

САМОСОГЛАСОВАННЫЕ РАСЧЕТЫ ВЕРОЯТНОСТЕЙ $E1$ -ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ОСНОВНЫМ И ДВУХФОНОННЫМ $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -СОСТОЯНИЕМ В ИЗОТОПАХ Sn

© 2024 г. М. И. Шитов¹⁾, С. П. Камерджиев^{1)*}, С. В. Толоконников¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2023 г.; после доработки 25.12.2023 г.; принята к публикации 25.12.2023 г.

Самосогласованный метод изучения ангармонических эффектов второго порядка в рамках квантовой теории многих тел впервые применяется для расчета вероятностей $E1$ -переходов между основным и двухфونонным $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -состоянием в полумагических изотопах олова $^{104-124}\text{Sn}$. Используемый подход содержит последовательный учет: 1) самосогласования между средним ядерным полем и эффективным взаимодействием, основанного на использовании метода энергетического функционала плотности с зарекомендовавшими себя параметрами функционала Фаянса DF3-a, 2) трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии и 3) эффектов поляризуемости ядра. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментами, включая ^{112}Sn . Предсказаны величины $B(E1)$ для четно-четных ядер $^{104-110,114}\text{Sn}$. Показано, что новые, т.е. динамические трехквaziчастичные корреляции в основном состоянии, дают очень значительный вклад в приведенные вероятности таких $E1$ -переходов и их учет необходим для объяснения эксперимента.

DOI: 10.31857/S0044002724040017, EDN: JNPEAY

1. ВВЕДЕНИЕ

Чтобы объяснить и надежно предсказать свойства ядер на современном уровне микроскопической теории ядра, необходимо выполнение двух общих условий. Во-первых, следует использовать подход с самосогласованием между средним полем и эффективным взаимодействием, в котором оба этих понятия определяются как соответствующие вариационные производные от энергетического функционала плотности с одним небольшим набором универсальных параметров. Самосогласованность и отсутствие подгоняемых параметров принципиально улучшает предсказательную силу теории. Во-вторых, необходимо учитывать квазичастично-фононное взаимодействие (КФВ), см., например, недавний обзор [1].

Проблема учета КФВ давно изучалась в рамках нескольких подходов: в квазичастично-фононной модели (КФМ) [2], теории конечных ферми-систем (ТКФС) [3] как без самосогласования [4], так и с самосогласованием [5], и с самосогласованием на основе квазичастичного приближения временной блокировки (ПВБ) [6]. Методы, основанные на ТКФС, базируются на факте существования в магических и полумагических ядрах малого параметра g^2 — обезразмеренного квадрата амплитуды рождения фонона (приближение g^2).

Элегантный и последовательный метод изучения ангармонических эффектов в ядрах без спаривания в рамках метода квантовых функций Грина (ФГ) был

развит в работе [7], которую мы обобщили на случай ядер со спариванием [8, 9]. Этот метод уже применялся для расчетов характеристик магических и полумагических ядер в нескольких работах, см. обзор [1]. В работе [10] было обнаружено, что, в отличие от $E2$ -переходов, в которых величина вероятности перехода определялась суммой эффектов поляризуемости и учета трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии (КОС), вероятности $E1$ -переходов определялись разностью этих двух больших вкладов. Это делает их крайне чувствительными к самосогласованности применяемого метода.

Недавно такой подход использовался для задачи расчета $E1$ -переходов между первыми однофунонными уровнями [8, 11] в полумагических изотопах олова $^{112-124}\text{Sn}$, и было получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными, кроме ядер $^{112,114}\text{Sn}$. Как и в предыдущих работах [10, 12, 13], хорошее согласие с экспериментом достигается благодаря учету двух существенных эффектов: ядерной поляризуемости и трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии. Эти эффекты в значительной мере компенсируют друг друга, приводя к хорошему согласию с экспериментальными данными. Во всех этих работах самосогласованная схема основывалась на методе энергетического функционала плотности Фаянса, см. обзор [14]. Для описания фононов в них использовался обычный метод хаотических фаз (МХФ) для магических ядер или квазичастичный МХФ (КМХФ) для ядер со спариванием.

Описанный самосогласованный микроскопический подход имеет высокую предсказательную

¹⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

* E-mail: kamerdzhiiev_sp@nrcki.ru

силу благодаря использованию небольшого набора хорошо известных параметров для расчета ядерных характеристик. Это дает эффективный инструмент для расчетов, теоретического анализа и надежных предсказаний.

Вполне естественно сделать следующий шаг в рамках вышеописанного подхода и рассмотреть вероятности $E1$ -переходов между основным и двухфононным $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -состоянием в ядрах со спариванием.

