

# РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОСКОПИЧЕСКОЙ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ТЕОРИИ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДРАХ

© 2019 г. С. П. Камерджи́ев<sup>1)\*</sup>, О. И. Ачаковский<sup>2)</sup>,  
С. В. Толоконников<sup>1),3)</sup>, М. И. Шитов<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

Самосогласованный подход в проблеме учета квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ) дает большую предсказательную силу и отсутствие подгоняемых параметров (что принципиально для астрофизики), последовательность и возможность учета новых эффектов. В работе представлен краткий обзор результатов, полученных в рамках этого подхода с функционалами Скирма или Фаянса с использованием параметра малости  $g^2$ , где  $g$  — амплитуда рождения фонона, и эффектов тэдпол (tadpole). Рассматривается вклад КФВ в электромагнитные моменты нечетных ядер в основном состоянии; ангармонические эффекты второго порядка по  $g^2$ : квадрупольные моменты первых  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний и  $EL$ -переходы между однофононными состояниями; ангармонические эффекты третьего порядка; пигми-дипольные и гигантские резонансы, а также вклад КФВ в радиационные характеристики ядерных реакций. Для магических и полумагических ядер обсуждаются дополнительные эффекты и структуры в ядерных характеристиках, обусловленные КФВ, новые, т.е. трехквазичастичные и четырехквазичастичные, корреляции в основном состоянии. Предсказаны ранее неизвестные значения таких характеристик, включая характеристики пигми-дипольного резонанса в нейтронно-обогащенных изотопах Ni. Показано, что во всех рассмотренных задачах вклад КФВ значителен или принципиально важен и необходим для объяснения экспериментальных данных.

DOI: 10.1134/S004400271904010X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема включения квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ) в микроскопическую теорию ядра имеет длительную и плодотворную историю [1, 2]. Наиболее важным и характерным в этой истории является факт использования двух наборов феноменологических параметров, описывающих среднее поле ядра и эффективное взаимодействие, т.е. одночастичные и коллективные возбуждения. Эти параметры определялись из эксперимента, что было убедительно продемонстрировано в работах копенгагенской школы [1]. Однако бурное развитие астрофизических направлений в ядерной физике, а также дополнительные потребности в ядерных данных показали, что информация о свойствах ядер и характеристиках ядерных реакций требуется практически для всех нуклидов

(примерно 6–8 тыс.), огромное большинство из которых нестабильны. Для таких ядер почти отсутствуют экспериментальные данные, необходимые для получения феноменологических параметров. Поэтому появилась настоятельная необходимость в развитии микроскопических подходов, которые, по крайней мере, исключили существование двух наборов параметров и свели бы их к одному. Этот набор позволил бы рассчитывать и среднее поле ядра, и эффективное взаимодействие, т.е. характеристики как основного, так и возбужденных состояний, по крайней мере, в области относительно низких (30–40 МэВ) энергий (области пигми- и гигантских резонансов). Такая необходимость была реализована в результате развития самосогласованных микроскопических подходов [3–5]. Одним из вариантов вышеуказанных подходов является самосогласованная теория конечных ферми-систем (ТКФС) [6] с использованием функционала Фаянса [7, 8] или Скирма [9].

Фактически еще ранее указанного направления или параллельно с ним развивались и микроскопические подходы, учитывающие КФВ в рамках несамосогласованной квазичастично-фононной модели (КФМ) [2], и в рамках формализма функций Грина

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>ГНЦ РФ Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского, Обнинск, Россия.

<sup>3)</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия.

\*E-mail: kamerdzhiev\_sp@nrcki.ru

**Таблица 1.** Энергии  $\omega_3$  (МэВ) и вероятности  $B(E3)\uparrow$  ( $e^2 \text{бн}^3$ ) возбуждения состояний  $3_1^-$  в четных изотопах Sn (экспериментальные данные взяты из [21])

$A$	$\omega_3$	$\omega_3^{\text{exp}}$	$B(E3)$	$B(E3)^{\text{exp}}$
100	5.621	—	0.109	—
102	3.959	—	0.0565	—
104	3.643	—	0.0760	—
106	3.457	—	0.0901	—
108	3.350	—	0.0959	—
110	3.282	[2.459]	0.0996	—
112	3.221	2.355	0.102	0.087(12)
114	3.157	2.275	0.106	0.100(12)
116	3.100	2.266	0.106	0.127(17)
118	3.072	2.325	0.106	0.115(10)
120	3.069	2.401	0.112	0.115(15)
122	3.112	2.493	0.107	0.092(10)
124	3.208	2.614	0.103	0.073(10)
126	3.346	—	0.0973	—
128	3.547	—	0.0870	—
130	3.822	—	0.0784	—
132	4.572	[4.351]	0.129	—

(ФГ) [10, 11, 12, 15]. Если в КФМ единообразно учитывалось КФВ для всей области низких энергий, то в [6, 11] изучались характеристики основного и низколежащих однофононных состояний, ангармонические эффекты с участием 2–3 фононов, а в области энергий пигми- и гигантского резонанса использовалось обобщение стандартной теории конечных ферми-систем [12] на случай учета КФВ в частично-дырочных пропагаторах теории ТКФС [13–16].

Следующим шагом, направленным на улучшение описания имеющихся экспериментальных данных и предсказание новых физических результатов, связанных с учетом КФВ, прежде всего, для нестабильных ядер, было развитие и применение самосогласованных подходов для задач, требующих включения КФВ [17, 18]. Здесь, в отличие от самосогласованной КФМ [17], продолжает пока существовать некоторый разрыв между подходами в области описания основного и низколежащих возбужденных состояний [6, 19], с одной стороны, и подходом в области пигми-дипольных и гигантских дипольных резонансов (ПДР и ГДР) [18, 20], с другой.

Работа разбивается на две части, которые заметно отличаются друг от друга. Первая часть содержит описание характеристик основного и низколежащих однофононных состояний магических и полумагических ядер на базе энергетического функционала плотности с использованием функционала Фаянса и анализ ангармонических эффектов второго и третьего порядка по  $g^2$ , где  $g$  — безразмерная амплитуда рождения фонона. Вторая часть посвящена анализу и расчетам ядерных характеристик в области энергий ПДР и ГДР. Расчеты выполняются самосогласованным образом в том смысле, что среднее поле и эффективное взаимодействие рассчитываются с использованием функционалов Скирма. Во второй части рассчитываются также характеристики ядерных реакций с участием гамма-квантов (сечения и спектры радиационного захвата, средние радиационные ширины). Заключение содержит выводы и перечисление некоторых нерешенных задач.

## 2. ОСНОВНОЕ И НИЗКОЛЕЖАЩИЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР

Мы используем факт существования малого параметра

$$\alpha = \frac{|\langle 1 || g_s || 2 \rangle|^2}{(2j_1 + 1)\omega_s} \ll 1 \quad (1)$$

для магических [1] и полумагических ядер, где  $g_s$  — приведенный матричный элемент от амплитуды рождения коллективного фонона с энергией  $\omega_s$ .

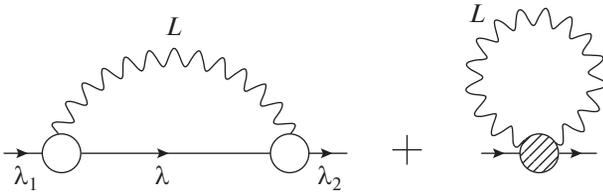
Основные уравнения ТКФС [12], описывающие соответственно поляризуемость ядра и амплитуду рождения фонона, имеют следующий символический вид:

$$\widehat{V} = \widehat{V}_0 + \widehat{F}\widehat{A}\widehat{V}, \quad (2)$$

$$\widehat{g}_L = \widehat{F}\widehat{A}\widehat{g}_L, \quad (3)$$

где все члены уравнения являются матрицами,  $F$  — эффективная амплитуда взаимодействия, которая рассчитывается как вторая вариационная производная по плотности (для скалярной амплитуды Ландау–Мигдала) или же обычно берется из описания многочисленных экспериментальных данных по магнитным моментам (для спиновой части взаимодействия в  $F$ ).  $A$  — частично-дырочный пропагатор, представляющий собой интеграл от произведения разных комбинаций ФГ:  $G^p(\varepsilon)$ ,  $G^h(\varepsilon)$  и аномальных ФГ  $F^{(1)}$  и  $F^{(2)}$ .

В качестве примера в табл. 1 приведены результаты самосогласованных расчетов характеристик первых  $3^-$ -фононов в изотопах олова. Они выполнялись в рамках самосогласованной ТКФС с параметрами функционала Фаянса DF3-а. Как



**Рис. 1.**  $g^2$  — поправки к массовому оператору в магических ядрах. Кружки с одной волнистой линией в первом слагаемом — амплитуды рождения фонона  $g$ , волнистые линии — ФГ фонона  $D$ . Сплошные линии — одночастичные ФГ. Второе слагаемое — фоновый тэдпол (tadpole).

видно, получено достаточно разумное описание энергий первых  $3^-$ -фононов и, что особенно важно для  $g^2$ -эффектов, хорошее описание приведенных вероятностей  $B(E3)$ .

Чтобы учесть поправки от КФВ в одночастичные характеристики, необходимо рассмотреть эти поправки к массовому оператору, показанному на рис. 1. В нем, кроме полюсной диаграммы, учитывается неполюсная, так называемый тэдпол, который представляет свертку ФГ фонона с величиной  $\delta_1 g_2$  (случай  $1 = 2$ ). Эта величина находится вариацией уравнения (3) для амплитуды  $g_2$  в поле фонона 1 и удовлетворяет интегральному уравнению

$$g_{12} = \delta_1 F A g_2 + F(\delta_1 A) g_2 + F A g_{12}. \quad (4)$$

В дальнейшем, когда  $1 \neq 2$ , мы их продолжаем называть эффектами тэдпола. Поправки к массовому

**Таблица 2.** Вклад КФВ в нейтронные одночастичные энергии (МэВ) в  $^{208}\text{Pb}$

$\lambda$	$\varepsilon_\lambda$ [DF3-a + ph]	$\varepsilon_\lambda^{\text{exp}}$	$\varepsilon_\lambda$ [RMF + ph]
$3d_{3/2}$	-1.171	-1.40	-0.63
$2g_{7/2}$	-1.426	-1.45	-1.14
$4s_{1/2}$	-1.483	-1.90	-0.92
$3d_{5/2}$	-2.023	-2.37	-1.39
$1j_{15/2}$	-2.483	-2.51	-1.84
$1i_{11/2}$	-2.327	-3.16	-3.30
$2g_{9/2}$	-3.924	-3.94	-3.29
$3p_{1/2}$	-7.549	-7.37	-7.68
$2f_{5/2}$	-8.316	-7.94	-8.66
$3p_{3/2}$	-8.338	-8.27	-8.26
$1i_{13/2}$	-8.905	-9.00	-9.10
$2f_{7/2}$	-10.059	-9.71	-9.71
$1h_{9/2}$	-10.535	-10.78	-11.78

оператору:

$$\delta\Sigma = \delta\Sigma^{\text{pole}} + \delta\Sigma^{\text{tad}}, \quad (5)$$

$$\delta\Sigma^{\text{tad}} = \int \frac{d\omega}{2\pi i} \delta_L g_L D_L(\omega). \quad (6)$$

## 2.1. Вклад КФВ в характеристики основного состояния

**2.1.1. Одночастичные характеристики.** На рис. 2 представлено сравнение с экспериментом теоретических одночастичных уровней, полученных в самосогласованных расчетах с различными функционалами, включая расчеты с новейшим функционалом Скирма HFV-17. Видно, что в случае HFV-17 спектр заметно разрежен по сравнению с функционалами Фаянса и описание эксперимента хуже. Отличие от эксперимента объясняется вкладом КФВ, и в табл. 2 показаны эти же уровни, рассчитанные с учетом КФВ по формулам

$$\delta\varepsilon_\lambda = Z_\lambda(\delta\Sigma_{\lambda\lambda}^{\text{pole}} + \delta\Sigma_{\lambda\lambda}^{\text{tad}}), \quad (7)$$

$$Z_\lambda = \left( 1 - \frac{\partial\Sigma_{\lambda\lambda}(\varepsilon)}{\partial\varepsilon} \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_\lambda} \right)^{-1} \quad (8)$$

(столбец с расчетами в рамках метода релятивистского среднего поля (RMF) приведен справа). Видно, что учет КФВ значительно улучшает согласие с экспериментом. При этом описание такого же качества получено и для других вариантов функционала Фаянса. Вариант с функционалом RMF дает значительно худшие результаты.

