



Эффективный поляризационный заряд нуклона в ТКФС.

С. П. Камерджиев¹, М. И Шитов¹

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

*«С помощью одного параметра можно объяснить тысячи экспериментов»
А.Б. Мигдал*

*LXXV международная конференция по ядерной физике «ЯДРО-2025: Физика атомного ядра и
элементарных частиц. Ядерно-физические технологии»»
СПбГУ. 2025г.*

В многочисленных LSSM – расчетах выбирается узкое модельное пространство вблизи поверхности Ферми и диагонализуются матрицы огромной (10^9 !) размерности.

НО окончательный результат, который должен учесть роль остальных уровней (кора), просто подгоняется по эксперименту введением величины $(e_{eff}^{sm})_{12}$

(! см. эпиграф: это – неприлично !)

без учета зависимости от энергии и одночастичных индексов.

Попытки рассчитать $(e_{eff}^{sm})_{12}$, конечно, были, см. [1-2], но они основаны на сложных abinitio – расчетах (Бонский потенциал, low-k приближение).

(NocoreLSSM-расчеты – это исключение и их мало)

[1] F.Raimondi, C.Barbieri PRC **100**,024317 (2019)-«self-consistent Green’s function (SCGF) approach» !

[2] A.Jungclaus et al. PRL **132**, 222501 (2024)

Цель работы:

рассмотреть метод микроскопических расчетов

$(e_{eff}^{sm})_{12}$ в рамках ТКФС : т.е.

1) предложить более простой и более универсальный,
чем ранее, метод и

2) сделать первые расчеты в приближении сепарабельных сил

---в ТКФС есть спец. понятие (вершина) для описания и расчетов этой
величины

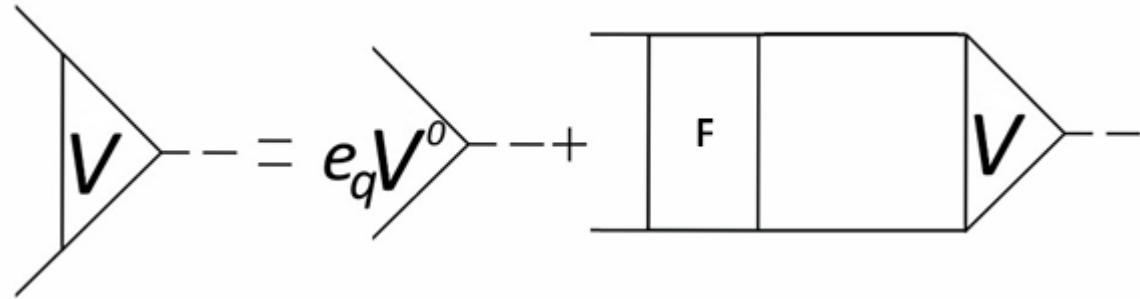
---в ТКФС разработана специальная и естественная процедура
перенормировки уравнения для вершины

Ранние результаты:

Расчеты эффективного заряда в ядрах «маг + - 1» в ТКФС.

Как показано в [1], см. также [2], эффективный заряд e_{eff} определяется через эффективное поле (вершину) V :

$$V = e_q V^0 + FAV$$



$$(e_{eff})_{12}^{\tau}(\omega) = V_{12}^{\tau}(\omega) / V_{12}^0 \quad (1)$$

т.е. он зависит от энергии, изотопических и одночастичных переменных

Расчеты в [1] для нечётных ядер без спаривания показали хорошее согласие с имеющимся экспериментом по измерениям величин $B(E2)$.

Примерно то же самое было получено позднее для этой задачи в [3], табл. 6.8, 6.9 (стр. 456-457)

[1] Камерджиев С. П., ЯФ 2, 415 (1965) и ЯФ 5, 971 (1967).

[2] Мигдал А. Б. Метод квазичастиц в теории ядра – Москва: Наука, 1967.