В области изучения мультифононных возбуждений ядер двухфононные возбуждения привлекают естественное особое внимание как возможность лучше понять эффекты ангармонизма, которые, как можно ожидать, будут наименьшими для двухфононных возбуждений, образованных разными фононами. В этой связи смешанные квадрупольно-октупольные двухфононные $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -состояния в ядрах со спариванием обсуждаются давно [15], подробнее см. обзор [16]. Интерес к ним усилился после (γ, γ') -экспериментов [17, 18] и их успешного объяснения в рамках несамосогласованной КФМ [2, 17, 19]. Однако, как подчеркивалось в работах [18, 19], КФМ не смогла объяснить приведенную вероятность $E1$ -перехода из основного в двухфононное состояние в ядре ^{112}Sn . Надо также иметь в виду, что эти состояния энергетически расположены в начале области пигмидипольного резонанса (ПДР), к которому давно уже приковано огромное внимание и в теории, и в эксперименте [20].

Существует несколько теоретических подходов для объяснения таких уровней в полумагических ядрах. Во-первых, несамосогласованная КФМ [2, 17, 19], наиболее характерным для нее является подгон параметров используемого сепарабельного взаимодействия по экспериментам для энергий и вероятностей переходов первых 2^+ - и 3^- -уровней (фононов). Во-вторых, самосогласованные расчеты, в которых характеристики фононов и изучаемых $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -уровней рассчитываются с использованием одного и того же энергетического функционала плотности (ЭФП) с хорошо известными параметрами. Сюда относятся расчеты таких уровней в двухфононной модели в рамках релятивистской RQTBA-2 [21]. Этот метод основан на методе ПВБ [6] и использует так называемую процедуру факторизации, т.е. замену чистой ph -конфигурации на коррелированную ph -пару.

В настоящей работе для расчетов $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -уровней впервые используется третий вариант самосогласованного подхода, основанный на вариационном методе Ходеля [5, 7]. Наш подход органически содержит оба физических эффекта, о необходимости которых для объяснения эксперимента говорилось выше, и не содержит вышеупомянутую процедуру факторизации. Во-первых, ядерная поляризуемость определяется матричным элементом от вершины V , которая на микроскопическом уровне непосредственно и индивидуально описывает эффектив-

ный заряд, как отношение $V/e_q V^0$. Поэтому нет необходимости вводить подгоночный эффективный заряд через феноменологический параметр χ [22], используемый, например, в [23]. Во-вторых, эффект связанный с КОС, автоматически содержится и проявляется именно в используемом нами методе ФГ.

Цель настоящей работы состоит в применении самосогласованного метода функций Грина для расчета вероятностей $E1$ -переходов между основным и указанными двухфононными состояниями в $^{112-124}\text{Sn}$, где есть соответствующие экспериментальные данные, и предсказать эти характеристики в других Sn-изотопах.

2. ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ ЗАРЯД

Поскольку рассматриваются $E1$ -переходы, имеет смысл кратко рассмотреть ситуацию с эффективным поляризационным дипольным зарядом, понятие о котором используется, по крайней мере, начиная с известных работ [22] и [24] (не путать с электрической дипольной поляризуемостью αD , связываемой, в частности, с нейтронной шубой ядра). Это тем более важно, что наш случай заметного значения величины переданной энергии $\omega = \omega_1 + \omega_2$ (в отличие от случаев $\omega = 0$ или $\omega = \omega_1 - \omega_2$) граничит с началом энергетической области пигмидипольного резонанса. Как известно, эффективный поляризационный заряд определяется через эффективное поле V [25]:

$$(e_{\text{eff}})_{12}(\omega) = \frac{V_{12}(\omega)}{e_q V_{12}^0}. \quad (1)$$

Т.е. он зависит от зарядовой переменной, энергии (ω) , одночастичных состояний 1, 2 и от мультипольности перехода. Для $E1$ -переходов хорошо известно: $e_q^p(E1) = eN/A$, $e_q^n(E1) = -eZ/A$.

Как уже говорилось, в нашем подходе, используемом понятие эффективного поля V , учитываются все указанные зависимости эффективного заряда.

Что касается эффективного поляризационного дипольного заряда, то очень часто используется эффективный заряд

$$e_{\text{eff}}(E1) = -1/2e \left(t_z - \frac{N-Z}{A} \right) (1 + \chi), \quad (2)$$

где параметр $\chi = -0.7$ был оценен в статическом пределе [24]. Это число можно также получить, если взять в $e_{\text{eff}}^p(E1) = eN/A \frac{\epsilon_F}{\beta}$, $e_{\text{eff}}^n(E1) = -eZ/A \frac{\epsilon_F}{\beta}$ [3] энергию Ферми 45 МэВ и энергию симметрии $\beta = 22$ МэВ [3] из формулы Вайцеккера, тогда находим $\frac{\epsilon_F}{\beta} = 0.34$, что соответствует $\chi = -0.7$. Использование приближения $\chi = -0.7$ оставляет место для объяснения результатов путем варьирования величины $e_{\text{eff}}(E1)$, что приводит к уменьшению физической роли поляризуемости. В расчетах [23] в рамках КФМ авторы использовали подгоночные значения для $e_{\text{eff}}^n = -0.21e$

