Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 12, с. 785 – 790

Эффективный поляризационный заряд в теории конечных ферми-систем

С. П. Камерджиев[1], *М. И. Шитов*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 октября 2025 г.
После переработки 30 октября 2025 г.
Принята к публикации 31 октября 2025 г.

Рассмотрен микроскопический метод расчета феноменологических эффективных поляризационных зарядов: 1) нуклонов $e_{\rm eff}^{SM}$ и 2) виртуальных статических изоскалярных и изовекторных EL-переходов $e_{\rm is}^{SM}$ и $e_{\rm ivb}^{SM}$, получаемых подгоном к эксперименту в современных расчетах в рамках многочастичной оболочечной модели с ограниченным модельным пространством. Метод основан на теории конечных ферми-систем (ТКФС) Мигдала. Для расчетов используется приближение сепарабельных сил, что позволило сильно облегчить вычисления. Для ^{208}Pb и ^{120}Sn впервые выполнены расчеты и сравнение рассчитанных и феноменологических значений e^{SM}. Наши результаты демонстрируют необходимость и возможности дальнейшего микроскопического анализа получаемых величин e^{SM} в процессе обобщения и развития теории конечных ферми-систем.

DOI: 10.7868/S3034576625120122

1. Введение. В последнее десятилетие как в экспериментальных [1–4], так и в теоретических работах [5–7], наблюдается повышенный интерес к эффективным поляризационным зарядам $e_{\rm eff}$, прежде всего квадрупольным, которые входят в многочисленные изучаемые $E2$-переходы и квадрупольные моменты. Эти заряды описывают индивидуальную реакцию одного нуклона на его взаимодействие с остальными нуклонами ядра. Такой интерес обусловлен, как всегда, быстрым развитием экспериментальных методов, когда с помощью сложных экспериментов получают данные о свойствах низколежащих (до 5 МэВ) уровней и, используя довольно сложные теоретические подходы (см. ниже), получают информацию о характеристиках нестабильных ядер, например ^{100,132}Sn [1, 2] или ^{136}Sn [4].

С другой стороны, этот интерес обусловлен развитием теории, прежде всего подходов, использующих многочастичную оболочечную модель, которая часто использует взаимодействие, полученное из первых принципов (*ab initio*) и, что весьма существенно, современные возможности вычислительной техники, которые позволяют оперировать с матрицами огромного порядка, до десятков миллиардов. Мы имеем ввиду многочисленные так называемые Large Scale Shell Model (LSSM)-расчеты, при этом массовое распространение получили расчеты в ограниченном модельном пространстве. В таком случае неучтенное модельное пространство кора учитывается путем подгона эффективных зарядов $e_{\rm eff}$ кора из условия совпадения окончательных результатов с экспериментом.

Такие $e_{\rm eff}$ и также виртуальные заряды изоскалярных и изовекторных EL-переходов $e_{\rm is}^{SM}$ и $e_{\rm iv}^{SM}$, полученные в LSSM-расчетах в ограниченном модельном пространстве, мы будем называть e^{SM}, имея ввиду именно ограниченность используемого модельного пространства. Этим $e_{\rm eff}^{SM}$, $e_{\rm is}^{SM}$ и $e_{\rm iv}^{SM}$ посвящена наша работа.

Величина получаемых квадрупольных феноменологических $e_{\rm eff}^{SM}$ ограничена здравым физическим смыслом и классическими оценками для $e_{\rm eff}$ в [8] в пределах: $e_{\rm eff}^{pSM} = 1.2–2.5$, $e_{\rm eff}^{nSM} = 0.2–2$. Как известно, приведенные вероятности перехода $B(EL)$ содержат квадрат величины $e_{\rm eff}$, т.е произвол в выборе эффективного заряда приводит к ошибкам в $B(EL)$ до порядка величины.

Такой подход с подгоном величины $e_{\rm eff}^{SM}$ выглядит непоследовательным: решается огромная вычислительная задача в рамках LSSM-задачи, а для получения окончательного результата используется процедура подгона. Использование феноменологических ("экспериментальных") $e_{\rm eff}^{SM}$ обесценивает предсказательность теории и может привести к ошибкам в получении характеристик переходов.