В табл. 3 представлены две составляющие поправки от КФВ в (5). Видно, что полюсной член в основном отрицателен, а неполюсной член  $\delta\varepsilon_\lambda^{\text{tad}}$  всегда положителен, так что в большинстве случаев эти поправки имеют противоположные знаки. При этом величина неполюсного члена обычно меньше, чем полюсного, но иногда неполюсной член дает основной вклад.

На рис. 3 и 4 представлен более сложный случай самосогласованных расчетов, когда одночастичные характеристики для полумагических ядер определяются выражениями:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\varepsilon_\lambda^{(0)} + M_\lambda^{\text{even}}(E_\lambda)}{1 + q_\lambda(E_\lambda)}, \quad (9)$$

$$\Delta_\lambda = \frac{\Delta_\lambda^{(0)} + M_\lambda^{(1)}(E_\lambda)}{1 + q_\lambda(E_\lambda)}, \quad E_\lambda = \sqrt{\varepsilon_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2},$$

где

$$q_\lambda = -\frac{M_\lambda^{\text{odd}}(E_\lambda)}{E_\lambda}, \quad (10)$$

**Таблица 3.** Полусные и тэдпольные вклады КФВ-поправок от  $3^-$ -состояний в нейтронные одночастичные энергии (МэВ) в  $^{208}\text{Pb}$

$\lambda$	$\delta\varepsilon_\lambda^{\text{pole}}$	$\delta\varepsilon_\lambda^{\text{tad}}$	$\delta\varepsilon_\lambda$
$3d_{3/2}$	-0.150	0.012	-0.137
$2g_{7/2}$	-0.142	0.061	-0.081
$4s_{1/2}$	-0.134	0.016	-0.118
$3d_{5/2}$	-0.147	0.023	-0.124
$1j_{15/2}$	-0.708	0.204	-0.504
$1i_{11/2}$	-0.058	0.198	0.140
$2g_{9/2}$	-0.244	0.076	-0.167
$3p_{1/2}$	-0.220	0.053	-0.167
$2f_{5/2}$	-0.186	0.094	-0.092
$3p_{3/2}$	-0.205	0.056	-0.149
$1i_{13/2}$	0.057	0.211	0.269
$2f_{7/2}$	0.724	0.091	0.815
$1h_{9/2}$	-0.014	0.197	0.184

а  $M^{\text{even}}$ ,  $M^{\text{odd}}$  — четная и нечетная по энергии части полюсного члена на рис. 1 ( $M = M^{\text{even}} + M^{\text{odd}}$ ).

Энергии  $\varepsilon_\lambda$  и  $\varepsilon_\lambda^{(0)}$  отсчитываются от соответствующих химических потенциалов  $\mu$  и  $\mu^{(0)}$ . Здесь использовался функционал Скирма SLy4. Из-за сложности задачи в расчетах не учитывались поправки на эффекты тэдпола в ядрах со спариванием, которые были пока только введены в работе [27]. Для спектроскопического фактора уровня  $2d^{3/2}$  в  $^{119}\text{Sn}$  вклад КФВ весьма значителен. Разумное согласие с экспериментом [23–25] получено для стабильных изотопов олова. Для нестабильных изотопов олова вклад КФВ дает сильную фрагментацию одночастичных уровней, так что можно с трудом говорить о доминантных уровнях, что, видимо, объясняется тем, что в нестабильных ядрах фононы более коллективны, чем в стабильных. Это отчетливо видно в расчетах *фрагментации спаривательной щели* в изотопах олова, представленных на рис. 4. Для стабильного  $^{120}\text{Sn}$  получено хорошее согласие с экспериментом за счет учета вклада КФВ [26]. Рассмотренные здесь расчеты являются “самосогласованным” продолжением работы [28]. Достаточно полный обзор результатов о роли КФВ в спаривательной щели представлен в [29], а также в [26, 30–36].

**2.1.2. Электромагнитные моменты нечетных ядер в основном состоянии.** В рамках стандарт-

ной ТКФС электромагнитные моменты ядра определяются через диагональный матричный элемент

$$Q_\lambda = \langle \lambda | V | \lambda \rangle_{m=j}, \quad (11)$$

где  $\lambda$  — состояние нечетного нуклона,  $V$  — нормальная компонента эффективного поля. Поправки, связанные с КФВ, во втором порядке по амплитуде рождения фонона имеют следующий символический вид:

$$\begin{aligned} \delta^{(2)}V_{\lambda_1\lambda_2} &\equiv \delta^2V_{12} = & (12) \\ &= (\delta^2\phi_1V\phi_2) + (\phi_1V\delta^2\phi_2) + (\delta^1\phi_2V\delta^1\phi_1) + \\ &+ (\phi_2, \delta^2V\phi_1) + (\delta^1\phi_2\delta^1V\phi_1) + (\phi_2\delta^1V\delta^1\phi_1). \end{aligned}$$

Эти поправки названы и показаны в графическом виде на рис. 5. В магических ядрах основная поправка происходит от  $3_1^-$ -фонона, тогда как в полумагических ядрах — от  $2_1^+$ -фонона. Главный результат расчетов — очень сильное сокращение диаграммы на рис. 5в (эффект взаимодействия, индуцированного фононами) и двух полюсных диаграмм на рис. 5а. Тогда остальные поправки вносят заметный вклад. Результаты их расчетов показаны на рис. 6. Хорошо видно, что КФВ-поправки заметно улучшают согласие с экспериментом [37]. Более подробные результаты можно найти в работах [30, 38–43].

## 2.2. Ангармонические эффекты 2-го порядка

Ангармонические эффекты, которые количественно изучались в ядерной физике низких энергий, можно разделить на эффекты второго и третьего порядков по амплитуде рождения фонона  $g$ , если предполагается относительно слабый ангармонизм, когда существует малый параметр (1) (в дальнейшем эффекты  $g^2$  и  $g^3$ ). Это означает, что задача решается поэтапно: сначала можно построить фононы, а затем рассматривать их взаимодействие.

Ангармонические поправки  $g^2$  для магических ядер изучались давно в рамках теории ядерных полей (Nuclear Field Theory) (ТЯФ) [1], метода ФГ. Для ядер со спариванием они изучались в рамках ТЯФ, метода ФГ и в рамках последовательного гамильтонова подхода — КФМ [2, 44], подробнее см. ссылки [45].

В [45] впервые было сказано о новом эффекте трехквизачастичных корреляций в основном состоянии (КОС), которые, как оказалось, велики (в отличие от двухквизачастичных КОС, имеющих в обычном методе хаотических фаз ((К)МХФ) и объясняют половину ангармонических поправок. Следует отметить, что эти новые КОС в  $g^2$ -подходе

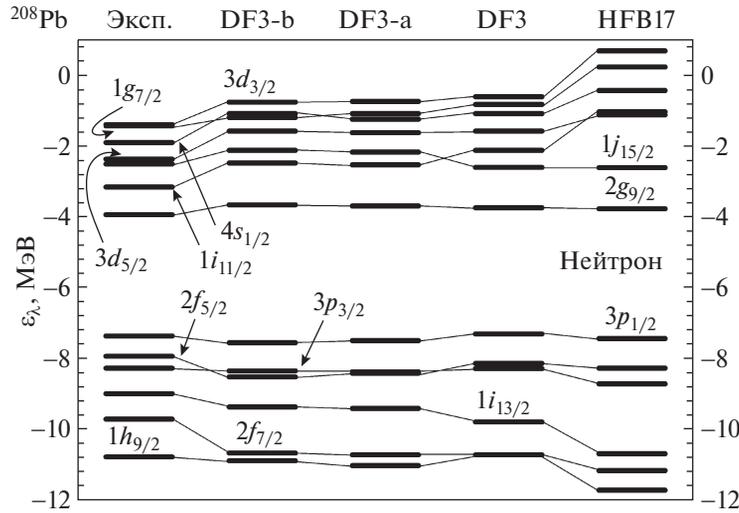


Рис. 2. Нейтронные одночастичные уровни в <sup>208</sup>Pb. Экспериментальные данные [22].

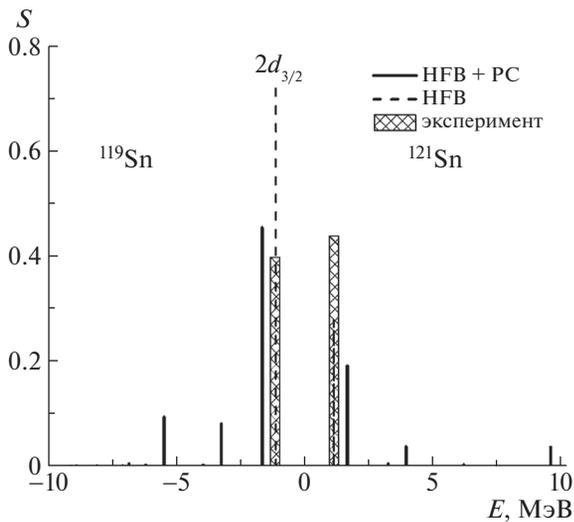


Рис. 3. Спектроскопфакторы (одночастичная сила), вычисленные для  $d_{3/2}$ -орбитали в <sup>119</sup>Sn и <sup>121</sup>Sn. Экспериментальные данные [23–25].

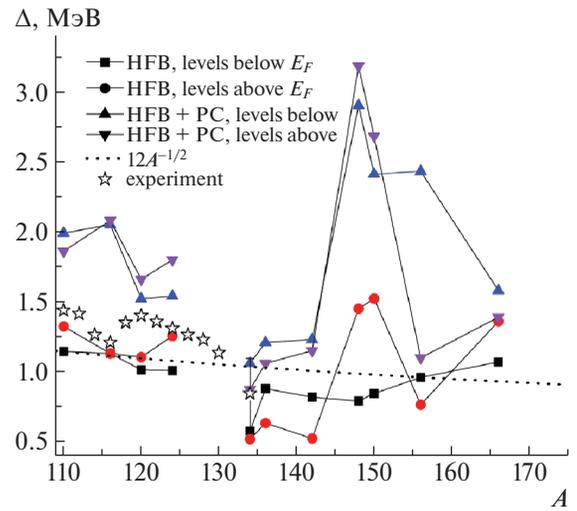


Рис. 4. Величина нейтронной щели с КФВ в изотопах Sn (расчеты с силами Скирма SLy4) [26].

фактически учитывались в рамках ТЯФ [46] и метода ФГ [47], но количественно они не выделялись и не назывались.

Большую роль в изучении эффектов второго и третьего порядков сыграла работа [11] для магических ядер, основанная на методе ФГ и ТКФС [12] и использующая условия согласования между средним полем и ядерным взаимодействием. Это позволило избежать введения новых параметров. Исходным положением здесь является использование РРА, точнее, приближения Бора–Моттельсона для расчета амплитуды  $g$  с учетом всех  $g^2$ -поправок. Такой учет осуществляется для  $g^2$ -задачи введением эффектов фоннного тэдпола (рис. 1), которые необходимо учитывать в поправках к среднему по-

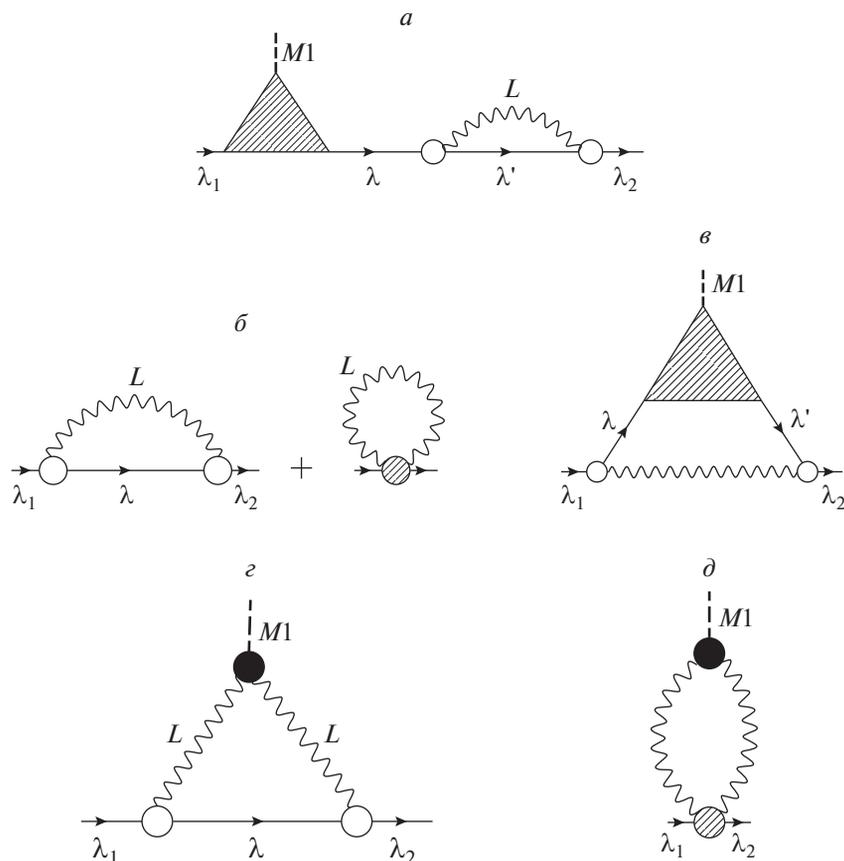
лю (подробнее см. [6]). Величина  $\delta_1 g_2$ , входящая в определение тэдпола, удовлетворяет интегральному уравнению (4) и учитывает все  $g^2$ -члены.