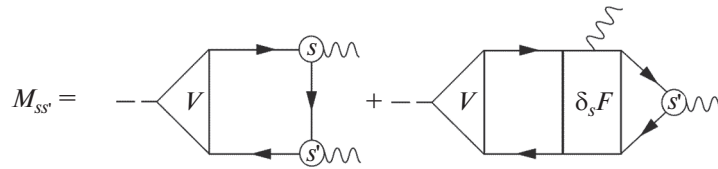


Рис. 1. Графическое представление для амплитуды (5) перехода между однофононными состояниями в ядрах без спаривания. Линии со стрелками – функции Грина G , кружки – амплитуды рождения фонона g_s с энергией ω_s .

и $e_{\text{eff}}^p = 0.28e$, полученные из феноменологической оценки для всего $E1$ эффективного заряда в [22]. В отличие от такого подхода, наша формула содержит матричный элемент от вершины V , который на микроскопическом уровне дает поляризуемость ядра, т.е. эффективный заряд как отношение $V/e_q V^0$. Следует, конечно, решать уравнение для вершины V , которое содержит “чистую” поляризуемость.

3. ВЫВОД ОСНОВНЫХ ФОРМУЛ. МЕТОД РАСЧЕТА

В самосогласованной теории конечных ферми-систем [3, 5] эффективное поле V – вершина, определяющая эффект ядерной поляризуемости при наложении внешнего поля V^0 с энергией ω , описывается уравнением

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

где F – эффективное взаимодействие, $A(\omega) = \int G(\varepsilon + \frac{\omega}{2})G(\varepsilon - \frac{\omega}{2})\frac{d\varepsilon}{2\pi i}$ – частично-дырочный пропагатор, а e_q – локальный заряд квазичастиц в поле.

Амплитуда рождения фононов с энергией ω_s в поле $V(\omega)$ подчиняется уравнению

$$g_s = FA(\omega_s)g_s. \quad (4)$$

Выражение для амплитуды перехода между основным и двухфононными состояниями $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ в ядрах без спаривания имеет следующий вид [5, 7] (подробнее см., например, [26]):

$$M_{ss'} = VGg_s Gg_{s'}G + VGG\delta_s FGGg_{s'}. \quad (5)$$

Графическое представление данного выражения показано на рис. 1. Для полумагических ядер, в которых также существует параметр малости g^2 [27], следует учесть эффект спаривания. Это означает, что необходимо дополнить нашу картину графиками, содержащими интегралы от четырех функций Грина $G, G^h, F^{(1)}, F^{(2)}$ [3].

Как и во всех наших предыдущих работах [10, 12, 13], мы пренебрегаем изменениями спаривательной щели во внешнем поле $d^{(1)}$ и $d^{(2)}$. Тогда вместо первого слагаемого в выражении (5) рис. 1, получаются восемь слагаемых, к каждому из которых следует, вообще говоря, добавить по два слагаемых, содержащих $\delta_s F$ и $\delta_s F^{\xi}$, где F^{ξ} – pp -взаимодействие. Одна-

ко, как было показано ранее при расчетах квадрупольных моментов [13], учет δF и $\delta_s F^{\xi}$ дает очень небольшой вклад, поэтому мы ограничились рассмотрением только восьми основных графиков, показанных на рис. 2.

Таким образом, вместо формулы (5) мы имеем сумму из восьми членов вида (6) для каждой из амплитуд перехода $M_{ss'}^{(i)}$, представленных на рис. 2, например для $M_{ss'}^{(1)}$:

$$M_{ss'}^{(1)} = \sum_{123} \langle 1|V|2\rangle \langle 2|g_{s'}|3\rangle \langle 3|g_s|1\rangle \times \int G_1(\varepsilon)G_2(\varepsilon + \omega)G_3(\varepsilon + \omega_s)d\varepsilon, \quad (6)$$

где переданная частота $\omega = \omega_{s'} + \omega_s$ (в [8] было $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$) и суммирование производится по уровням одночастичной схемы до 100 МэВ. Нижние цифровые индексы представляют собой наборы квантовых чисел $1 \equiv (n_1, l_1, j_1, m_1)$, а индексы s описывают характеристики фононов.