Микроскопические расчеты $e_{\rm eff}^{SM}$ начали выполняться относительно давно, см. [1, 5], как правило, в рамках различных *ab initio* расчетов. Напри-

[1]e-mail: kamerdzhiev_sp@nrcki.ru

мер, в [5] использовался, как называют его авторы, самосогласованный подход, основанный на методе функций Грина (*self consistent green function approach*). Этот подход включает сложные "*ab initio*" расчеты с двух- и трехчастичным взаимодействием и для получения $e_{\rm eff}^{SM}$ блокируются уровни модельного пространства, используемого в LSSM-расчетах авторов. Такой метод расчета $e_{\rm eff}^{SM}$ по смыслу фактически соответствует no-core shell model-подходу, что косвенно подтверждается тем, что авторы [5] смогли рассчитать только изотопы кислорода и никеля без спаривания.

Последовательная микроскопическая теория эффективного поляризационного заряда нуклонов была разработана в рамках стандартной ТКФС в работах [9, 10], см. также книгу [11], где приведены результаты расчета из [10] наблюдаемых $e_{\rm eff}$ в околомагических ядрах. В настоящей работе мы обсуждаем метод расчетов $e_{\rm eff}^{SM}$ нуклонов и виртуальных зарядов EL-переходов $e_{\rm is}^{SM}$ и $e_{\rm iv}^{SM}$ в рамках хорошо известного метода, использующего аппарат функций Грина (ФГ) – ТКФС А.Б. Мигдала [12]. Для этого есть, по нашему мнению, следующие причины: 1) в ТКФС используется специальное понятие вершина (эффективное поле), которая описывает влияние поляризуемости ядра на отдельные нуклоны, т.е. $e_{\rm eff}$; 2) в ТКФС разработана элегантная процедура перенормировки уравнения для вершины, которая позволяет естественно ввести понятие $e_{\rm eff}^{SM}$. В настоящих расчетах этой величины мы используем приближение сепарабельных сил, которые не только сильно облегчают расчеты, но и, как будет видно, буквально соответствуют вышеописанному подходу в LSSM-расчетах, где подгоняемые $e_{\rm eff}^{SM}$ не зависят от энергии и одночастичных индексов.

2. Предыдущие результаты. Центральным понятием ТКФС является понятие эффективного поля V (вершина), которое описывает влияние среды на поведение отдельных нуклонов. Уравнение для вершины в ядрах без спаривания в λ-представлении имеет вид [12]:

$$V_{12}^{\tau} = e_q^{\tau} V_{12}^{0\tau} + \sum_{34\tau'} F_{1234}^{\tau\tau'} A_{34}^{\tau'} V_{43}^{\tau'}, \qquad (1)$$

где $1 \equiv \lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1)$ – одночастичные квантовые числа. Здесь e_q^{τ} – локальный заряд квазичастицы по отношению к "затравочному" внешнему полю $(V_{12}^0)^{\tau} = q_{12}^{\tau} \equiv (r^2 Y_{2M})_{12}^{\tau}$, $F_{1234}^{\tau\tau'}$ – эффективная амплитуда взаимодействия квазичастиц Ландау–Мигдала вблизи поверхности Ферми, $\tau = p, n$. e_q – заряд квазичастиц, для скалярного внешнего поля $e_q^p = 1$, $e_q^n = 0$. Здесь A_{34} – частично-дырочный пропагатор без спаривания.

$$A_{34}(\omega) = \frac{n_3 - n_4}{\varepsilon_3 - \varepsilon_4 + \omega}. \qquad (2)$$

Уравнение (1) физически соответствует методу хаотических фаз, записанному на языке ФГ. Базис, который содержится в сумме в уравнении (1), в нашем конкретном случая это базис из 4-х оболочек в ^{208}Pb – тот же, что использовался в [13], и 5 оболочек в ^{120}Sn [14].

В работах [9, 10] было введено определение

$$(e_{\rm eff})_{12}^{\tau}(\omega) = \frac{V_{12}^{\tau}(\omega)}{V_{12}^0}, \qquad (3)$$

т.е. $e_{\rm eff}$ зависит от энергии ω, одночастичных и изотопических индексов. Расчеты выполнялись для наблюдаемых $e_{\rm eff}$ в околомагических ядрах для случаев $\omega = 0$, $\omega \neq 0$ соответственно, для случаев квадрупольных моментов и квадрупольных $E2$-переходов с небольшими энергиями 1–2 МэВ. Использовалось взаимодействие Ландау–Мигдала, часть расчетов приведена в [11].