Согласно [11] амплитуда перехода под воздействием внешнего поля  $V_0$  для двух фононов имеет вид

$$M^{(2)} = V_0 G G g_1 G g_2 + V_0 G G g_{12}, \quad (13)$$

где величину  $g_{12}$  можно записать в виде диаграмм, представленном на рис. 7. Здесь и в дальнейшем величина  $g$  рассматривается в рамках РРА, точнее ТКФС. После ряда преобразований выражение для  $M^{(2)}$  можно получить в виде

$$M^{(2)} = V G G G g_1 g_2 + V G G \delta_1 F G G g_2, \quad (14)$$

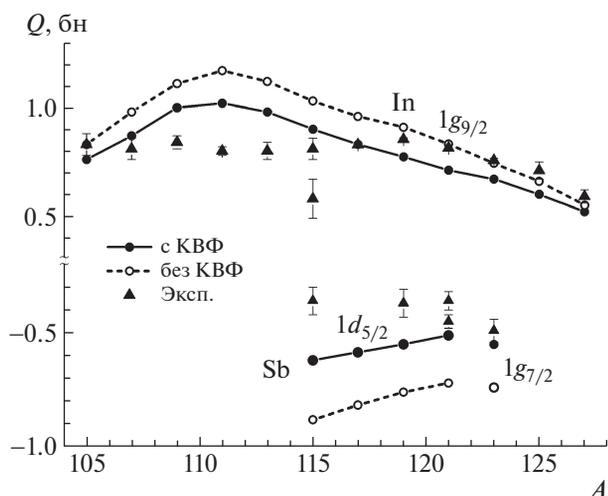


**Рис. 5.** КФВ-поправки к статическим электромагнитным моментам: *а* — “концевые” КФВ-поправки; *б* — КФВ-поправки к массовому оператору; *в* — КФВ-поправки, обусловленные индуцированным взаимодействием; *г* — поправки, обусловленные прямым действием электромагнитного поля на фонов; *д* — тэдполподобная диаграмма вклада электромагнитного момента фонов. Черный кружок — электромагнитный момент фонов.

т.е. окончательное выражение для  $M^{(2)}$  содержит эффект поляризуемости ядра, описываемый в рамках RPA, точнее ТКФС (первое слагаемое), и  $\delta F$

(второе слагаемое). Как показали расчеты в [45], вклад этого второго слагаемого мал.

Для ядер со спариванием надо еще использовать аномальные ФГ  $F^{(1)}$  и  $F^{(2)}$ , с шестью диаграммами, часть которых показана на рис. 8. Окончательное выражение для амплитуды  $M^{(2)}$  в случае одинаковых фононов (статический момент фонов) имеет вид



**Рис. 6.** Квадрупольные моменты основных состояний нечетных изотопов In и Sb с и без КФВ-поправок. Экспериментальные данные [37].

$$M_{LL}^{(2)} = \sum_{123} (-1)^{L+1} \begin{pmatrix} I & L & L \\ 0 & L & -L \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} I & L & L \\ j_3 & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} \times \langle 1 || V || 2 \rangle \langle 3 || g_L || 1 \rangle \langle 2 || g_L || 3 \rangle \sum_{i=1}^8 A_{123}^{(i)\text{pair}}, \quad (15)$$

где

$$\sum_{i=1}^8 A_{123}^{(i)\text{pair}} = \left( \frac{1}{(\omega_L + E_{13})(\omega_L + E_{23})} + \frac{1}{(\omega_L - E_{13})(\omega_L - E_{23})} \right) \times \quad (16)$$

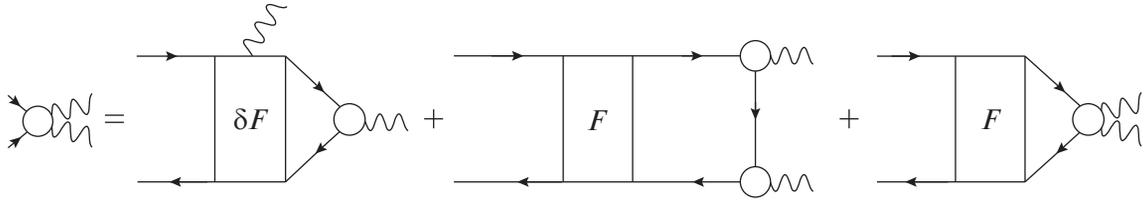


Рис. 7. Уравнение (4) в диаграммном виде.

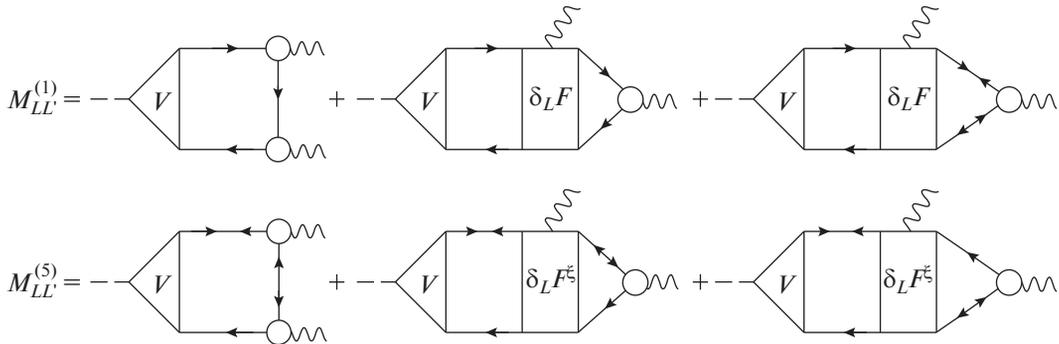


Рис. 8. Матричные элементы  $M^{(1)}$  и  $M^{(2)}$  для ядер со спариванием.

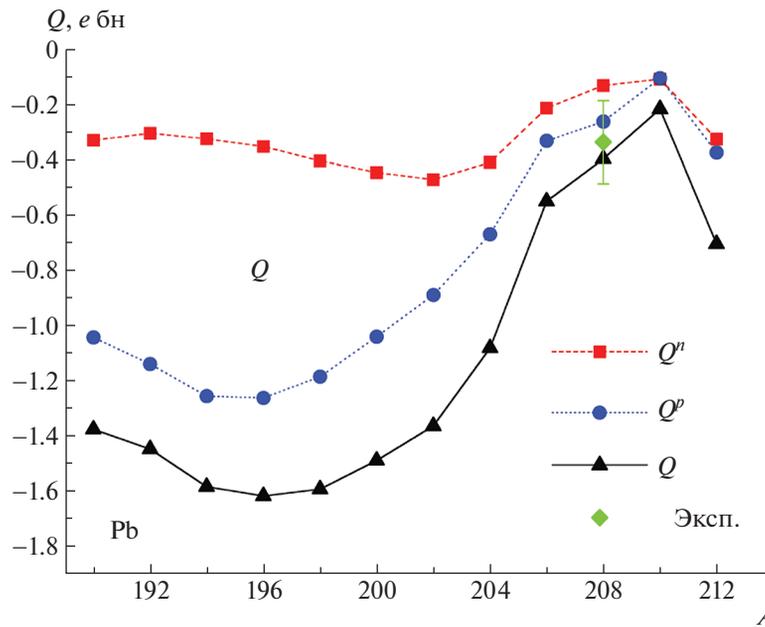


Рис. 9. Квадрупольные моменты первых  $3^-$ -состояний в четных изотопах Pb.

$$\begin{aligned} & \times \left[ u_1^2 u_2^2 v_3^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2 + \frac{\Delta_1 \Delta_2}{4E_1 E_2} (u_3^2 - v_3^2) + \frac{2E_{13}(u_2^2 u_3^2 v_1^2 - v_3^2 v_2^2 u_1^2)}{E_{13}^2 - \omega_L^2} - \right. \\ & \left. + \frac{\Delta_1 \Delta_3}{4E_1 E_3} (u_2^2 - v_2^2) + \frac{\Delta_2 \Delta_3}{4E_2 E_3} (u_1^2 - v_1^2) \right] + \\ & \left. + \frac{1}{E_{12}} \left[ \frac{2E_{23}(u_1^2 u_3^2 v_2^2 - v_1^2 v_3^2 u_2^2)}{E_{23}^2 - \omega_L^2} + \frac{\Delta_1 \Delta_2}{2E_1 E_2} (u_3^2 - v_3^2) + \frac{\Delta_1 \Delta_3}{2E_1 E_3} (u_2^2 - v_2^2) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\Delta_2 \Delta_3}{2E_2 E_3} (u_1^2 - v_1^2) \right) \left( \frac{E_{13}}{E_{13}^2 - \omega_L^2} + \frac{E_{23}}{E_{23}^2 - \omega_L^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

Здесь  $E_{12} = E_1 + E_2, E_1 = \sqrt{(\varepsilon_1 - \mu)^2 + \Delta_1^2}$ , а

**Таблица 4.** Вероятности переходов  $B(EL)\downarrow e^2 \text{ фм}^{2L}$  (экспериментальные данные взяты из [21]; в столбце 4 приведены результаты расчетов без новых КОС и поляризуемости ядра, в столбце 5 — КОС  $\neq 0$  и с оценкой поляризуемости через  $e_{\text{eff}}$ , в столбце 6 — с КОС = 0 и учетом поляризуемости через решение уравнения для вершины (2), в столбце 7 показаны окончательные результаты)

1	2	3	4	5	6	7	8
$EL$	Переход	Ядро	КОС = 0 $V = e_q V_0$	КОС $\neq 0$ $e_{\text{eff}} \neq 0$	КОС = 0 $V \neq 0$	КОС $\neq 0$ $V \neq 0$	Эксп.
$E1\downarrow$	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	$^{132}\text{Sn}$	$7.6 \times 10^{-4}$	$2.8 \times 10^{-2}$	$6.9 \times 10^{-5}$	$1.3 \times 10^{-3}$	$>2.8 \times 10^{-4}$
	$2_1^+ \rightarrow 3_1^-$	$^{208}\text{Pb}$	$2.45 \times 10^{-4}$	$8.19 \times 10^{-4}$	$2.4 \times 10^{-5}$	$9.5 \times 10^{-4}$	$(7.9 \pm 2.7) \times 10^{-4}$
$E2\downarrow$	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	$^{132}\text{Sn}$	$3.28 \times 10^{-3}$	7.79	13.8	25.7	$24.3 \pm 1.2$
	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	$^{208}\text{Pb}$	19.35	36.21	46.0	18.8	$27.9 \pm 1.5$

нижние индексы  $1 \equiv (n_1, l_1, j_1)$  (сферические ядра) — наборы одночастичных квантовых чисел.  $V$  и  $g_L$  — эффективное поле, которое определяет поляризуемость ядра, и амплитуда рождения фона на с моментом  $L$  и энергией  $\omega_s$ . Они определяются уравнениями ТКФС (2) и (3), в которых надо уже учесть спаривание [12]. Вторая половина формулы (16) с множителем  $(E_{12})^{-1}$  дает новые, т.е. трехквизчастичные КОС.