После отделения угловых переменных и суммирования по магнитным квантовым числам, получаем следующую формулу для приведенной вероятности $B(EL)$ (в нашем случае $L = 1$) перехода $0^+ \rightarrow [3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ с энергией $\omega = \omega_{s'} + \omega_s$:

$$B(EL) = \frac{1}{2L + 1} |\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle|^2, \quad (7)$$

где приведенный матричный элемент $\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle$ определяется выражением

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'} \times \left[A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)} \right]. \quad (8)$$

Здесь для приведенных матричных элементов вершины и фононов введены обозначения $\langle 1||V||2\rangle = V_{12}$, $\langle 3||g_s||1\rangle = g_{31}^s$ и $\langle 2||g_{s'}||3\rangle = g_{23}^{s'}$, мы использовали для амплитуды рождения фонона выражение $g_s = g_{I_s 0} Y_{I_s M}$. При этом

$$M_{ss'} = M_{ss'}^{(12)} + M_{ss'}^{(34)} + M_{ss'}^{(76)} - M_{ss'}^{(58)}. \quad (9)$$

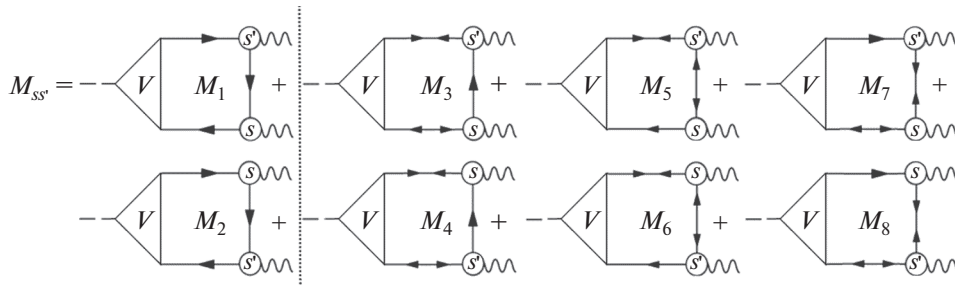


Рис. 2. Диаграммы для амплитуды перехода $M_{ss'}$ в ядрах со спариванием. Двойные стрелки отвечают аномальным функциям Грина F . Графики с аномальными функциями Грина отделены вертикальной штриховой линией.

Величины $A^{(ik)} = A^{(i)} + A^{(k)}$ представляют собой суммы двух пропагаторов – интегралов от трех ФГ (формула (6)), соответствующих одному из восьми графиков на рис. 2. Основными отличиями от однофононного случая являются знаки в суммах $2(E_{13}E_{23} - \omega_s\omega_{s'})$ и $2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)$ (в [8, 11] знаки были противоположные), и изменение закона сохранения на сумму $\omega = \omega_{s'} + \omega_s$ (в [8, 11] было $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$).

$$A_{123}^{(12)} = A_{123}^{(1)} + A_{123}^{(2)} = \frac{2(E_{13}E_{23} - \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} \times \\ \times (u_1^2 u_2^2 v_3^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2) + \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_s^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} \times \\ \times (u_1^2 v_2^2 u_3^2 - v_1^2 u_2^2 v_3^2) + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \times \\ \times (v_1^2 u_2^2 u_3^2 - u_1^2 v_2^2 v_3^2),$$

$$A_{123}^{(34)} = A_{123}^{(3)} + A_{123}^{(4)} = \frac{\Delta_1 \Delta_2}{4E_1 E_2} (u_3^2 - v_3^2) \times \\ \times \left(\frac{2(E_{13}E_{23} - \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \right. \\ \left. + \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_s^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right),$$

$$A_{123}^{(76)} = A_{123}^{(7)} + A_{123}^{(6)} = \frac{\Delta_1 \Delta_3}{4E_1 E_3} (u_2^2 - v_2^2) \times \\ \times \left(\frac{2(E_{13}E_{23} - \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_s^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \right. \\ \left. + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right),$$

$$A_{123}^{(58)} = A_{123}^{(5)} + A_{123}^{(8)} = \frac{\Delta_2 \Delta_3}{4E_2 E_3} (u_1^2 - v_1^2) \times \\ \times \left(\frac{2(E_{13}E_{23} - \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_s^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \right. \\ \left. + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right). \quad (10)$$

Первый член каждого из слагаемых $A_{123}^{(ik)}$ полностью соответствует формуле для приведенной вероятности переходов между основным и двухфононными состояниями в задаче со спариванием в работе [28], в которой решалась аналогичная задача для ^{120}Sn на базе КФМ [2]. Вторым и третьим членами каждого из слагаемых $A^{(ik)}$ являются уникальными слагаемыми и соответствуют трехквaziчастичным корреляциям в основном состоянии. Более подробно КОС обсуждались в [10, 11]. Насколько мы знаем, для рассматриваемой задачи переходов между основным и двухфононными состояниями они не учитываются в работах за пределами метода функций Грина. Как было получено ранее для мультипольных моментов [12, 13] в полумагических ядрах и однофононных переходов [10] в магических ядрах, и как будет показано далее в этой работе, изучаемые трехквaziчастичные КОС вносят количественно большой вклад в результирующую величину приведенной вероятности перехода.