[3] Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра т. 2. — Москва: Мир, 1977. (агл. 1974)

Перенормировка уравнения для вершины

Это уравнение можно записать в виде:

$$V = e_q V^0 + \Sigma_0 FAV + \Sigma_1 FAV \quad (2)$$

где Σ_1 Содержит выделенную группу переходов или уровней, Σ_0 содержит остальные переходы или уровни. Используя понятие амплитуды рассеяния Γ , и вводя величины

$$\begin{aligned} \Gamma' &= F + \Sigma_0 FA \Gamma' \\ V' &= e_q V^0 + \Sigma_0 FA V' \end{aligned}$$

Можно получить уравнение для V

$$V = V' + \Sigma_1 \Gamma' A V \quad (3)$$

Второе слагаемое в (3) содержит ответ на вопрос, как зависит вершина, т.е. эффективный заряд, определяемый на уровнях выделенной оболочки (например, оболочки со спариванием для ядер со спариванием, см. далее)

Если в Σ_1 включить уровни, выделяемые в LSSM-расчетах а в Σ_0 – оставшиеся уровни, то величина V' , которая включает эти оставшиеся уровни, будет описывать величины

$$(e_{eff}^{sm})_{12} = \frac{(V')_{12}}{V_{12}^0}, \quad (4)$$

которые феноменологически (подгоном к эксперименту !) находятся во многих теоретических работах, использующих LSSM-расчеты

Для первых расчетов величин $(e_{eff}^{sm})_{12}$ мы применили **приближение сепарабельных сил** описанное в предыдущей работе [1]

$$F_{1234}^{pp} = - \sum_{LM} \kappa^{pp} q_{12}^p (q_{34}^p)^* ,$$

$$F_{1234}^{np} = - \sum_{LM} \kappa^{np} q_{12}^n (q_{34}^p)^* .$$

В этом приближении $(e_{eff}^{sm})_{12}$ не зависит от одночастичных индексов. Это удачно соответствует используемой «философии» в большинстве теоретических работ, где $(e_{eff}^{sm})_{12}$ подгоняется по эксперименту.

Решение уравнения для вершины V' в приближении сепарабельных сил [1]

Явные выражения для *эффективных поляризационных зарядов нуклонов*:

$$\begin{cases} (e_{eff}^p)_{12}^{sm} = e_q^p - \kappa^{pp} \Sigma_0^p (e_{eff}^p)_{12}^{sm} - \kappa^{np} \Sigma_0^n (e_{eff}^n)_{12}^{sm} , \\ (e_{eff}^n)_{12}^{sm} = e_q^n - \kappa^{np} \Sigma_0^p (e_{eff}^p)_{12}^{sm} - \kappa^{pp} \Sigma_0^n (e_{eff}^n)_{12}^{sm} \end{cases}$$

----->
L = 2:

$$(e_{eff}^p)_{12}^{sm} = \frac{1 + \kappa^{pp} \Sigma_0^n}{D}, (e_{eff}^n)_{12}^{sm} = - \frac{\kappa^{np} \Sigma_0^p}{D}$$

$$D = (1 + \kappa_{pp} \Sigma_0^n)(1 + \kappa_{pp} \Sigma_0^p) - 2\kappa_{np} \Sigma_0^n \Sigma_0^p,$$

где $\Sigma_0^{\tau} = \sum_{v_1 v_2} \frac{1}{2L + 1} \langle 2 || q || 1 \rangle^2 A_{v_1 v_2}$

(при суммировании исключены соответствующие уровни)

[1] Ю.В. Ковалева и др. ЯФ **87** №6, 659 (2024)

ЭФФЕКТИВНЫЙ ЗАРЯД ПЕРЕХОДА

В монографии Бора и Моттельсона используется понятие **эффективного заряда для изоскалярного и изовекторного переходов** ([БМ, 1977], стр. 455), которые в современной литературе называются как e_{is} и e_{iv}

Используя понятие эффективного поля, их можно связать с «поляризационным зарядом в одночастичных конфигурациях» [БМ, 1974, 1977] e_{eff}^p и e_{eff}^n ,