На рис. 9 показаны результаты самосогласованных расчетов квадрупольных моментов в первом  $3^-$ -состоянии для изотопов Pb, выполненных с использованием функционала Фаянса DF3-а. Величина  $Q(3_1^-)$  в наших расчетах определяется двумя эффектами: эффектом КОС (они составляют 50–60% от  $Q_{\text{tot}}$ ) и поляризуемости ядра (примерно 40–50% от  $Q_{\text{tot}}$ ). Оба эффекта имеют одинаковые знаки, в противоположность случаю  $E1$ -переходов в дважды магических ядрах  $^{132}\text{Sn}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  (см. ниже), где эти эффекты сильно компенсируют друг друга. Для  $^{208}\text{Pb}$ , для которого имеется единственное экспериментальное значение  $Q(3_1^-) = -0.35 \pm \pm 0.15 e \text{ бн}$ , мы получили величину  $Q(3_1^-) = -0.40 e \text{ бн}$ , в которой вклад КОС составляет  $[-0.40 - (-0.18)] = -0.22 e \text{ бн}$  (55%), а вклад поляризуемости  $[-0.18 - (-0.074)] = -0.17 e \text{ бн}$  (43%). Все значения протонной и нейтронных составляющих в окончательном результате  $Q_{\text{tot}}$  отрицательны. Рассчитанные величины  $Q(3_1^-)$  в полумагических ядрах превышают  $Q(3_1^-)$  в магическом ядре  $^{208}\text{Pb}$  в 2–3 раза для изотопов Pb (кроме  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ) и в 3–4 раза для изотопов Sn (кроме  $^{102}\text{Sn}$ ). Это примерно соответствует качественным предположениям о величинах  $Q(3_1^-)$  в [1] (стр. 501), хотя для изученных полумагических ядер различия на порядок нет.

В табл. 4 приведены результаты самосогласованных расчетов другого эффекта второго поряд-

ка — вероятностей  $E1$ - и  $E2$ -переходов в дважды магических ядрах  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{132}\text{Sn}$ , выполненных с использованием функционала Фаянса DF3-а. Получено хорошее согласие с экспериментом. Чтобы оценить роль отдельных эффектов, определяющих величину  $B(EL)$ , в столбцах 4, 5 и 6 таблицы представлены результаты различных приближенных расчетов. Поляризационные эффекты для  $E1$ -переходов прежде всего определяются различием знаков в локальных зарядах  $e_q^p(E1)$  и  $e_q^n(E1)$ . Однако включение КОС увеличивает величины  $B(E1)$  больше чем на порядок (см. столбцы 6 и 7), а включение поляризуемости уменьшает эту величину тоже на порядок (см. столбцы 4 и 6), т.е. окончательная величина наблюдаемого эффекта определяется разностью двух больших чисел. Это подчеркивает важность самосогласованности расчетной схемы. Для  $E2$ -переходов включение КОС изменяет величины  $B(E2)$  в 2–3 раза, а включение поляризуемости по-разному увеличивает эффект для разных ядер. Более подробные результаты можно найти в работах [45, 48–50].

### 2.3. Ангармонические эффекты 3-го порядка

Амплитуда перехода под воздействием внешнего поля  $V_0$  для трех фононов имеет вид [11]

$$M^{(3)} = V_0 G G g_1 G g_2 G g_3 + V_0 G G g_{12} G g_3 + V_0 G G g_{123}. \quad (17)$$

Чтобы получить уравнение для  $M^{(3)}$ , аналогичное (13) для  $M^{(2)}$ , необходимо варьированием уравнения (4) получить более сложное интегральное уравнение для  $g_{123}$ :

$$g_{123} = \delta_1 \delta_2 F G G g_3 + \delta_1 F G g_2 G g_3 G + \delta_1 F G G g_{12} + F G g_{12} G g_3 G + F G g_1 G g_2 G g_3 G + F G G g_{123}. \quad (18)$$

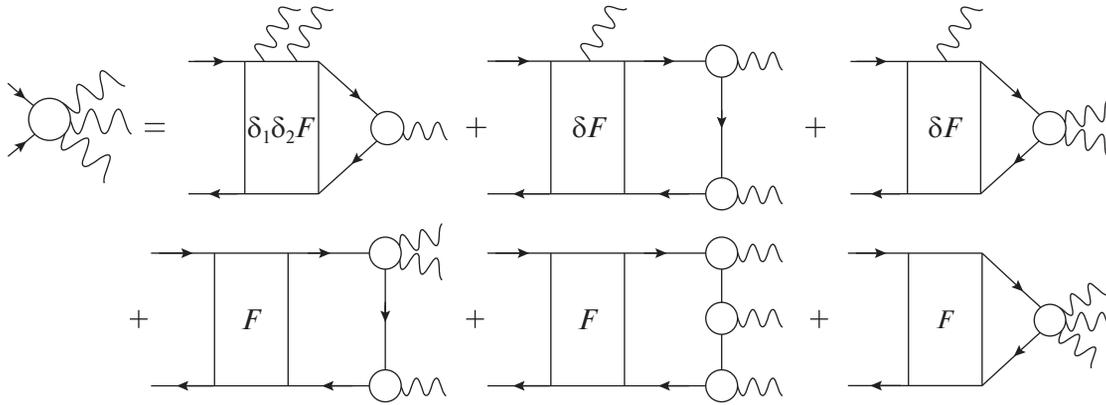


Рис. 10. Уравнение (18) в диаграммном виде.

Это уравнение (рис. 10) содержит пять (а не два, как  $g_{12}$  в (4)) различных свободных членов, не считая подобных им, возникающих от перестановки фононов. Повторяя по аналогии вывод для получения  $M^{(2)}$ , находим выражение для  $M^{(3)}$ :

$$M^{(3)} = VGg_1Gg_2Gg_3G + VGg_{12}Gg_3G + \quad (19) \\ + VGG\delta_1FGGg_{12} + VGG\delta_1FGg_1Gg_2G + \\ + VG\delta_1\delta_2FGg_3G.$$

На языке диаграмм Фейнмана его можно записать в виде, показанном на рис. 11.

По аналогии с результатами о малости графиков с  $\delta F$ , полученными в [45], можно считать, что диаграммы на рис. 11, содержащие  $\delta F$ ,  $\delta_1\delta_2F$  также дают малый вклад. Диаграмма на рис. 11 с  $g_{12}$  определяет эффекты фононного тэдпола, который, насколько нам известно, нигде не обсуждался. Поэтому в дальнейшем для задачи взаимодействия трех фононов мы рассматриваем только первую диаграмму рис. 11 с четырьмя ФГ. Для задачи с тремя “равноправными” фононами, рассмотренной в [11], следует учитывать перестановки фононов, так что в действительности необходимо рассчитать вклад шести таких диаграмм.

Чтобы на языке ФГ рассмотреть ядра со спариванием, следует использовать четыре ФГ:  $G$ ,  $G^h$ ,  $F^{(1)}$ ,  $F^{(2)}$  [12]. Действуя по аналогии для задачи со спариванием [45], распишем первую диаграмму для  $M^{(3)}$  с учетом этих ФГ. При этом, как и в [45], учитываем только рh-вершины в уравнении для эффективного поля и не учитываем рр- и hh-вершины, которые обычно дают малый вклад, а их учет привел бы к серьезному усложнению задачи. Тогда в случае спаривания необходимо рассчитать вклады семи типов диаграмм, которые содержат произведения ФГ  $F_1^{(1)}F_2^{(2)}$ .

Представляет интерес рассмотреть конкретный случай перехода между двухфононным и однофононным состояниями в ядрах со спариванием,

для которого имеются экспериментальные данные и расчеты в рамках других моделей. В [44] была рассмотрена задача о  $E1$ -переходе между конкретными двухфононным и однофононным состояниями в ядрах со спариванием. Авторы рассчитали вероятность наблюдаемых  $E1$ -переходов между двухфононным  $1^-$ -состоянием, состоящим из низколежащих первых однофононных  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний, и однофононным  $2^+$ -состоянием в трех ядрах Sn, Sm, Nd и получили хорошее согласие с экспериментом. По аналогии с [44] нами был рассмотрен переход между конкретным двухфононным состоянием  $[1 \times 2] \rightarrow 4$  на однофононное состояние 4.

Результаты работы [44] получаются в рассматриваемом нами подходе, если не учитывать, в частности, в интеграле от четырех ФГ, содержащем 14 слагаемых с произведением четырех коэффициентов Боголюбова, следующие слагаемые:

1. Четырехквазичастичные КОС, т.е. четыре слагаемых типа  $u^2u^2v^2v^2$ , где  $u^2$  и  $v^2$  — квадраты коэффициентов Боголюбова, входящие в определение ФГ в ядрах со спариванием [12];
2. Восемь слагаемых типа  $u^2v^2v^2v^2$  или  $u^2u^2u^2v^2$ , которые, возможно, являются также четырехквазичастичными КОС;
3. Диаграммы  $\delta_1g_2$  (вторые на рис. 11), которые содержат эффекты тэдпола и трехквазичастичные КОС;
4. Слагаемые на рис. 11 с  $\delta F$  и  $\delta_1\delta_2F$ , которые, видимо, малы.

Поскольку в [44] было получено хорошее описание экспериментальных данных, нельзя исключить возможность того, что будущие сложные расчеты покажут, что все неучтенные эффекты компенсируют друг друга.

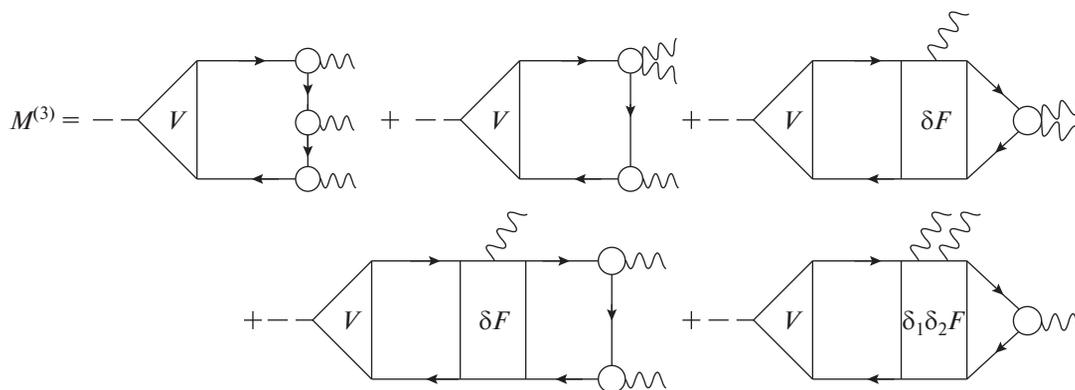


Рис. 11. Формула (19) в диаграммном виде.

### 3. ПИГМИ-ДИПОЛЬНЫЕ И ГИГАНТСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Рассмотрим другую область энергий возбуждений ядра, область энергий ПДР и ГДР, где используется функционал Скирма и учет связи с фонанами осуществляется в рамках метода квазичастичного приближения временной блокировки (КПВБ) для магических и полумагических ядер [16,15,18]. Для магических ядер используется новейший метод приближения континуумной временной блокировки (ПКВБ) (см. разд. 3.4).

Центральным понятием здесь является понятие радиационной силовой функции (РСФ)  $f_{E1}(\omega)$ , которое, в предположении верности гипотезы Бринка—Акселя, используется для описания характеристик радиационных ядерных реакций

$$f_{E1}(\omega) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\sigma_{\text{abs}}(\omega)}{\omega}, \quad (20)$$

где  $\omega$  — энергия гамма-кванта,  $\sigma_{\text{abs}}$  — сечение фотопоглощения.