В монографии [8] много места (таблицы 6.8, 6.9, 6.10) отведено теории эффективного квадрупольного поляризационного заряда, в результате чего (табл. 6.9) были получены результаты, похожие на более ранние результаты в работах [9, 10]. Однако в рамках аппарата и замечательного физического анализа Копенгагенской школы не использовалось понятие вершины, из которой, согласно (3), просто определяется эффективный заряд, и уравнение (1) содержит необходимую нам процедуру перенормировки.

3. Перенормировка уравнения для вершины, связь с изоскалярным $E2_0$- и изовекторным $E2_1$-резонансами. Аппарат функций Грина, последовательно развитый в ТКФС [12], содержит элегантную и общую процедуру перенормировки, которая позволяет связать величины $e_{\rm eff}$ и $e_{\rm eff}^{SM}$.

Запишем уравнение (1) для вершины в символическом виде

$$V = e_q V^0 + \Sigma_0 FAV + \Sigma_1 FAV, \qquad (4)$$

где сумма Σ_0 содержит (не учитываемые) уровни кора, а Σ_1 содержит уровни, выделяемые в LSSM-расчетах.

Аналогично для уравнения для амплитуды рассеяния Γ:

$$\Gamma = F + \Sigma_0 FA\Gamma + \Sigma_1 FA\Gamma. \qquad (5)$$

Введем вершину V', определяемую уравнением:

$$V' = e_q V^0 + \Sigma_0 F A V' = e_q V^0 + \Sigma_0 \Gamma' A e_q V^0 \qquad (6)$$

и аналогично для Γ':

$$\Gamma' = F + \Sigma_0 F A \Gamma'. \qquad (7)$$

Отсюда нетрудно получить перенормированное уравнение для V:

$$V = V' + \Sigma_1 \Gamma' A V, \qquad (8)$$

и аналогично для Γ

$$\Gamma = \Gamma' + \Sigma_1 \Gamma' A \Gamma. \qquad (9)$$

Уравнение для исходной вершины V в (8) содержит V' как затравку и сама вершина V определяется только одночастичными уровнями, входящими в выделенную группу Σ_1. Тогда вершина V' содержит остальные уровни кора, входящие в Σ_0, т.е. определяет необходимую нам величину e_{eff}^{SM}):

$$(e_{\mathrm{eff}}^{SM\tau})_{12} = \frac{V_{12}'^{\tau}}{V_{12}^0}. \qquad (10)$$

Таким образом, для получения e_{eff}^{SM} следует решать уравнение для V', т.е. неоднородную систему линейных уравнений, что значительно проще процедуры используемой в LSSM задаче, и допускает разнообразные обобщения. В этой задаче уместно положить для рассматриваемых LSSM-случаев $\omega = 0$.

Представляет интерес подробнее проанализировать уравнения (1) и (6) для вершин V и V', чтобы связать их с различными эффективными поляризационными зарядами, которые обсуждаются в указанных во Введении работах.

Уравнения для суммы $(V^p + V^n)$ и разности $(V^p - V^n)$ изоторических составляющих вершины V имеют вид:

$$V^+ = V^p + V^n = V^0 + F^+ A^p V^p + F^+ A^n V^n, \qquad (11)$$
$$V^- = V^p - V^n = V^0 + F^- A^p V^p - F^- A^n V^n, \qquad (12)$$

где

$$F^+ = F^{pp} + F^{np}, \qquad (13)$$
$$F^- = F^{pp} - F^{np}, \qquad (14)$$

при этом $F^{pp} = F^{nn}$ и $F^{np} = F^{pn}$. Таким образом, вершина V^+ определяется взаимодействием F^+ и вершина V^- определяется взаимодействием F^-. Как было в рамках стандартной ТКФС рассчитано и предсказано в [15], наша вершина V^+ (11) определяет $E2_0$-резонанс и вершина V^- (12) определяет $E2_1$-резонанс[2)].

