС3 и с КОС3. Экспериментальные данные [33, 34]

Таблица. Приведенные вероятности перехода между первыми 3^-- и 2^+-фононами $B(E1)$, e^2фм^2, для изотопов олова (в колонке 2 приведены результаты расчетов без учета поляризуемости и без КОС; в колонке 3 — с поляризуемостью, но без КОС; в колонке 4 — без поляризуемости, но с КОС; в колонке 5 — окончательные результаты с поляризуемостью и КОС; в колонке 6 — эксперимент)

1	2	3	4	5	6
Ядро	$V = e_q V^{(0)}$ КОС = 0	$V = V_{\text{pol.}}$ КОС = 0	$V = e_q V^{(0)}$ КОС $\neq$ 0	$V = V_{\text{pol.}}$ КОС $\neq$ 0	Эксп.
^{124}Sn	0.0004	0.0001	0.0078	0.0018	0.0020 ± 0.0002
^{122}Sn	0.0005	0.0001	0.0090	0.0020	0.0018 ± 0.0002
^{120}Sn	0.0004	0.0001	0.0094	0.0020	0.0020 ± 0.0001
^{118}Sn	0.0004	0.0001	0.0093	0.0020	0.0017 ± 0.0004
^{116}Sn	0.0003	0.0001	0.0065	0.0015	0.0014 ± 0.0002
^{114}Sn	0.0009	0.0002	0.0186	0.0036	0.0003 ± 0.0002
^{112}Sn	0.0006	0.0002	0.0142	0.0028	0.0014 ± 0.0001
^{110}Sn	0.0004	0.0002	0.0097	0.0023	-
^{108}Sn	0.0003	0.0001	0.0054	0.0013	-
^{106}Sn	0.0002	0.0001	0.0022	0.0006	-
^{104}Sn	0.0001	0.0001	0.0015	0.0003	-

на рис. 7, из которого хорошо видно, что учет вклада КОС является совершенно обязательным для объяснения эксперимента в ядрах $^{116-124}$Sn.

Возможно, что причиной указанного расхождения с экспериментом может быть деформация нейтронно-дефицитных изотопов ^{112}Sn и ^{114}Sn в основном или возбужденном состояниях. Этот эффект — «сосуществование форм» — наблюдается и обсуждается в современных экспериментальных работах (см. например, недавний выпуск Phys. Rev. C **106**, (2022)). Однако нельзя исключить и более простую причину расхождения с экспериментом, например, вклад ложной дипольной моды в амплитуду $E1$ переходов, величина которого в нашей работе не анализировалась.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обсуждались КОС трех видов: КОС-МХФ, КОС–фон и в основном своеобразные КОС3, которые не содержат фононов и не входят в интегральное уравнение.

КОС–фон дают заметный количественный вклад в характеристики ПДР и ГМР. Представляет большой интерес изучить роль КОС–фон и в других задачах, прежде всего связанных с подавлением одночастичной силы в реакциях переноса в ядрах со спариванием и с учетом квазичастично–фононного взаимодействия. Точнее, необходимо выполнить расчеты эффектов связи с фононами в спаривательной щели и в спектроскопических факторах исходя из одночастичной схемы, полученной с энергетическим функционалом плотности. Актуальность такой задачи, по нашему мнению, отчетливо видна из результатов недавнего обзора «Подавление одночастичной силы в прямых реакциях» [35].

Учет КОС3 принципиально необходим для объяснения квадрупольных моментов однофононных состояний во всех изученных нами четно-четных полумагических ядрах, а также вероятностей $E1$–переходов между первыми 2^+ и 3^- состояниями в изотопах $^{116-124}$Sn. Следует подчеркнуть важность использования самосогласованной расчетной схемы. В отличие от работ [31, 36], где характеристики фононов подгонялись под эксперимент, в наших расчетах характеристики фононов и вероятности $E1$ переходов между ними рассчитывались в рамках самосогласованной схемы с известным функционалом Фаянса.

При этом остается место для изучения других КОС, происходящих от сложных конфигураций, например КОС4 [10] и КОС, вызванных двумя фононами, которые должны возникать с появлением знаменателей вида $[\omega + (\omega_{s_1} + \omega_{s_2})]^{-1}$ в соответствующем дисперсионном уравнении. Вопрос о КОС-2фон обсуждался еще в [37], однако насколько нам известно, соответствующий специальный анализ не выполнялся. Отметим, что слагаемые с этими знаменателями учитываются в подходе, развитом в [38], но их специальная роль не обсуждалась. В более общем подходе, развитом в [39], они должны быть, но специально не рассматривались из-за громоздкости полученных формул.

Работа поддержана внутренним грантом Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» (приказ №2767 от 28.10.21).