#### 3.1. Вклад КФВ в РСФ

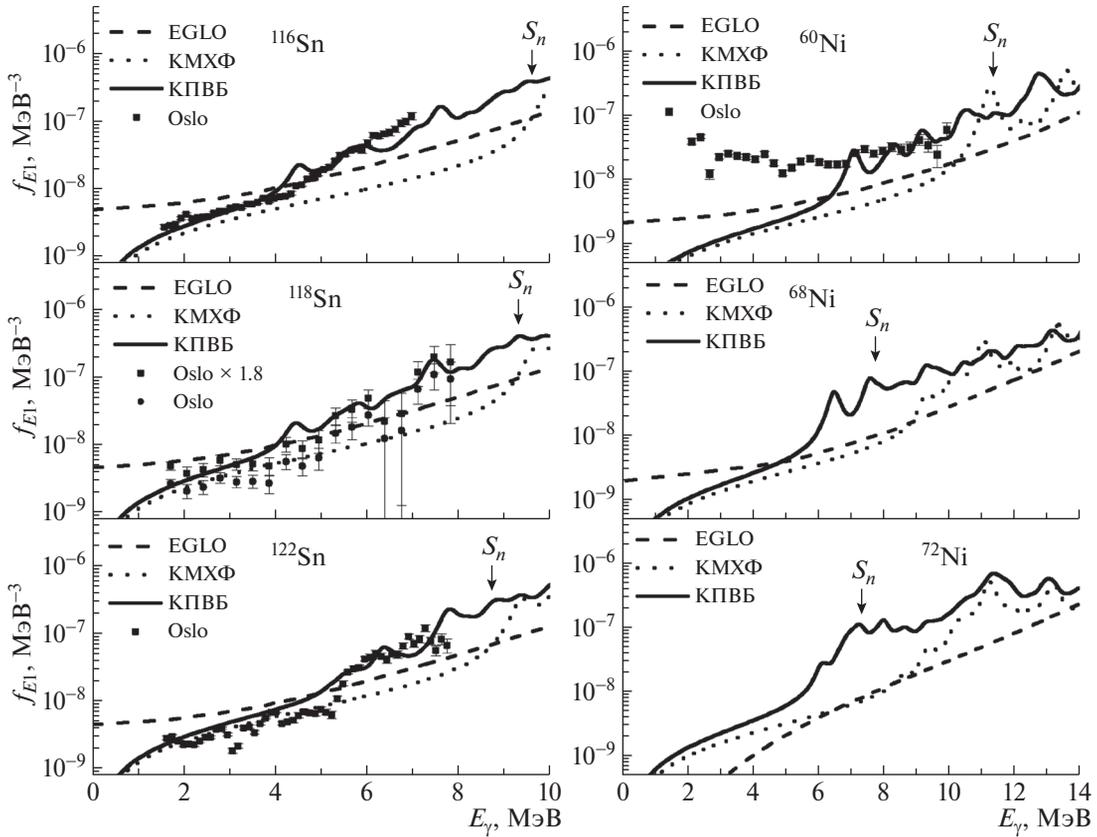
На рис. 12 и 13 представлены РСФ в области ПДР для изотопов олова и никеля, которые сравниваются с экспериментальными значениями, полученными с помощью “метода Осло” [51–54], и с известной феноменологической моделью EGLO (улучшенный обобщенный лоренциан). Из этих рисунков видно, что, во-первых, в отличие от феноменологической модели EGLO, в изотопах олова и никеля проявляется структура в ПДР, обусловленная как эффектами самосогласованного квазичастичного метода хаотических фаз (КМХФ), так и эффектами учета связи с фонанами. Причиной появления в расчетах структур, вызванных эффектами связи с фонанами, является существование полюсов при энергиях  $E = E_1 + E_2 - \omega_s$ , где  $E_1$ ,  $\omega_s$  — энергии квазичастицы и фонана соответственно. Для области ПДР эффекты связи с

фонанами обычно становятся значительными при энергиях, больших 3 МэВ, вплоть до 9–10 МэВ.

Во-вторых, хорошее микроскопическое описание экспериментальных данных в области ПДР [51–54] достигается только благодаря учету эффектов связи с фонанами. Наконец, наблюдаемое усиление в ядре  $^{70}\text{Ni}$  при  $E_\gamma < 3$  МэВ аналогично усилению в силовой функции в ядрах  $^{94,96}\text{Mo}$  [55], которое объяснялось нуклонными  $E1$ -переходами с одночастичных состояний в одночастичный континуум [56] или  $M1$ -переходами между возбужденными состояниями из-за переориентации спинов в протонных и нейтронных состояниях с большими значениями  $j$  [57].

В работе [58] для нейтронно-избыточного ядра  $^{68}\text{Ni}$  с энергией отделения нейтрона  $S_n = 7.79$  МэВ были измерены характеристики ПДР и получены следующие результаты: ПДР находится в интервале 7–13 МэВ со средней энергией около 11 МэВ и исчерпывает примерно 5% энергетически взвешенного правила сумм, т.е. ПДР находится заметно выше энергии отделения нейтрона. В наблюдаемом интервале 7–13 МэВ в рамках КМХФ нами получено хорошее согласие с экспериментом для средней энергии ПДР ( $\langle E \rangle = 11.2$  МэВ) и удовлетворительное описание исчерпывания правила сумм 4.85%. Учет связи с фонанами почти не меняет среднюю энергию ( $\langle E \rangle = 10.9$  МэВ), но заметно увеличивает величину процента исчерпывания правила сумм до 8.7%. Ранее похожие расчеты для  $^{68}\text{Ni}$ ,  $^{70}\text{Ni}$  были выполнены в рамках релятивистского КПВБ [56, 59], в которой авторам пришлось дополнительно учесть двухфононные конфигурации для объяснения эксперимента.

Как видно из рис. 13 для ядра  $^{70}\text{Ni}$  ( $S_n = 7.31$  МэВ) РСФ, полученная в рамках EGLO, не содержит структур до энергии 14.5 МэВ, тогда как микроскопический подход дает заметные структуры при  $E > S_n$  как в КМХФ, так и в КПВБ. Таким образом, для интервала 8–14 МэВ получено



**Рис. 12.** Радиационная силовая функция для  $^{116,118,122}\text{Sn}$  и  $^{60,68,72}\text{Ni}$ . Кривыми показаны результаты модельных расчетов: штриховая — феноменологическая модель EGLO, точечная — микроскопический расчет в рамках КМХФ; сплошная — расчет в рамках самосогласованной версии ОТКФС (КПВБ). Экспериментальные данные для изотопов олова из [51], а для  $^{60}\text{Ni}$  — из [52].

$\langle E \rangle = 12.2$  МэВ, а для интервала 7.3–13.3 МэВ  $\langle E \rangle = 11.4$  МэВ. Величина исчерпывания энергетически взвешенного правила сумм с учетом связи с фонами составляет 20.6% и 27.7% для КМХФ и КПВБ в первом интервале, и 12.7% и 19.5% для этих же приближений во втором интервале. Таким образом, количественный вклад эффекта связи с фонами, т.е. отличие КМХФ от КПВБ, является наибольшим для величин исчерпывания энергетически взвешенного правила сумм. Средние значения  $\langle E \rangle$  остаются почти неизменными для всех трех вариантов КМХФ, КПВБ и EGLO. Наши расчеты для ядра  $^{70}\text{Ni}$  в области ПДР, точнее, в интервале энергий 5–9 МэВ уже подтверждены новейшими экспериментальными данными [53, 54].

Для характеристик ПДР в ядре  $^{72}\text{Ni}$  ( $S_n = 6.89$  МэВ) в интервале энергий 8–14 МэВ в рамках КПВБ получено, что средняя энергия  $\langle E \rangle = 12.4$  МэВ и ПДР исчерпывает 25.7% энергетически взвешенного правила сумм. Такое большое значение обусловлено тем, что это ядро является сильно нейтронно-избыточным. Следует отметить, что в интервале 10–14 МэВ лежит главный вклад в

ПДР в  $^{72}\text{Ni}$ , который исчерпывает 13.9% (КМХФ) и 23.2% (КПВБ) энергетически взвешенного правила сумм, т.е. вклад эффекта связи с фонами весьма существен. В этом интервале наблюдаются (см. рис. 12) два максимума. По этой причине силовые функции в интервале 10–14 МэВ практически совпадают с РСФ в интервале 8–14 МэВ.

Более подробные результаты можно найти в работах [60–66].

### 3.2. Радиационный захват нейтронов

На рис. 14 показаны сечения радиационного захвата нейтронов для некоторых изотопов олова, полученные с помощью программного комплекса EMPIRE [69] с использованием радиационных силовых функций, рассчитанных нами в рамках микроскопических методов. Расчеты были выполнены с использованием нескольких моделей плотности ядерных уровней (ПЯУ), таких как EGSM (Enhanced Generalized Superfluid Model) [70], GSM (Generalized Superfluid Model) [71] и микроскопической комбинаторной ХФБ-модели [72]. Сечения радиационного захвата нейтронов в ядрах,

**Таблица 5.** Средние радиационные ширины  $\Gamma_\gamma$  (МэВ)  $s$ -нейтронов (для каждого из подходов (EGLO, КМХФ и КПВБ) были рассмотрены две модели плотности ядерных уровней: феноменологическая GSM [71] (первая строка) и микроскопическая комбинаторная ХФБ [72] (вторая строка))

	$^{110}\text{Sn}$	$^{112}\text{Sn}$	$^{116}\text{Sn}$	$^{118}\text{Sn}$	$^{120}\text{Sn}$	$^{122}\text{Sn}$	$^{124}\text{Sn}$	$^{58}\text{Ni}$	$^{60}\text{Ni}$	$^{62}\text{Ni}$	$^{68}\text{Ni}$	$^{72}\text{Ni}$
EGLO	147.4	105.5	72.9	46.6	55.0	56.6	49.9	1096	474	794	166	134
	207.9	160.3	108.9	106.7	124.3	110.2	128.7	2017	1882	1841	982.2	86.4
КМХФ	45.6	34.4	30.4	22.1	23.8	27.9	22.3	358	594	623	75.4	83.8
	71.0	49.7	44.3	40.3	43.0	50.1	68.9	450.8	1646	490.9	406.4	46.7
КПВБ	93.5	65.7	46.8	33.1	34.1	35.8	27.9	1141	971	1370	392	154
	119.9	87.0	58.4	58.1	61.5	64.0	84.8	1264	2800	2117	2330	53.8
Эксп. [78]	—	—	—	117 (20)	100 (16)	—	—	—	2200 (700)	2000 (300)	—	—
[71]	—	—	—	80 (20)	—	—	—	—	—	2200 (700)	—	—
Систем.	112	109	107	106	105	104	103	2650	1900	1300	420	320

для которых нет экспериментальных данных, были рассчитаны в рамках феноменологической модели РСФ EGLO и комбинаторной ХФБ-модели ПЯУ. Как видно из рис. 14, КМХФ занижает значения сечений и микроскопическое описание экспериментальных данных возможно только при учете связи с фонами независимо от выбора модели плотности ядерных уровней. Такая недооценка сечений обычно исправляется эмпирическим сдвигом и уширением распределения сил в рамках КМХФ в область низких энергий [5, 73]. Более подробные результаты можно найти в работах [74–77].

### 3.3. Средние радиационные ширины нейтронных резонансов

Средние радиационные ширины нейтронных резонансов  $\Gamma_\gamma$  являются важными характеристиками гамма-распада с высоковозбужденных состояний. Они необходимы в расчетах ядерных реакций и определяются следующим образом:

$$\Gamma_\gamma = \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \int_0^{S_n} \epsilon_\gamma^3 f_{E1}(\epsilon_\gamma) \frac{\rho(S_n - \epsilon_\gamma, I)}{\rho(S_n, J)} d\epsilon_\gamma, \quad (21)$$

где  $\rho$  — плотность уровней возбужденных ядер,  $J$  — спин исходного компаунд-ядра.

В табл. 5 представлены рассчитанные значения  $\Gamma_\gamma$  для семи полумагических изотопов Sn и пяти полумагических изотопов Ni с помощью кода EMPIRE [69] для трех различных моделей РСФ — феноменологическая EGLO и микроскопические КМХФ и КПВБ — вместе с различными моделями плотности ядерных уровней, а именно GSM [71] и микроскопической комбинаторной

ХФБ-модели [72]. Рассчитанные ширины сравниваются с экспериментальными данными [78], если таковые имеются, и с существующими систематиками [70, 71]. Как видно из табл. 5, вклад эффектов связи с фонами в стабильных ядрах заметно улучшает согласие с систематикой, особенно в сравнении с КМХФ. Связь с фонами приводит к увеличению значений  $\Gamma_\gamma$  примерно от 50 до 200% за исключением  $^{122}\text{Sn}$  и  $^{124}\text{Sn}$ , где увеличение относительно невелико.