Поэтому для интересующего нас статического (виртуального) случая естественно ввести эффективные поляризационные изоскалярные и изовекторные заряды, которые содержатся в *EL-переходе*[3)]:

$$V^+ = (1 + 2e_{\mathrm{is}})V^0, \qquad (15)$$
$$V^- = (1 - 2e_{\mathrm{iv}})V^0, \qquad (16)$$

отсюда, учитывая определение (3) для $(e_{\mathrm{eff}})_{12}^{\tau}(\omega)$, получаем

$$e_{\mathrm{eff}}^p + e_{\mathrm{eff}}^n = 1 + 2e_{\mathrm{is}}, \qquad (17)$$
$$e_{\mathrm{eff}}^p - e_{\mathrm{eff}}^n = 1 - 2e_{\mathrm{iv}}, \qquad (18)$$

или

$$e_{\mathrm{eff}}^p = 1 + e_{\mathrm{is}} - e_{\mathrm{iv}}, \qquad (19)$$
$$e_{\mathrm{eff}}^n = e_{\mathrm{is}} + e_{\mathrm{iv}}. \qquad (20)$$

Далее, очевидно, что с учетом определения (10), для $e_{\mathrm{eff}}^{SM\tau}$ теперь необходимо использовать уже эффективные заряды e_{is}^{SM} и e_{iv}^{SM}.

$$e_{\mathrm{eff}}^{SMp} + e_{\mathrm{eff}}^{SMn} = 1 + 2e_{\mathrm{is}}^{SM}, \qquad (21)$$
$$e_{\mathrm{eff}}^{SMp} - e_{\mathrm{eff}}^{SMn} = 1 - 2e_{\mathrm{iv}}^{SM}. \qquad (22)$$

или

$$e_{\mathrm{eff}}^{SMp} = 1 + e_{\mathrm{is}}^{SM} - e_{\mathrm{iv}}^{SM}, \qquad (23)$$
$$e_{\mathrm{eff}}^{SMn} = e_{\mathrm{is}}^{SM} + e_{\mathrm{iv}}^{SM}, \qquad (24)$$

Эти соотношения для e_{eff}, e_{is}, e_{iv} приведены в [1, 3]. Согласно [3], e_{is} и e_{iv} появляются благодаря виртуальному возбуждению соответственно изоскалярного $E2_0$ и изовекторного $E2_1$ резонансов *кора*. Заряды e_{eff}^{pSM} и e_{eff}^{nSM} извлекались из экспериментов в [1, 3]. Наш результат дополнительно подтверждает полезность использования понятия вершины в ТКФС.

4. Расчеты e_{eff}^{SM} для ^{208}Pb и ^{120}Sn. Наши расчеты основаны на работе [16], где приближение сепарабельных сил [13, 17] использовалось для анализа

[2)] В статье [15] использовалось другое определение V^+ и V^-. Там было указано, что константы $F^{\pm} = F^{pp} \pm F^{np}$, определяющие наши $V^{\pm}$ (11) и (12), обуславливают появление коллективных $E2_0$- и $E2_1$-резонансов, которые были в рамках ТКФС рассчитаны, проанализированы и представлены на рис. 1 и 3 в [15]. Эти результаты были подтверждены экспериментальными работами, список которых для $E2_0$-резонанса можно найти на стр. 450 в монографии [8].

[3)] Следуя [8], мы используем понятия эффективного заряда как для нуклона, проявляющегося в одночастичных конфигурациях, так и для эффективного заряда EL-перехода.

уравнения для вершины. Там было показано, что в этом случае e_{eff} не зависят от одночастичных индексов. Таким образом, это приближение хорошо соответствует широко используемому такому же подходу в LSSM-расчетах. В приближении сепарабельных мультиполь-мультипольных qq-сил имеем:

$$\begin{aligned} F^{pp}_{1234} &= -\varkappa^{pp} q^p_{12} (q^p_{34})^*, \\ F^{pn}_{1234} &= -\varkappa^{pn} q^p_{12} (q^n_{34})^*, \\ F^{np}_{1234} &= -\varkappa^{np} q^n_{12} (q^p_{34})^*, \\ F^{nn}_{1234} &= -\varkappa^{nn} q^n_{12} (q^n_{34})^*, \end{aligned} \tag{25}$$

где изоскалярная k_0 и изовекторная k_1 константы мультиполь-мультипольного взаимодействий связаны с указанными выше константами соотношениями: $\varkappa^{pp} = \varkappa^{nn} = k_0 + k_1$, $\varkappa^{pn} = \varkappa^{np} = k_0 - k_1$.