Как упоминалось выше, во всех расчетах, как для эффективного поля, так и для эффективного взаимодействия и амплитуд рождения фононов использовались хорошо известные параметры функционала Фаянса DF3-а [29]. Детали метода расчета характеристик однофононных состояний в рамках самосогласованной ТКФС описаны в [1, 5]. Уравнения для эффективного поля V и амплитуды рождения фонона g решались в координатном представлении с использованием самосогласованного базиса ЭФП Фаянса DF3-а. Было получено достаточно разумное описание энергий фононов и, что особенно важно для нашей задачи расчета характеристик пропорциональных g^2 , хорошее описание приведенных вероятностей $B(EL)$ для фононов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты расчетов приведенных вероятностей $B(E1)$ перехода $0^+ \rightarrow [3^- \times 2^+]_1$ между основным и двухфононным состояниями представлены на рис. 3 и более подробно в табл. 1. Получено хорошее согласие с экспериментом [17, 18], включая ^{112}Sn . Показаны также результаты расчетов в КФМ и RQTVA-2 для $^{112,114-124}\text{Sn}$. Мы предсказываем сильное увеличение

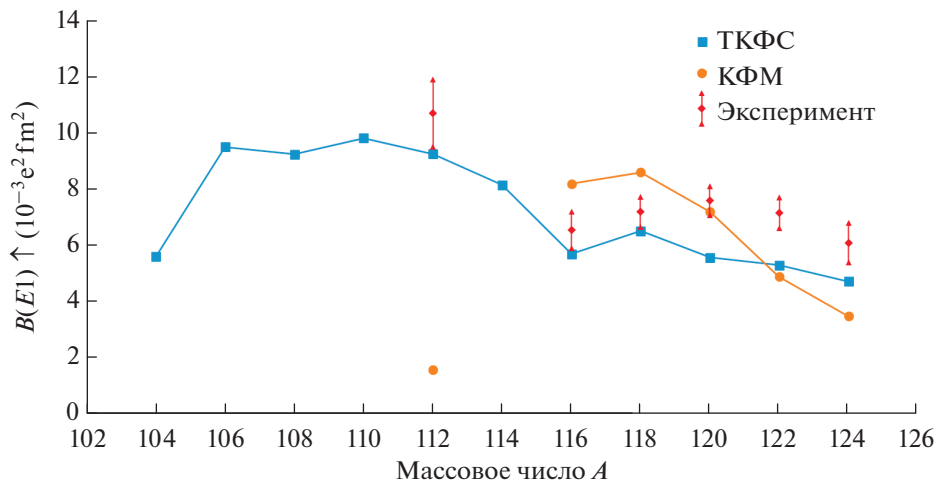


Рис. 3. Вероятности $B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 \text{ фм}^2)$ переходов из основного состояния в двухфононное $[3^- \times 2^+]_1$ - в изотопах Sn: ТКФС – расчет в рамках данной работы, КФМ – расчет и экспериментальные данные в работах [17, 18].

приведенной вероятности $E1$ -перехода в нейтронно-дефицитных четно-четных ядрах $^{106-114}\text{Sn}$.

Согласие с экспериментом для ^{112}Sn в нашем случае, в отличие от КФМ-расчетов, по-видимому, получено вследствие использования самосогласованного подхода. Отметим, что для похожей задачи расчета $E1$ -перехода между первыми однофононными состояниями в ^{112}Sn мы не получили согласия с экспериментом, но энергии изучаемых переходов заметно отличаются друг от друга: ~ 2 и ~ 4 МэВ. Последнее обстоятельство может быть причиной неточного и различного для двух этих задач учета роли духового состояния в наших $E1$ -переходах. Здесь необходимо более тщательное изучение роли "духа" в теории. В любом случае желательны эксперименты по прямому доказательству двухфононной природы наших 1^- -уровней.

Для оценки влияния отдельных эффектов на рассчитываемую величину $B(E1)$ в табл. 2 также приведены результаты расчетов без учета эффектов поляризуемости ядра и без учета КОС. Как видно из таблицы, без учета обоих эффектов отличие от окончательного результата (колонки 2 и 5) составляет почти везде 2 порядка. Учет только поляризуемости ($V = V_{\text{pol}}$) (колонки 2 и 3) увеличивает результат в среднем в 3 раза, а при учете КОС (колонки 3 и 5) результат увеличивается еще на 1.5–2 порядка и объясняет эксперимент. Т.е. количественный вклад КОС заметно больше, чем вклад поляризуемости, и является определяющим. Учет только КОС без поляризуемости (колонки 2 и 4) увеличивает результат на 1–2 порядка, и учет КОС при учете поляризуемости (колонки 3 и 5) так же увеличивает результат и объясняет эксперимент. Таким образом, в отличие от случая переходов между однофононными состояниями [8, 9, 11] для магических и полумагических ядер, хорошее согласие с экспериментом получено за счет суммы двух больших эффектов, и оба эффекта "работают" в сторону увеличения

результата.