Результаты для  $\Gamma_\gamma$  в  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  и  $^{62}\text{Ni}$ , для которых имеются экспериментальные данные, наиболее интересны. На основе КПВБ и микроскопической комбинаторной ХФБ-модели ПЯУ [72] получено хорошее согласие с экспериментом для  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$  и разумное для  $^{118}\text{Sn}$  и  $^{120}\text{Sn}$ . Отметим, что вклад  $M1$ -резонанса, рассчитанный в соответствии с рекомендацией из [71], учитывается в расчетах ширины  $\Gamma_\gamma$ . Вклад  $M1$ -резонанса в  $\Gamma_\gamma$  (в табл. 5) определялся с использованием стандартной лоренцевской параметризации [71] с шириной  $\Gamma = 4$  МэВ [1] (такое значение ширины  $\Gamma$  вызывает вопросы, как обсуждалось в работе [79]). Обнаружено, что этот вклад составляет 10–12% от значений в первой строке табл. 5 для изотопов Sn и 4, 3, 22 и 16% для  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{68}\text{Ni}$  и  $^{72}\text{Ni}$  соответственно. По нашему мнению, вопрос о вкладе  $M1$ -резонанса в  $\Gamma_\gamma$  требует дополнительного рассмотрения.

Согласие значений  $\Gamma_\gamma$  с экспериментом ухудшается, если используются EGLO или КМХФ, а также GSM в качестве модели плотности ядерных уровней. Для стабильных ядер результаты комбинаторной ХФБ-модели находятся в лучшем согласии с систематикой [70], чем полученные с помо-

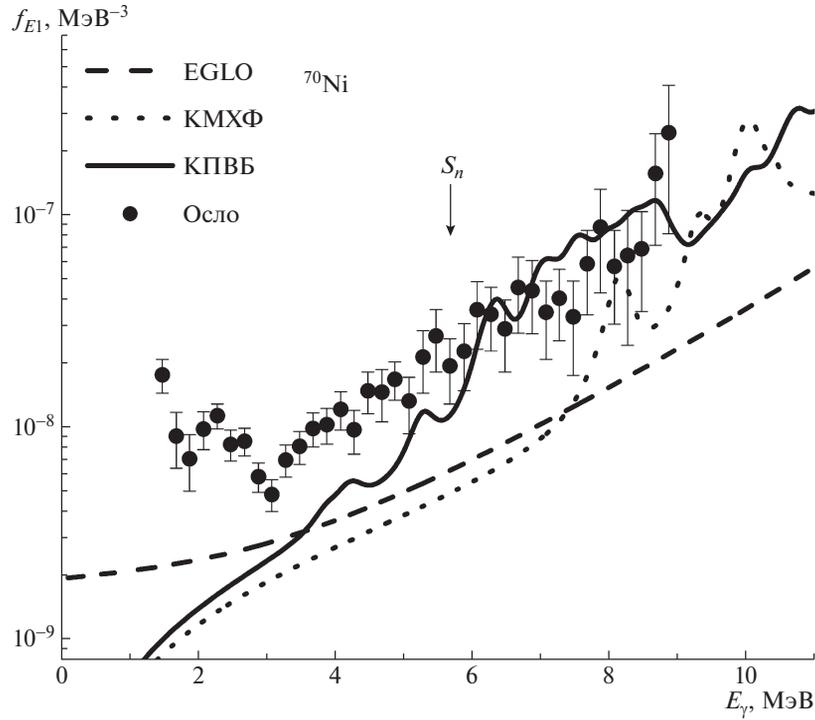


Рис. 13. То же, что и на рис. 12, но для  $^{70}\text{Ni}$ . Экспериментальные данные из [53, 54].

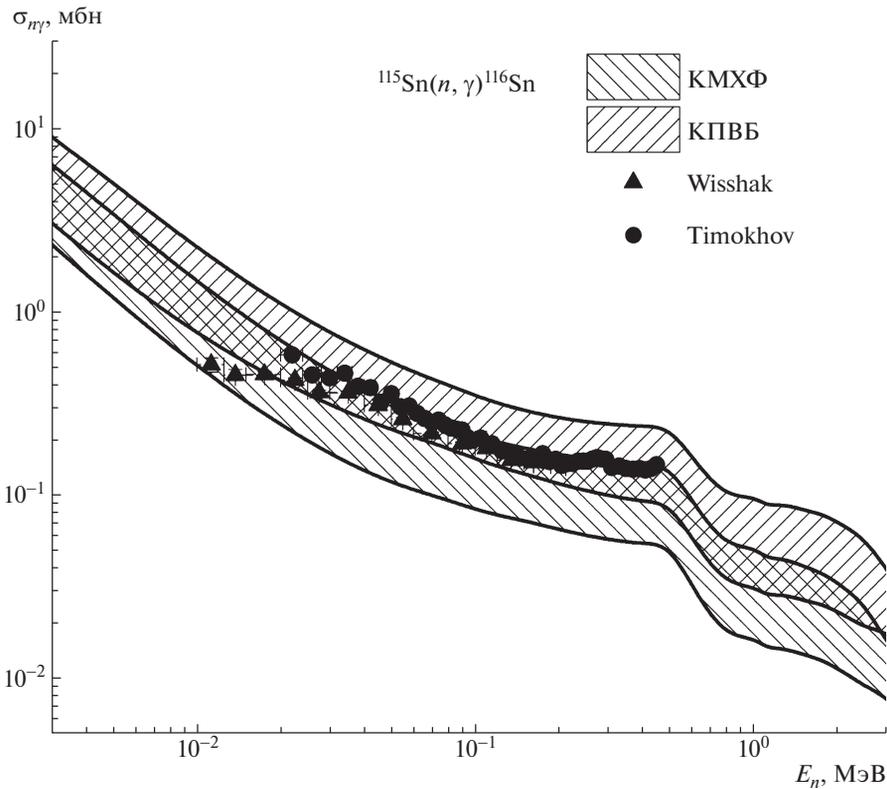
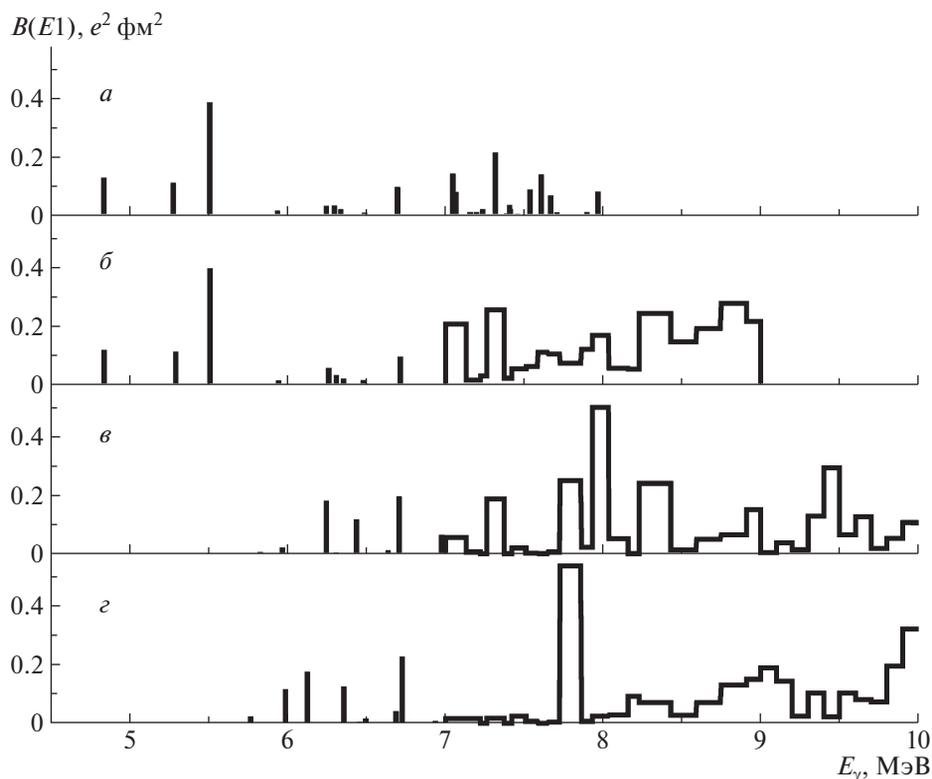


Рис. 14. Сечения радиационного захвата нейтронов, рассчитанные с использованием КМХФ и КПВБ. Полоса неопределенности обусловлена использованием различных моделей плотности ядерных уровней. Экспериментальные данные взяты из [67, 68].



**Рис. 15.** Экспериментальный и теоретический спектр  $E1$ -возбуждений в  $^{208}\text{Pb}$  в области ПДР: *a* — экспериментальные данные из [85], *б* — из работы [81], *в* — результаты, полученные в рамках континуумного ПВБ с силами  $\text{SV-bas}_0$ , *г* —  $\text{SV-bas}_1$ .

шью модели GSM. Аналогичные выводы можно сделать и для модели EGLO.

Более подробные результаты можно найти в работах [77, 80].

### 3.4. Новейшая теория ПДР и ГДР. Тонкая структура ПДР в $^{208}\text{Pb}$

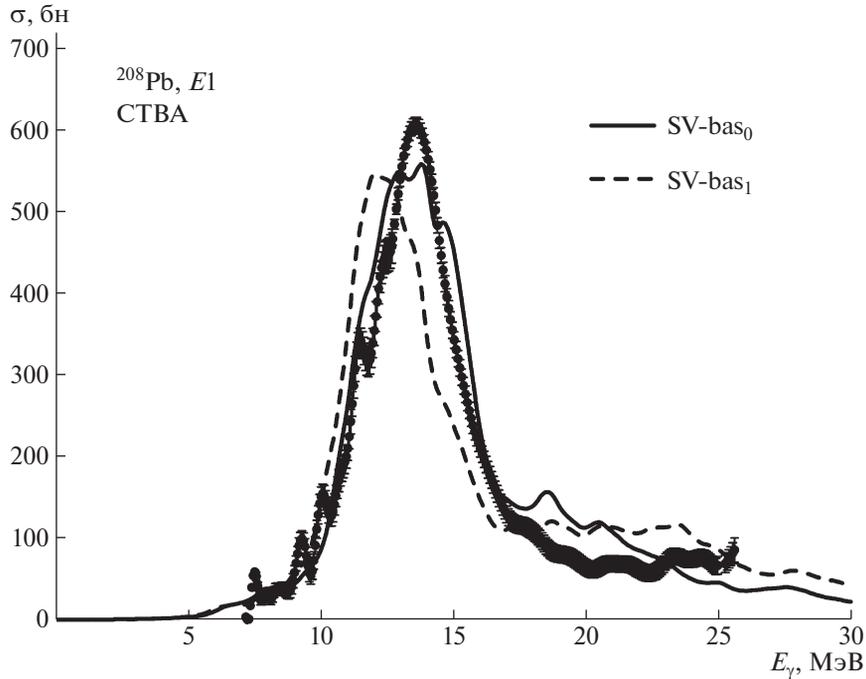
В задаче описания ПДР в  $^{208}\text{Pb}$  основная проблема, возникающая в самосогласованных моделях, состоит в дефиците  $E1$ -силы при энергиях возбуждения, меньших 6 МэВ, при которых в экспериментах наблюдается около 30% интегральной силы ПДР (см. [81]). Еще один вопрос связан с возможностью одновременного описания ПДР и гигантского дипольного резонанса в рамках одной модели, учитывая тот факт, что форма силовой функции ГДР в RPA в большинстве случаев сильно отличается от экспериментального распределения. Поэтому проблема описания интегральных характеристик ПДР в  $^{208}\text{Pb}$  и его тонкой структуры в самосогласованном подходе остается до сих пор открытой.