Матричный элемент от эффективного поля V', действующего внутри ядра на квазичастицы в λ-представлении, определяется уравнением:

$$(V')^\tau_{12} = e^\tau_q V^{0\tau}_{12} + \Sigma_0 F^{\tau\tau'}_{1234} A^{\tau'}_{34} (V')^{\tau'}_{43}, \tag{26}$$

где $1 \equiv \lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1)$ – одночастичные квантовые числа *кора.* Здесь e^τ_q – локальный заряд квазичастицы по отношению к "затравочному" внешнему полю $(V^0_{12})^\tau = q^\tau_{12} \equiv (r^2 Y_{2M})^\tau_{12}$, $F^{\tau\tau'}_{1234}$ – эффективная амплитуда взаимодействия квазичастиц вблизи поверхности Ферми, $A^{\tau'}_{34}$ – частично-дырочный пропагатор без спаривания.

В приближении сепарабельных сил система уравнений (26) для V'^p и V'^n принимает вид для e^{SM}_{eff}:

$$\begin{cases} e^{pSM}_{\text{eff}} = e^p_q - \varkappa^{pp} \Sigma^p_0 e^{pSM}_{\text{eff}} - \varkappa^{pn} \Sigma^n_0 e^{nSM}_{\text{eff}}, \\ e^{nSM}_{\text{eff}} = e^n_q - \varkappa^{np} \Sigma^p_0 e^{pSM}_{\text{eff}} - \varkappa^{nn} \Sigma^n_0 e^{nSM}_{\text{eff}}, \end{cases} \tag{27}$$

где введено

$$\Sigma^\tau_0 = \mathop{\Sigma_0}_{12,M,M'} (q^\tau_{12})^* A^\tau_{12} q^\tau_{21}. \tag{28}$$

Здесь $q^\tau_{21} \equiv \langle \lambda_2 | q | \lambda_1 \rangle$.

Одно и то же взаимодействие F входит в уравнения (1) и (26) для V и V'. Это позволяет рассчитать не только e^{SM}_{eff} и e_{eff}, но и сравнить их между собой, если известны параметры сепарабельных сил.

Для ^{208}Pb, как и в [16], в расчетах e_{eff} мы использовали сепарабельные силы квазичастично-фононной модели (КФМ) из [14]. В наших расчетах e^{SM}_{eff} для ^{208}Pb мы также использовали те же параметры сепарабельных сил КФМ-модели и для сравнения с экспериментом исключили уровни модельного пространства, используемые в [7]. В этой статье выполнены обширные LSSM-расчеты характеристик

Таблица 1. Квадрупольные эффективные поляризационные заряды нуклонов для E2 переходов, полученные в полном (одночастичном) базисе $(\Sigma_0 + \Sigma_1)$ и в базисе кора (Σ_0) e^{SM}_{eff} в ^{208}Pb (все результаты в единицах электронного заряда e)

^{208}Pb	$\Sigma_0 + \Sigma_1$	Σ_0		
	theory		experiment [8]	theory
e^p_{eff}	2.13	e^{pSM}_{eff}	1.50	1.54
e^n_{eff}	1.83	e^{pSM}_{eff}	0.85	1.04
e_{is}	1.48	e^{SM}_{is}	0.68	0.79
e_{iv}	0.35	e^{SM}_{iv}	0.18	0.25

низколежащих уровней в сепарабельном приближении для многих ядер вокруг ^{208}Pb, в качестве модельного пространства были взяты 5 протонных и 6 нейтронных одночастичных оболочек вблизи поверхности Ферми. Для $E2$-характеристик в [7] были взяты $e^{pSM}_{\text{eff}} = 1.5$ и $e^{pSM}_{\text{eff}} = 0.85$. Результаты приведены в табл. 1. Для $E2$-характеристик в [7] были взяты феноменологические значения величин e^{SM}_{eff}, полученные в LSSM-расчетах подгоном к экспериментальным данным.

Поскольку в работах [9–11] для сравнения с экспериментом использовались экспериментальные данные 1965–1967 гг., представляет интерес сравнить теоретические результаты в табл. 1 с более современными экспериментальными данными. Это сделано в табл. 2 (процедура получения экспериментальных значений $e^{\text{exp}}_{\text{eff}}$ описана в [9, 10]). Как видно из табл. 2, величины $e^{\text{exp}}_{\text{eff}}$ относительно заметно зависят от одночастичных состояний, хотя, если взять в среднем, то такое сравнение может выглядеть достаточно разумным. Это может оправдать применение сепарабельных сил, для которых, как говорилось выше, нет зависимости e_{eff} от одночастичных состояний.