Представляет интерес оценить вклад графиков $M^{(1)-(8)}$ на рис. 2, включая прежде всего графики с аномальными ФГ. Для этого приведена табл. 3. В ее столбцах указан вклад в полную амплитуду $M_{ss'}$ как суммарных протонных M^p и нейтронных M^n составляющих, так и отдельных групп графиков в нейтронную составляющую амплитуды перехода M^n . В отличие от задачи для переходов между однофононными состояниями [11], сумма $M_{ss'} = M^p + M^n$ складывается из двух слагаемых с одинаковыми знаками, где M^p на порядок величины меньше чем M^n . Различие знаков M^p для двухфононной и однофононной задачи обуславливается изменением знаков пропагатора A_{123} в формуле (10). M_{58}^n , в отличие от других нейтронных составляющих, входит в сумму с обратным знаком (см. формулу (9)).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в рамках квантовой теории многих тел и с использованием самосогласованного подхода на основе функционала плотности Фаянса DF3-а впервые рассчитаны вероятности $B(E1)$ изовекторных переходов из основного в двухфононные 1^- -состояния $[3^- \times 2^+]$ в ряде четно-четных изотопов олова. Получено хорошее согласие с имеющимся экспериментом, включая ^{112}Sn , и сделаны предсказания для ядер $^{104-110,114}\text{Sn}$.

Как и во всех наших предыдущих работах [8, 10–13], хорошее согласие с экспериментом достигается благодаря учету двух существенных эффектов: ядерной поляризуемости и трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии. Оба они естественно входят в наш подход через эффективное поле (вершину V) и аппарат ФГ соответственно. В нашем случае двухфононных $E1$ -переходов эти эффекты не компенсируют друг друга, как в случае задачи однофононных $E1$ -

Таблица 1. Вероятности $B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 \text{ фм}^2)$ переходов из основного состояния в двухфононное $[3^- \times 2^+]_1$ - в изотопах Sn: ТКФС – расчет в рамках данной работы, КФМ – расчет в работах [17, 18], RQTBA-2 – расчет в работе [21], эксперимент 1 – [17, 18], эксперимент 2 [30]

Ядро	ТКФС	КФМ	RQTBA-2	Эксп. 1	Эксп. 2
^{104}Sn	5.62	-	-	-	-
^{106}Sn	9.51	-	-	-	-
^{108}Sn	9.25	-	-	-	-
^{110}Sn	9.82	-	-	-	-
^{112}Sn	9.26	1.6	26.12	10.7 ± 1.2	15.0 ± 1.0
^{114}Sn	8.16	-	-	-	-
^{116}Sn	5.70	8.2	14.33	6.55 ± 0.65	16.3 ± 0.9
^{118}Sn	6.53	8.6	-	7.20 ± 0.54	-
^{120}Sn	5.58	7.2	15.90	7.60 ± 0.51	11.2 ± 1.1
^{122}Sn	5.31	4.9	-	7.16 ± 0.54	-
^{124}Sn	4.74	3.5	12.91	6.1 ± 0.7	10.0 ± 0.5

Таблица 2. Вероятности $B(E1) \uparrow (10^{-3} e^2 \text{ фм}^2)$ переходов из основного состояния в двухфононное $[3^- \times 2^+]_1$ - в изотопах Sn (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.
^{104}Sn	0.03	0.09	0.68	5.62	–
^{106}Sn	0.04	0.08	1.11	9.51	–
^{108}Sn	0.04	0.11	1.17	9.25	–
^{110}Sn	0.06	0.15	1.35	9.82	–
^{112}Sn	0.07	0.17	1.31	9.26	10.7 ± 1.2
^{114}Sn	0.09	0.29	1.29	8.16	–
^{116}Sn	0.06	0.40	0.79	5.70	6.55 ± 0.65
^{118}Sn	0.09	0.52	0.91	6.53	7.20 ± 0.54
^{120}Sn	0.09	0.50	0.79	5.58	7.60 ± 0.51
^{122}Sn	0.09	0.20	0.77	5.31	7.16 ± 0.54
^{124}Sn	0.08	0.15	0.70	7.74	6.1 ± 0.7

переходов, но складываются, приводя к хорошему согласию с экспериментальными данными даже в таком чувствительном случае, как запрещенный в модели идеальных бозонов изовекторный $E1$ -переход.

Важным результатом работы является использование самосогласования при анализе двух указанных составляющих в расчетах вероятностей переходов $B(E1)$ между основным и двухфононным состояниями – поляризуемости ядра и трехквартичных корреляциями в основном состоянии. Очевидно, что такой подход обладает значительной предсказательной силой, поскольку в нем не используются никаких подгоночных параметров. Разумное объяснение величины $B(E1)$ в ядре ^{112}Sn является подтверждением этого.