Представляется поэтому целесообразным выполнить расчеты  $E1$ -возбуждений в энергетической области ПДР в ядре  $^{208}\text{Pb}$  в рамках недавно

развитого для ядер без спаривания полностью самосогласованного варианта ПВБ (*continuum TWA—КПВБ* [82, 83]), в котором, кроме эффектов КФВ, полностью учитывается одночастичный континуум на уровне RPA. Ранее в [66] был применен этот метод для объяснения экспериментальных результатов, полученных “методом Осло” [84] для радиационной силовой функции в  $^{208}\text{Pb}$ . В соответствии с экспериментальными данными в расчетах использовался параметр сглаживания  $\Delta = 200$  кэВ и было получено достаточно разумное описание экспериментальных данных [84] для  $E1$  радиационной силовой функции в интервале 5–7.5 МэВ. В отличие от работы [66], на рис. 15 представлены все  $1^-$ -уровни  $^{208}\text{Pb}$  и силовые функции  $E1$ -возбуждений в этом ядре в интервале 0–10 МэВ, рассчитанные с параметрами сглаживания  $\Delta = 1$  и 10 кэВ.

Представляет интерес также изучение влияния так называемых остаточных спин-спиновых сил (ОССС) на свойства низколежащих  $1^-$ -уровней. Эти силы учитываются самосогласованно и без введения новых параметров.

На рис. 15 показаны результаты расчетов тонкой структуры ПДР в  $^{208}\text{Pb}$  в сравнении с экспериментом. На рис. 15*a* представлены эксперимен-



**Рис. 16.** Сечение фотопоглощения в  $^{208}\text{Pb}$ , рассчитанное в рамках континуумного ПВБ с силами Скирма  $\text{SV-bas}_0$  (сплошная кривая) и  $\text{SV-bas}_1$  (штриховая кривая). Параметр энергетического усреднения  $\Delta = 400$  кэВ. Точки — экспериментальные данные из [89].

тальные данные из работы [85], на рис. 15б — из работы [81]. В этих экспериментах были измерены приведенные вероятности  $B(E1)$  возбуждений до энергии отделения нейтрона, а выше этого порога — суммы вероятностей для соответствующих интервалов энергии. На рис. 15в и 15г показаны результаты, полученные в рамках ПКВБ соответственно для сил  $\text{SV-bas}_0$  и  $\text{SV-bas}_1$  без учета и с учетом ОССС. Анализ экспериментальных данных в [81] показал, что ПДР в  $^{208}\text{Pb}$  расположен в энергетической области ниже 8.23 МэВ.

Данные [81, 85, 86] показывают также, что ПДР в этом ядре можно разделить на два широких резонанса: нижний ПДР (НПДР — в интервале от 4.8 до  $\approx 5.7$  МэВ) и верхний ПДР (ВПДР — в интервале от 5.7 до 8.23 МэВ). Выше 8.23 МэВ ВПДР примыкает к низкоэнергетическому хвосту гигантского дипольного резонанса. Заметим, что ВПДР находится в области так называемого  $1\hbar\omega$  изоскалярного дипольного резонанса (см. [87, 88]), энергия которого в осцилляторной оболочечной модели составляет в  $^{208}\text{Pb}$  6.9 МэВ. Наше исследование влияния остаточных спин-спиновых сил на свойства низколежащих  $1^-$ -уровней показало, что это влияние может быть заметным, однако более определенный вывод можно сделать лишь при условии уточнения соответствующих параметров ЭФП Скирма, которые остаются пока плохо определенными.

На рис. 16 представлены рассчитанные в КПВБ распределения силы  $E1$ -возбуждений в широком (0–30 МэВ) энергетическом интервале с двумя параметризациями ( $\text{SV-bas}_0$  и  $\text{SV-bas}_1$ ) и параметром сглаживания  $\Delta = 400$  кэВ. Заметный сдвиг вниз распределений, полученных с параметризацией  $\text{SV-bas}_1$ , объясняется главным образом большим различием в числе фононов фононного базиса КПВБ, построенного согласно новому критерию коллективности (см. [90, 91]): 28 фононов в случае  $\text{SV-bas}_0$  и 83 фонона в случае  $\text{SV-bas}_1$ . Расчеты показывают, что в рамках этого подхода можно одновременно получить хорошее описание структуры гигантского дипольного резонанса в  $^{208}\text{Pb}$  и интегральных свойств ПДР в области выше 5.7 МэВ. Теоретическое описание ПДР ниже этой энергии в самосогласованной модели требует дальнейшего развития теории, в том числе поиска новых параметризаций ЭФП Скирма или, возможно, других функционалов. Более подробные результаты можно найти в работах [82, 83, 90–100].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена роль КФВ в характеристиках ядер и ядерных реакций с участием гамма-квантов в широкой области энергий: от основного состояния до энергий ПДР и ГДР. Было показано, что связь с фононами, как правило, необходима,

чтобы объяснить эксперимент. Она дает дополнительные структуры в РСФ и фактически противоречит лоренцевскому приближению, используемому в теории ядерных реакций. Самосогласованный учет КФВ дает возможность надежно предсказать большое количество ядерных характеристик. Анализ КФВ в рамках ядерной квантовой теории многих тел дает новые эффекты, прежде всего, новые, т.е. трехчастичные и четырехквасичастичные, корреляции в основном состоянии. Ангармонические эффекты третьего порядка в рамках ядерной теории многих тел представляют особый интерес, поскольку они содержат совершенно новые эффекты и позволяют количественно проверить известную гипотезу Бринка—Акселя.

В обеих рассматриваемых энергетических областях используется единый подход, основанный на формализме функций Грина и являющийся естественным развитием ТКФС в направлении самосогласованного учета КФВ. Этот единообразный подход объединяет обе энергетических области и позволяет надеяться на их слияние в рамках будущего варианта “единой” теории. В этой связи полезно перечислить некоторые задачи, нерешенные в рамках самосогласованного микроскопического подхода для обеих энергетических областей: для ядер без спаривания последовательный учет эффектов тэдпола для областей ПДР и ГДР, первый шаг в этом направлении сделан в работе [18]; для ядер со спариванием учет эффектов спаривательного тэдпола [27] в обеих энергетических областях; проблема учета конфигураций более сложных, чем  $1p1h$ ⊗фонон (что прежде всего необходимо для теории ПДР и ГДР), в рамках метода функций Грина решается весьма медленно (здесь следует отметить только работы [56, 59] и на феноменологическом уровне работу [101]); объяснение в рамках метода функций Грина “загиба” в РСФ при энергиях, меньших 3 МэВ, который был найден во многих ядрах, см. [53]; проверка гипотезы Бринка—Акселя, что возможно в результате большой вычислительной работы по анализу ангармонических эффектов третьего порядка.

Авторы благодарны Программному комитету 68-й международной конференции “Ядро-2018” за возможность апробации данной статьи в виде доклада на пленарном заседании конференции. Результаты, опубликованные в теоретических работах в 2012–2018 гг. из списка статей [26–107], конечно, не могли быть достаточно подробно представлены ни в докладе, ни в настоящей работе. Мы благодарим авторов упомянутых статей за их вклад в эти работы и за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом РНФ № 16-12-10155.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2.
2. В. Г. Соловьёв, *Теория атомного ядра. Квази-частицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
3. N. Paar, D. Vretenar, E. Khan, and G. Colo, Rep. Prog. Phys. **70**, 691 (2007).
4. D. Vretenar, A. V. Afanasjev, G. A. Lalazissis, and P. Ring, Phys. Rep. **409**, 101 (2005).
5. S. Goriely and E. Khan, Nucl. Phys. A **706**, 217 (2002).
6. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
7. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
8. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
9. P. Klüpfel, P.-G. Reinhard, T. J. Bürvenich, and J. A. Maruhn, Phys. Rev. C **79**, 034310 (2009).
10. P. Ring and J. Speth, Nucl. Phys. A **235**, 315 (1974).
11. В. А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 367 (1976)].
12. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1965).
13. С. П. Камерджиев, ЯФ **38**, 316 (1983) [Sov. J. Nucl. Phys. **38**, 188 (1983)].
14. В. И. Целяев, ЯФ **50**, 1252 (1989) [Sov. J. Nucl. Phys. **50**, 780 (1989)].
15. S. Kamerdzhiev, J. Speth, and G. Tertychny, Phys. Rep. **393**, 1 (2004).
16. V. Tselyaev, Phys. Rev. C **75**, 024306 (2007).
17. Nguyen Van Giai, Ch. Stoyanov, and V. V. Voronov, Phys. Rev. C **57**, 1204 (1998).
18. С. П. Камерджиев, А. В. Авдеенков, Д. А. Войтенков, ЯФ **74**, 1509 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1478 (2011)].
19. S. V. Tolokonnikov, S. Kamerdzhiev, D. Voytenkov, S. Krewald, and E. E. Saperstein, Phys. Rev. C **84**, 064324 (2011).
20. A. Avdeenkov, S. Goriely, S. Kamerdzhiev, and S. Krewald, Phys. Rev. C **83**, 064316 (2011).
21. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
22. H. Grawe, K. Langanke, and G. Martinez-Pinedo, Rep. Prog. Phys. **70**, 1525 (2007).
23. K. Kitao, M. Kanbe, and K. Ogawa, Nucl. Data Sheets **67**, 327 (1992).
24. T. Tamura, H. Iimura, K. Miyano, and S. Ohya, Nucl. Data Sheets **64**, 323 (1991).
25. H. Wapstra and G. Audi, Nucl. Phys. A **432**, 55 (1985).
26. A. Avdeenkov and S. P. Kamerdzhiev, *50 Years of Nuclear BCS*, Ed. by R. Broglia and V. Zelevinsky (World Sci., Singapore, 2012), Chap. 20, p. 274.
27. S. Kamerdzhiev and E. E. Saperstein, Eur. Phys. J. A **37**, 333 (2008).
28. А. В. Авдеенков, С. П. Камерджиев, ЯФ **62**, 610 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 563 (1999)].