В случае спаривания в наших формулах надо заменить частично-дырочный пропагатор A в (1) на L^0_{12}, ранее полученный в [12], если не учитывать эффект изменения щели во внешнем поле, который обычно дает малый вклад [18].

В наших расчетах e^{SM}_{eff} для ^{120}Sn мы использовали параметры сепарабельных сил КФМ-модели [13] и в расчетах e^{SM}_{eff} исключили уровни модельного пространства, используемые в LSSM расчетах в работе [6] – 5 протонных и 7 нейтронных одночастичных оболочек (1h11/2, 2f7/2, 1h9/2, 2f5/2, 3p3/2, 3p1/2, 1i13/2 для нейтронов, 1g9/2, 1g7/2, 2d5/2, 2d3/2, 3s1/2 для протонов, классификация уровней приведена в форме, принятой в российской литературе). Результаты приведены в табл. 3. Отметим что авторы [6] не получили полного согласия с экспериментом из-за того, что при построении волновых функций в ^{136}Sn, по мнению авторов работы [4],

Таблица 2. Квадрупольные моменты, $E2$-переходы соседних с ^{208}Pb ядер и рассчитанные из этих данных эффективные заряды $e_{\rm eff}^{\rm exp}$ в ^{208}Pb

Nuclei	Transition	E, KeV	$B(E2)$, e^2 fm^4	Q, barn	$e_{\rm eff}^{\rm exp}$
^{207}Pb [19]	$3p1/2 \to 2f5/2$, n	569	211.9 ± 1	–	0.94
^{207}Pb [20]	$3p1/2 \to 2p3/2$, n	897	133.7 ± 32.4	–	1.82
^{209}Pb [21, 22]	$2g9/2 \to 2g9/2$, n	0	–	-0.27 ± 0.17	0.93
^{209}Bi [23, 22]	$2h9/2 \to 2h9/2$, p	0	–	-0.55 ± 0.02	2.14
^{209}Bi [24]	$2h9/2 \to 2f7/2$, p	896	25.6 ± 5.2	–	3.01

необходимо учесть смешивание состояний с разными сениорити.

Как видно из табл. 1 и 3, мы получили заметное уменьшение $e_{\rm eff}^{SM}$ по сравнению с $e_{\rm eff}$, что вполне естественно, так как при получении $e_{\rm eff}^{SM}$ нами убрано много уровней вблизи поверхности Ферми. При сравнении же наших рассчитанных $e_{\rm eff}^{SM}$ с экспериментом следует иметь в виду, что "экспериментальные" (феноменологические) $e_{\rm eff}^{SM}$ подгонялись к эксперименту в результате другого и более сложного расчета, т.е. воспроизводили величины $B(E2)$, полученные в LSSM-расчетах.

Таблица 3. Квадрупольные эффективные поляризационные заряды нуклонов для $E2$ переходов, полученные в полном (одночастичном) базисе ($\Sigma_0 + \Sigma_1$) и в базисе кора (Σ_0) $e_{\rm eff}^{SM}$ в ^{120}Sn. Столбец "theory 1" соответствует базису кора использованному в статье [6], столбец "theory 2" содержит результат расчетов с нейтронным кором [4]

^{120}Sn	$\Sigma_0 + \Sigma_1$	Σ_0			
	theory		experiment	theory 1	theory 2
$e_{\rm eff}^p$	2.23	$e_{\rm eff}^{pSM}$	1.50	1.52	1.84
$e_{\rm eff}^n$	1.95	$e_{\rm eff}^{pSM}$	0.50	1.01	1.63
$e_{\rm is}$	1.59	$e_{\rm is}^{SM}$	0.5	0.77	1.24
$e_{\rm iv}$	0.36	$e_{\rm iv}^{SM}$	0	0.25	0.4

5. Заключение. В нашей работе рассмотрена микроскопическая теория феноменологических эффективных поляризационных зарядов нуклонов $e_{\rm eff}^{SM}$ и виртуальных EL-переходов $e_{\rm is}^{SM}$ и $e_{\rm iv}^{SM}$, получаемых в LSSM-расчетах в ограниченном модельном пространстве. Подход основан на ТКФС Мигдала, но в качестве эффективного взаимодействия использует сепарабельные силы. Включение таких сил позволило сильно упростить расчеты, что, как оказалось, полностью соответствует стандартному способу нахождения $e_{\rm eff}^{SM}$, когда эти величины не зависят от энергии и одночастичных переменных.