[1] *Мигдал А.Б.* // Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1965.
[2] *Соловьев В.Г.* // Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
[3] *Lenske H., Wambach J.* // Phys. Lett. B. **249**, N 3–4. 377. (1990).
[4] *Kamerdzhiev S., Speth J., Tertychny G.* // Phys. Rep. **393**, N 1. 1. (2004).
[5] *Камерджиев П., Ачаковский О.И., Толоконников В., Шитов М.И.* // ЯФ. **82**, № 4. 320. (2019).
[6] *Tselyaev V.* // Phys. Rev. C. **75**, N 2. 024306. (2007).
[7] *Kamerdzhiev S.P., Shitov M.I.* // The Eur. Phys. J. A. **56**, N 10. 265. (2020).
[8] *Воронов В.В., Караджов В., Катара Ф., Северюхин А.П.* // ЭЧАЯ. **31**. 905. (2000).
[9] *Voitenkov D., Kamerdzhiev S., Krewald S.* et al. // Phys. Rev. C. **85**, N 5. 054319. (2012).
[10] *Камерджиев П., Шитов М.И.* // Письма в ЖЭТФ. **109**, № 1. 65. (2019).
[11] *Камерджиев П.* // ЯФ. **2**, № 2. 415. (1965).
[12] *Kamerdzhiev S.P., Shitov M.I.* // Phys. At. Nucl. **84**, N 6. 804. (2021).
[13] *Камерджиев П.* // ЯФ. **38**. 316. (1983).
[14] *Целяев В.И.* // ЯФ. **50**. 1252. (1989).
[15] *Tselyaev V.I.* // Phys. Rev. C. **75**, N 2. 024306. (2007).
[16] *Avdeenkov A., Goriely S., Kamerdzhiev S., Krewald S.* // Phys. Rev. C. **83**, N 6. 064316. (2011).
[17] *Kamerdzhiev S.P., Tkachev V.N.* // Phys. Lett. **142**, N 4. 225. (1984).
[18] *Kamerdzhiev S.P., Tkachev V.N.* // Z. Phys. A. **334**, N 1. 19. (1989).
[19] *Tselyaev V., Lyutorovich N., Speth J., Reinhard P-G.* // Phys. Rev. C. (2018). **97**, N 4. 044308.
[20] *Litvinova E., Schuck P.* // Phys. Rev. C. **100**, N 6. 064320. (2019).
[21] *Harakeh M. N., van der Woude A.* // Giant Resonances: Fundamental High-Frequency Modes of Nuclear Excitation. Oxford Univ. Press, Oxford, 2001)
[22] *Kapitonov I. M.* // Physics-Uspekhi. **64**, N 2. 141. (2021).
[23] *Avdeenkov A. V., Kamerdzhiev S. P.* // Phys. Lett. B. **459**, N 10. 423. (1999).
[24] *Speth J.* // Z. Phys. A. **239**, N 3. 249. (1970).
[25] *Ring P., Speth J.* // Nucl. Phys. A. **235**, N 2. 315. (1974).
[26] *Ходель В. А.* // ЯФ. **24**. 367. (1976).
[27] *Камерджиев П., Войтенков Д. А., Саперштейн Э. Е., Толоконников В.* // Письма в ЖЭТФ. **108**, № 3. 155. (2018).
[28] *Камерджиев П., Войтенков Д. А., Саперштейн Э. Е.* и др. // Письма в ЖЭТФ. **106**, № 3. 132. (2017).
[29] *Шитов М. И., Войтенков Д. А., Камерджиев П., Толоконников В.* // ЯФ. **85**, № 5. 45. (2022).
[30] *Камерджиев П., Авдеенков А. В., Войтенков Д. А.* // ЯФ. **74**. 1509. (2011).
[31] *Ponomarev V. Yu., Stoyanov Ch., Tsoneva N., Grinberg M.* // Nucl. Phys. A. **635**, N 4. 470. (1998).
[32] *Шитов М. И., Камерджиев П., Толоконников В.* // Письма в ЖЭТФ. **117**, №1. 3. (2023).
[33] `https://www.nndc.bnl.gov/ensdf`
[34] *Говор Л. И., Демидов А. М., Журавлев О. К.* и др. // ЯФ. **54**. 330. (1991).
[35] *Aumann T., Barbieri C., Bazin D.* et al. // Progr. Part. Nucl. Phys. **118**. 103847. (2021).
[36] *Tsoneva N., Lenske H., Stoyanov C.* // Phys. Lett. B. **586**. 213. (2004).
[37] *Камерджиев П., Ткачев В.Н.* // ЯФ. **36**. С. 73. (1982).
[38] *Litvinova E., Ring P., Tselyaev V.* // Phys. Rev. C. **88**. 044320. (2013).
[39] *Камерджиев С.П., Шитов М.И.* // ЯФ. **84** . С. 804. (2021).

Nuclear Ground State Correlations

S.P. Kamerdzhiev[a], **M.I. Shitov**[b]

National Research Center Kurchatov Institute Moscow 123182, Russia
E-mail: [a] *kaev@obninsk.com*, [b] *schitov.mih@mail.ru*

The article discusses nuclear ground state correlations (GSCs), which are particularly clearly manifested when using the formalism of quantum Green's functions (GFs) and Feynman diagrams. In addition to the one-particle-one-hole ground state correlations in the well-known random phase approximation (RPA) method, there also exist and make a noticeable quantitative contribution GSCs that arise from using more complex configurations than in RPA, specifically, configurations containing phonons and those containing only three quasiparticles, phonon–GSCs and GSC3s, respectively. The latter case of GSC3 is discussed in detail in this paper. It has been shown that GSC3s make a significant quantitative contribution to problems related to explaining certain characteristics of low-lying excited states (phonons) and transitions between them in even–even nuclei.

PACS: 21.60.Ev, 24.10.Cn
Keywords: ground state correlations, Green's functions, Feynman diagrams, quasiparticle–phonon interaction, *E1*-transitions between excited states.
Received 09 February 2023.
English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 3. Pp. 316–323.

Сведения об авторах

1. Камерджиев Сергей Павлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; e-mail: kaev@obninsk.com.
2. Шитов Михаил Игоревич — канд. физ.-мат. наук; e-mail: schitov.mih@mail.ru.