29. M. Baldo, U. Lombardo, E. E. Saperstein, and M. V. Zverev, *Phys. Rep.* **391**, 261 (2004).
30. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **79**, 703 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 1030 (2016)].
31. E. E. Saperstein, M. Baldo, S. S. Pankratov, and S. V. Tolokonnikov, *JETP Lett.* **104**, 609 (2016).
32. N. V. Gnezdilov, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Phys. At. Nucl.* **78**, 24 (2015).
33. N. V. Gnezdilov, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Eur. Phys. Lett.* **107**, 62001 (2014).
34. N. V. Gnezdilov, I. N. Borzov, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Phys. Rev. C* **89**, 034304 (2014).
35. E. E. Saperstein, N. V. Gnezdilov, and S. V. Tolokonnikov, *AIP Conf. Proc.* **1619**, 145 (2014).
36. E. Litvinova, *Phys. Rev. C* **85**, 021303(R) (2012).
37. N. J. Stone, *Table of Nuclear Magnetic Dipole and Electric Quadrupole Moments* (IAEA, 2014).
38. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, Д. А. Войтенков, С. В. Толоконников, *ЯФ* **77**, 70 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 66 (2014)].
39. Э. Е. Саперштейн, О. И. Ачаковский, С. П. Камерджи́ев, З. Кревальд, Й. Шпет, С. В. Толоконников, *ЯФ* **77**, 1089 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 1033 (2014)].
40. E. E. Saperstein, S. Kamerdzhev, D. S. Krepish, S. V. Tolokonnikov, and D. Voitenkov, *J. Phys. G* **44**, 065104 (2017).
41. E. E. Saperstein, S. Kamerdzhev, D. S. Krepish, S. V. Tolokonnikov, and D. Voitenkov, in *Proceedings of Conference ICNFP-2017*, arXiv: 1712.00982.
42. S. V. Tolokonnikov, S. Kamerdzhev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and D. Voitenkov, *EPJ A* **48**, 70 (2012).
43. E. E. Saperstein and S. V. Tolokonnikov, *AIP Conf. Proc.* **1912**, 020016 (2017).
44. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, *Nucl. Phys. A* **635**, 470 (1998).
45. D. Voitenkov, S. Kamerdzhev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Phys. Rev. C* **85**, 054319 (2012).
46. R. A. Broglia, R. Liotta, and V. Paar, *Phys. Lett. B* **38**, 480 (1972).
47. А. П. Платонов, *ЯФ* **36**, 841 (1982) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **36**, 492 (1982)].
48. E. E. Saperstein, S. P. Kamerdzhev, S. Krewald, J. Speth, and S. V. Tolokonnikov, *JETP Lett.* **98**, 631 (2013).
49. С. П. Камерджи́ев, Д. А. Войтенков, *ЯФ* **79**, 609 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 904 (2016)].
50. 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)].
51. H. K. Toft, A. C. Larsen, A. Bürger, M. Guttormsen, A. Görgen, H. T. Nyhus, T. Renstrøm, S. Siem, G. M. Tveten, and A. Voinov, *Phys. Rev. C* **83**, 044320 (2011).
52. T. Renstrøm, G. M. Tveten, J. E. Midtbø, H. Utsunomiya, O. Achakovskiy, S. Kamerdzhev, B. Alex Brown, A. Avdeenkov, T. Ari-izumi, A. Görgen, S. M. Grimes, M. Guttormsen, T. W. Hagen, V. W. Ingeberg, S. Katayama, B. V. Kheswa, *et al.*, arXiv: 1804.08086v1.
53. A. C. Larsen, J. E. Midtbø, M. Guttormsen, T. Renstrøm, S. N. Liddick, A. Spyrou, S. Karampagia, B. A. Brown, O. Achakovskiy, S. Kamerdzhev, D. L. Bleuel, A. Couture, L. Crespo Campo, B. P. Crider, A. C. Dombos, R. Lewis, *et al.*, *Phys. Rev. C* **97**, 054329 (2018).
54. S. N. Liddick, A. Spyrou, B. P. Crider, F. Naqvi, A. C. Larsen, M. Guttormsen, M. Mumpower, R. Surman, G. Perdikakis, D. L. Bleuel, A. Couture, L. Crespo Campo, A. C. Dombos, R. Lewis, S. Mosby, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 242502 (2016).
55. M. Guttormsen, R. Chankova, U. Agvaanluvsan, E. Algin, L. A. Bernstein, F. Ingebretsen, T. Lönnroth, S. Messelt, G. E. Mitchell, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, A. C. Sunde, A. Voinov, and S. Ødegård, *Phys. Rev. C* **71**, 044307 (2005).
56. E. Litvinova, P. Ring, and V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. C* **88**, 044320 (2013).
57. R. Schwengner, S. Frauendorf, and A. C. Larsen, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 232504 (2013).
58. O. Wieland, A. Bracco, F. Camera, G. Benzoni, N. Blasi, S. Brambilla, F. C. L. Crespi, S. Leoni, B. Million, R. Nicolini, A. Maj, P. Bednarczyk, J. Grebosz, M. Kmiecik, W. Meczynski, and J. Styczen, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 092502 (2009).
59. E. Litvinova, P. Ring, and V. I. Tselyaev, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 022502 (2010).
60. С. П. Камерджи́ев, А. В. Авдеенков, О. И. Ачаковский, *Сборник докладов Всероссийского семинара "Гигантский дипольный резонанс. Результаты и перспективы"*. НИИЯФ МГУ, Москва, 6 февраля 2014 г., *Физический факультет МГУ* (2014), с. 33.
61. С. П. Камерджи́ев, А. В. Авдеенков, О. И. Ачаковский, *ЯФ* **77**, 1367 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 1303 (2014)].
62. О. Achakovskiy, A. Avdeenkov, S. Goriely, S. Kamerdzhev, S. Krewald, and D. Voitenkov, *EPJ Web Conf.* **93**, 01034 (2015).
63. О. I. Achakovskiy, A. V. Avdeenkov, S. P. Kamerdzhev, and D. A. Voitenkov, in *Proceedings of the 22nd International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-22* (Dubna, 2014), p. 207.
64. О. I. Achakovskiy, A. V. Avdeenkov, and S. P. Kamerdzhev, in *Proceedings of the 22nd International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, ISINN-22* (Dubna, 2014), p. 213.
65. О. Achakovskiy, A. Avdeenkov, S. Goriely, S. Kamerdzhev, and S. Krewald, *Phys. Rev. C* **91**, 034620 (2015).

66. О. И. Ачаковский, С. П. Камерджи́ев, В. И. Целяев, Письма в ЖЭТФ **104**, 387 (2016) [JETP Lett. **104**, 374 (2016)].
67. K. Wisshak, F. Voss, Ch. Theis, F. Käppler, K. Guber, L. Kazakov, N. Kornilov, and G. Reffo, Phys. Rev. C **54**, 1451 (1996).
68. V. M. Timokhov, M. V. Bokhovko, M. V. Isakov, L. E. Kazakov, V. N. Kononov, G. N. Manturov, E. D. Poletaev, and V. G. Pronyaev, IPPE Rep. No. 1921 (A. I. Leypunsky Inst. Phys. Power Eng., Obninsk, 1988).
69. M. Herman, R. Capote, B. V. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin, Nucl. Data Sheets **108**, 2655 (2007).
70. R. Capote, M. Herman, P. Obložinský, P. G. Young, S. Goriely, T. Belgya, A. V. Ignatyuk, A. J. Koning, S. Hilaire, V. A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M. B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, *et al.*, Nucl. Data Sheets **110**, 3107 (2009).
71. T. Belgya, O. Bersillon, R. Capote, T. Fukahori, Ge Zhigang, S. Goriely, M. Herman, A. V. Ignatyuk, S. Kailas, A. J. Koning, P. Obložinský, V. Plujko, and P. G. Young, *Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data, RIPL-2*, IAEA-TECDOC-1506 (IAEA, Vienna, 2006).
72. S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, Phys. Rev. C **78**, 064307 (2008).
73. S. Goriely, E. Khan, and V. Samyn, Nucl. Phys. A **739**, 331 (2004).
74. O. Achakovskiy, A. Avdeenkov, and S. Kamerdzhiiev, EPJ Web Conf. **107**, 05002 (2016).
75. O. Achakovskiy, S. Kamerdzhiiev, V. Tselyaev, and M. Shitov, EPJ Web Conf. **107**, 05005 (2016).
76. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, А. В. Авдеенков, Письма в ЖЭТФ **101**, 819 (2015) [JETP Lett. **101**, 725 (2015)].
77. С. П. Камерджи́ев, О. И. Ачаковский, А. В. Авдеенков, С. Горнели, ЯФ **79**, 573 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 567 (2016)].
78. S. F. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections Z = 1–100* (Elsevier, Amsterdam, 2006).
79. С. П. Камерджи́ев, С. Ф. Ковалев, ЯФ **69**, 442 (2006) [Phys. At. Nucl. **69**, 418 (2006)].
80. O. Achakovskiy and S. Kamerdzhiiev, EPJ Web Conf. **146**, 05003 (2017).
81. I. Poltoratska, P. von Neumann-Cosel, A. Tamii, T. Adachi, C. A. Bertulani, J. Carter, M. Dozono, H. Fujita, K. Fujita, Y. Fujita, K. Hatanaka, M. Itoh, T. Kawabata, Y. Kalmykov, A. M. Krumbholz, E. Litvinova, *et al.*, Phys. Rev. C **85**, 041304(R) (2012).
82. N. Lyutorovich, V. I. Tselyaev, J. Speth, S. Krewald, F. Grümmer, and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. Lett. **109**, 092502 (2012).
83. V. Tselyaev, N. Lyutorovich, J. Speth, S. Krewald, and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C **94**, 034306 (2016).
84. N. U. H. Syed, M. Guttormsen, F. Ingelbretsen, A. C. Larsen, T. Lönnroth, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, and A. Voinov, Phys. Rev. C **79**, 024316 (2009).
85. N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, and J. Wambach, Phys. Rev. Lett. **89**, 272502 (2002).
86. A. Tamii, I. Poltoratska, P. von Neumann-Cosel, Y. Fujita, T. Adachi, C. A. Bertulani, J. Carter, M. Dozono, H. Fujita, K. Fujita, K. Hatanaka, D. Ishikawa, M. Itoh, T. Kawabata, Y. Kalmykov, A. M. Krumbholz, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 062502 (2011).
87. M. N. Harakeh and A. E. L. Dieperink, Phys. Rev. C **23**, 2329 (1981).
88. T. D. Poelheken, S. K. B. Hesmondhalgh, H. J. Hofmann, A. van der Woude, and M. N. Harakeh, Phys. Lett. B **278**, 423 (1992).
89. С. Н. Беляев, О. В. Васильев, В. В. Воронов, А. А. Нечкин, В. Ю. Пономарев, В. А. Семенов, ЯФ **58**, 1940 (1995) [Phys. At. Nucl. **58**, 1833 (1995)].
90. Н. А. Люторович, В. И. Целяев, О. И. Ачаковский, С. П. Камерджи́ев, Письма в ЖЭТФ **107**, 699 (2018) [JETP Lett. **107**, 659 (2018)].
91. V. Tselyaev, N. Lyutorovich, J. Speth, and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C **96**, 024312 (2017).
92. P. Ring, E. Litvinova, and V. Tselyaev, AIP Conf. Proc. **1491**, 214 (2012).
93. N. Lyutorovich, V. Tselyaev, J. Speth, S. Krewald, and P.-G. Reinhard, Phys. At. Nucl. **79**, 868 (2016).
94. J. Speth and N. Lyutorovich, Int. J. Mod. Phys. E **26**, 1740025 (2017).
95. V. Tselyaev, N. Lyutorovich, J. Speth, and P.-G. Reinhard, Phys. Rev. C **97**, 044308 (2018).
96. V. I. Tselyaev, AIP Conf. Proc. **1606**, 201 (2014).
97. V. I. Tselyaev, Phys. Rev. C **88**, 054301 (2013).
98. E. Litvinova and V. I. Tselyaev, *Fifty Years of Nuclear BCS: Pairing in Finite Systems* (World Sci., Singapore, 2013), Chap. 10, p. 125.
99. J. Speth, S. Krewald, F. Grümmer, P.-G. Reinhard, N. Lyutorovich, and V. Tselyaev, Nucl. Phys. A **928**, 17 (2014).
100. N. Lyutorovich, V. Tselyaev, J. Speth, S. Krewald, F. Grümmer, and P.-G. Reinhard, Phys. Lett. B **749**, 292 (2015).
101. С. П. Камерджи́ев, В. Н. Ткачев, ЯФ **36**, 73 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 43 (1982)].
102. E. E. Saperstein, S. Kamerdzhiiev, S. Krewald, J. Speth, and S. V. Tolokonnikov, Eur. Phys. Lett. **103**, 42001 (2013).
103. E. E. Saperstein, M. Baldo, S. S. Pankratov, and S. V. Tolokonnikov, JETP Lett. **106**, 555 (2017).
104. E. E. Saperstein, M. Baldo, S. S. Pankratov, and S. V. Tolokonnikov, JETP Lett. **104**, 743 (2016).
105. E. E. Saperstein, M. Baldo, N. V. Gnezdilov, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **93**, 034302 (2016).
106. E. E. Saperstein, M. Baldo, N. V. Gnezdilov, and S. V. Tolokonnikov, JETP Lett. **103**, 1 (2016).
107. S. Kamerdzhiiev, D. Voitenkov, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, JETP Lett. **108**, 155 (2018).

## RESULTS OF THE MICROSCOPIC SELF-CONSISTENT THEORY OF QUASIPARTICLE–PHONON INTERACTION IN NUCLEI

S. P. Kamerdzhiev<sup>1)</sup>, O. I. Achakovskiy<sup>2)</sup>, M. I. Shitov<sup>1)</sup>, S. V. Tolokonnikov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

<sup>2)</sup>*State Scientific Centre of the Russian Federation — A. I. Leypunsky Institute for Physics and Power Engineering, Obninsk, Russia*

The self consistent approach in the problem of accounting for the quasiparticle–phonon interaction (QPI) gives a great predictive power and absence of new or fitted parameters (which is principal for astrophysics), consistency and possibility of taking some new effects into account. A review of recent results of this approach is given within this approach with Skyrme or Fayans functionals using  $g^2$  approximation, where  $g$  is the phonon creation amplitude, and tadpole effects. The QPI contribution is considered to the ground state electromagnetic moments of odd nuclei; second-order anharmonic effects: quadrupole moments of the first  $2^+$  and  $3^-$  states in Sn and Pb isotopes and  $EL$  transitions between one-phonon states; third-order anharmonic effects; pygmy-dipole and giant resonances and QPI contribution to radiative nuclear reaction characteristics. For magic and semimagic nuclei we discuss additional effects and nuclear characteristics due to the QPI effects, the new, i.e. three-quasiparticle and four-quasiparticle correlations in the ground state. Many unknown values of nuclear characteristics have been predicted, including those for neutron-rich Ni isotopes, etc. It is shown that in all considered problems, contribution of QPI is considerable or important in principle, and necessary to explain experimental data.