Используя полученные ранее в КФМ параметры сепарабельных сил, мы впервые рассчитали нашим методом указанные величины, подогнанные в LSSM-расчетах для ^{208}Pb и ^{120}Sn и получили разумное согласие с ними.

Наше сравнение, см. табл. 1 и 3, с полученными феноменологическими $e_{\rm eff}^{SM}$ не может быть полностью корректным, так как методы расчетов *ab initio* при получении "экспериментальных" $e_{\rm eff}^{SM}$ сильно отличаются от нашего метода, не говоря о том, что наш подход и имеющиеся расчеты, например, [5] отличаются принципиально. Однако, очевидно, что феноменологические величины e^{SM} рассчитывать необходимо для понимания их природы, что и продемонстрировано в нашем подходе.

Предложенный способ расчета $e_{\rm eff}^{SM}$ в рамках ТКФС позволяет легко обобщить рассмотренный нами подход на последовательный учет самосогласования в рамках метода ФГ [18, 25], взаимодействия с фононами в том же направлении, в каком развивается обобщенная ТКФС, см. обзор [26] и работы [27–29]. Можно также использовать *ab initio* взаимодействие.

Авторы благодарят В. Ю. Пономарева за консультации о работах и помощь в рамках КФМ подхода.

Финансирование работы. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Москва, Россия. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Jungclaus, M. Górska, M. Mikołajczuk et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **132**, 222501 (2024).
2. H. Grawe, K. Straub, T. Faestermann et al. (Collaboration), Phys. Let. B **820**, 136591 (2021).
3. R. du Rietz, J. Ekman, D. Rudolph et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 222501 (2004).
4. G. S. Simpson, G. Gey, A. Jungclaus et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **113**, 132502 (2014).
5. F. Raimondi and C. Barbieri, Phys. Rev. C **100**, 024317 (2019).
6. H. Naida, F. Novacki, and K. Sieja, Acta. Phys. Pol. B **46**, 669 (2015).

7. N. Yoshinaga, K. Yanase, C. Watanabe, and K. Higashiyama, Prog. Theor. Exp. Phys., **6**, 063D01 (2021).
8. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра*, Мир, М. (1977), т. 2.
9. С. П. Камерджиев, ЯФ **2**, 415 (1965).
10. С. П. Камерджиев, ЯФ **5**, 971 (1967).
11. А. Б. Мигдал, *Метод квазичастиц в теории ядра*, Наука, М. (1967).
12. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер*, Наука, М. (1965); Intersci., NY. (1967) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei*, Interscience, N.Y. (1967)].
13. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, Nucl. Phys. A **635**, 470 (1998).
14. 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).
15. С. П. Камерджиев, ЯФ **15**, 676 (1972) [Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 379, 1972].
16. Ю. В. Ковалева, С. П. Камерджиев, М. И. Шитов, ЯФ **87**, 3 (2024).
17. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: квазичестицы и фононы*, Энергоатомиздат, М. (1989).
18. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
19. Y. Fujita, M. Imamura, K. Omata, Y. Isozumi, and S. Ohya, Nucl. Phys. A **484**, 77 (1988).
20. M. M. Hindi, E. G. Adelberger, S. E. Kellogg, and T. Murakami, Phys. Rev. C **38**, 1370 (1988).
21. M. Anselment, W. Faubel, S. Göring, A. Hanser, G. Meisel, H. Rebel, and G. Schatz, Nucl. Phys. A **451**, 471 (1986).
22. N. J. Stone, *Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments*, Oxford Physics, Oxford U.K. (2011).
23. J. Dembczyński, B. Arcimowicz, E. Stachowska, and H. Rudnicka-Szuba, Z. Phys A **310**, 27 (1983).
24. W. Kratschmer, H. V. Klapdor, and E. Grosse, Nucl. Phys. A, **201**, 179 (1973).
25. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
26. С. П. Камерджиев, О. И. Ачаковский, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, ЯФ **82**(4), 320 (2019).
27. S. P. Kamerdzhiev and M. I. Shitov, Eur. Phys. J. A **56**, 265 (2020).
28. S. Kamerdzhiev and M. Shitov, Phys. At. Nucl. **84**(6), 804 (2021).
29. С. П. Камерджиев, М. И. Шитов, ЯФ **85**(5), 330 (2022).