Наши расчеты показали, что заметное изменение

вершины и соответствующей амплитуды перехода, например, в ядре ^{120}Sn начинается от 8 МэВ, что соответствует хвосту изовекторного $E1$ -резонанса. Наш случай – это двухфононный переход с энергией примерно 4 МэВ – и по приведенной вероятности перехода на 1–2 порядка меньше, чем в случае обычного изовекторного $E1$ -резонанса. Представляет большой интерес постановка экспериментов для подтверждения двухфононной природы рассматриваемых здесь 1⁻-уровней подобно уже реализованным экспериментам в ядрах ^{144}Sm [31] и ^{88}Sr [32].

Авторы признательны Ю.В. Ковалевой за помощь в аналитических расчетах, В.И. Целяеву за полезные дискуссии и В.Ю. Пономареву за обсуждение КФМ-расчетов. Расчеты выполнены на ВК НИЦ КИ.

Работа выполнена при финансовой поддержке

Таблица 3. Вклад отдельных групп графиков (рис. 2) в полную амплитуду перехода $M_{ss'}$, см. формулу (9) (M^n , M^p – нейтронная и протонная составляющие амплитуды $M_{ss'}$, e фм); для каждого из изотопов приведено два значения, расчет с учетом эффективного поля (поляризуемости) и расчет с затравочным зарядом (без поляризуемости)

Ядро	M^n					M^p	полная $M_{ss'}$
	$M^{(12)}$	$M^{(34)}$	$M^{(76)}$	$M^{(58)}$	полная M^n	$M^{(12)}$	
^{104}Sn	-0.1566	-0.0145	-0.0039	-0.0489	-0.1261	-0.0038	-0.1299
^{104}Sn без пол.	-0.0531	-0.0056	-0.0013	-0.0156	-0.0444	-0.0006	-0.0450
^{106}Sn	-0.2142	-0.0169	-0.0057	-0.0735	-0.1632	-0.0057	-0.1689
^{106}Sn без пол.	-0.0731	-0.0065	-0.0021	-0.0249	-0.0567	-0.0009	-0.0576
^{108}Sn	-0.2157	-0.0165	-0.0049	-0.0774	-0.1596	-0.0069	-0.1666
^{108}Sn без пол.	-0.0759	-0.0064	-0.0020	-0.0265	-0.0579	-0.0014	-0.0592
^{110}Sn	-0.2307	-0.0161	-0.0037	-0.0853	-0.1652	-0.0065	-0.1717
^{110}Sn без пол.	-0.0829	-0.0064	-0.0019	-0.0297	-0.0615	-0.0020	-0.0636
^{112}Sn	-0.2341	-0.0138	-0.0022	-0.0908	-0.1593	-0.0073	-0.1667
^{112}Sn без пол.	-0.0852	-0.0055	-0.0014	-0.0320	-0.0602	-0.0024	-0.0626
^{114}Sn	-0.1953	-0.0174	-0.0038	-0.0663	-0.1501	-0.0063	-0.1564
^{114}Sn без пол.	-0.0729	-0.0071	-0.0027	-0.0229	-0.0598	-0.0024	-0.0622
^{116}Sn	-0.1966	-0.0093	-0.0017	-0.0811	-0.1265	-0.0043	-0.1308
^{116}Sn без пол.	-0.0710	-0.0037	-0.0009	-0.0286	-0.0470	-0.0018	-0.0488
^{118}Sn	-0.2167	-0.0093	-0.0020	-0.0921	-0.1359	-0.0041	-0.1399
^{118}Sn без пол.	-0.0782	-0.0037	-0.0009	-0.0327	-0.0502	-0.0020	-0.0522
^{120}Sn	-0.2080	-0.0070	-0.0009	-0.0914	-0.1244	-0.0049	-0.1293
^{120}Sn без пол.	-0.0761	-0.0029	-0.0004	-0.0332	-0.0462	-0.0025	-0.0487
^{122}Sn	-0.2043	-0.0046	0.0002	-0.0897	-0.1190	-0.0072	-0.1262
^{122}Sn без пол.	-0.0764	-0.0020	0.0002	-0.0336	-0.0445	-0.0036	-0.0482
^{124}Sn	-0.1906	-0.0020	0.0009	-0.0824	-0.1093	-0.0099	-0.1192
^{124}Sn без пол.	-0.0727	-0.0009	0.0008	-0.0319	-0.0410	-0.0050	-0.0459

Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 21-52-12035.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, *ЯФ* **82**, 320 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 366 (2019)].
- В. Г. Соловьёв, *Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
- А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, Издание 2-е (Наука, Москва, 1983).
- S. Kamezdzhiev, J. Speth, and G. Teruychny, *Phys. Rep.* **393**, 1 (2004).
- V. A. Khodel and E. E. Saperstein, *Phys. Rep.* **92**, 183 (1982).
- V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **75**, 024306 (2007).
- В. А. Ходель, *ЯФ* **24**, 704 (1976) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **24**, 367 (1976)].
- М. И. Шитов, Д. А. Войтенков, С. П. Камерджи́ев, С. В. Толоконников, *ЯФ* **85**, 45 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 42 (2022)].
- С. П. Камерджи́ев, М. И. Шитов, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 65 (2019) [*JETP Lett.* **109**, 69 (2019)].
- С. П. Камерджи́ев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 132 (2017) [*JETP Lett.* **106**, 139 (2017)].
- М. И. Шитов, С. П. Камерджи́ев, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 1 (2023) [*JETP Lett.* **117**, 1 (2023)].
- С. П. Камерджи́ев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *Письма в ЖЭТФ* **108**, 155 (2018) [*JETP Lett.* **108**, 155 (2018)].
- D. Voitenkov, S. Kamezdzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Phys. Rev. C* **85**, 054319 (2012).
- Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **79**, 703 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 1030 (2016)].
- P. Vogel and L. Kocbach, *Nucl. Phys. A* **176**, 33 (1971).
- U. Kneissl, N. Pietralla, and A. Zilges, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **32**, R217 (2006).
- J. Bryssinck, L. Govor, D. Belic, F. Bauwens, O. Beck, P. von Brentano, D. De Frenne, T. Eckert, C. Fransen, K. Govaert, R.-D. Herzberg, E. Jacobs, U. Kneissl,

- H. Maser, A. Nord, N. Pietralla, et al., Phys. Rev. C **59**, 1930 (1999).
18. I. Pysmenetska, S. Walter, J. Enders, H. von Garrel, O. Karg, U. Kneissl, C. Kohstall, P. von Neumann-Cosel, H. H. Pitz, V. Yu. Ponomarev, M. Scheck, F. Stedile, and S. Volz, Phys. Rev. C **73**, 01732 (2006).
 19. N. Tsoneva, H. Lenske, and C. Stoyanov, Phys. Lett. B **586**, 213 (2004).
 20. D. Savran, T. Aumann, and A. Zilges, Progr. Part. Nucl. Phys. **70**, 210 (2013).
 21. E. Litvinova, P. Ring, and V. Tselyaev, Phys. Rev. C **88**, 044320 (2013).
 22. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2.
 23. M. Grinberg and Ch. Stoyanov, Nucl. Phys. A **573**, 231 (1994).
 24. I. Hamamoto, Nucl. Phys. A **205**, 225 (1973).
 25. С. П. Камерджи́ев, ЯФ **1**, 415 (1965).
 26. С. П. Камерджи́ев, А. В. Авдеенков, Д. А. Войтенков, ЯФ **74**, 1509 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1478 (2011)].
 27. А. В. Авдеенков, С. П. Камерджи́ев, ЯФ **62**, 563 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 563 (1999)].
 28. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, Nucl. Phys. A **635**, 470 (1998).
 29. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
 30. K. Govaert, F. Bauwens, J. Bryssinck, D. De Frenne, E. Jacobs, W. Mondelaers, L. Govor, and V. Yu. Ponomarev, Phys. Rev. C **57**, 2229 (1998).
 31. M. Wilhelm, E. Radermacher, A. Zilges, and P. Von Brentano, Phys. Rev. C **54**, R449 (1996).
 32. J. Isaak, D. Savran, N. Pietralla, N. Tsoneva, A. Zilges, K. Eberhardt, C. Geppert, C. Gorges, H. Lenske, and D. Renisch, Phys. Rev. C **108**, L051301 (2023).

SELF-CONSISTENT CALCULATIONS OF $E1$ TRANSITION PROBABILITIES BETWEEN THE MAIN AND TWO-PHONON $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -STATE IN Sn ISOTOPES

M. I. Shitov¹⁾, S. P. Kamerdzhev¹⁾, S. V. Tolokonnikov¹⁾

¹⁾National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

A self-consistent method for studying second-order anharmonic effects in the framework of quantum many-body theory is used for the first time to calculate the probabilities of $E1$ -transitions between the main and two-phonon $[3_1^- \times 2_1^+]_{1-}$ -state in semi-magical isotopes $^{104-124}\text{Sn}$. The approach used contains accounting for: 1) self-consistency between the nuclear mean field and effective interaction, based on the use of the energy density functional method with proven parameters of the DF3-a Fayans functional, 2) three-quasiparticle ground state correlations and 3) the effects of nuclear polarizability. Good agreement was obtained with the available experiments, including ^{112}Sn . The values of $B(E1)$ are predicted for even-even nuclei $^{104-110,114}\text{Sn}$. It is shown that the new, i.e. dynamic three-quasiparticle ground state correlations make a very significant contribution to the reduced probabilities of such $E1$ -transitions and their consideration is necessary to explain the experiment.