если ввести:

$$\begin{aligned} V^+ &= V^p + V^n = V^0 + F^+ A^p V^p + F^+ A^n V^n \\ V^- &= V^p - V^n = V^0 + F^- A^p V^p - F^- A^n V^n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V^+ &= (1 + 2 e_{is}) V^0 \\ V^- &= (1 - 2 e_{iv}) V^0, \end{aligned}$$

Тогда получим **часто используемые соотношения** :

$$\begin{aligned} e_{eff}^p + e_{eff}^n &= 1 + 2 e_{is} \\ e_{eff}^p - e_{eff}^n &= 1 - 2 e_{iv} \end{aligned}$$

Large-scale nuclear shell-model calculations are performed in the neutron- and proton-deficient Pt, Au, Hg, and Tl isotopes ($Z < 82$ and $N \leq 126$) near 208Pb. All the single-particle levels in the one-major shells, six neutron ($2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $0i_{13/2}$, $1f_{7/2}$, and $0h_{9/2}$) orbitals and five proton ($2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $0h_{11/2}$, $1d_{5/2}$, and $0g_{7/2}$) orbitals are considered. For an effective two-body interaction, one set of the multipole pairing, quadrupole–quadrupole interactions is employed for all the nuclei considered. These phenomenological interactions are determined to reproduce the experimental energy spectra. Some of the isomeric states are analyzed in terms of the shellmodel configurations. Octupole correlated states are discussed in terms of a collective octupole excitation on top of each shell model state.

.....

Наши qq-расчеты величин e_{eff}^{sm} и их «сравнение» с феноменологическими e_{eff}^{sm}

Расчеты $(e_{eff}^{sm})_{12}$ в ^{208}Pb

^{208}Pb	ТКФС- e_{eff} , (эксперимент)	e_{eff}^{sm}	«эксперимент» [2]
e_p	1.72 , (1.33;2.67)	1.54	1.50e
e_n	0.82 , (0.76)	1.04	0.85e

E2 transition rates, magnetic moments, and quadrupole moments are also calculated for the lowlying states. For E2 transition rates and quadrupole moments, the effective charges are taken as $e_v = 0.85e$ for neutrons and $e_\pi = 1.50e$ for protons.

[2] [N.Yoshinaga, K.Yanase, C.Watanabe, and K. Higashiyama Prog. Theor. Exp. Phys. **2021**, 063D01 (2021). DOI: 10.1093/ptep/ptab039]

Overall, these effective charges and gyromagnetic ratios are **adjusted** to reproduce the experimental data

[1] С.П Камерджи́ев. ЯФ 2 №3, 415 (1965)
С.П. Камерджи́ев ЯФ 5 №5, 971 (1967)

Расчеты e_{eff}^{sm} для изотопов со спариванием в ^{120}Sn

Чтобы учесть спаривание надо во всех формулах вместо $A_{12} = \int G_1 G_2$ поставить $L_{12}^0 = \int G_1 G_2 - F_1 F_2$

Нижние индексы означают набор одночастичных квантовых чисел

$1 \equiv \lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1)$.

Для ядер со спариванием необходимо использовать аномальные функции Грина

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

где

$$E_1 = \sqrt{(\varepsilon_1 - \mu)^2 + \Delta_1^2} \quad u_1^2 = 1 - v_1^2 = (E_1 + \varepsilon_1 - \mu)/2E_1.$$

Naidja, H., F. Nowacki, and K. Sieja. Recent Advances in the Shell Model Calculations of the Spectroscopic Properties of $^{134,136,138}\text{Sn}$, Acta Phys. Pol. B 46, 669 (2015).

Our calculations were carried out within the shell model, including the valence space $0h_{11/2}$, $1f_{7/2}$, $0h_{9/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $0i_{13/2}$ orbitals for neutrons, and $0g_{9/2}$, $0g_{7/2}$, $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ orbitals for protons, taken above ^{110}Zr closed core. This model space allowed us to choose the closed core which will be used: ^{110}Zr by opening $0h_{11/2}$ for neutrons and $0g_{9/2}$ for protons, or ^{132}Sn by closing them. Opening the core constitutes a challenge **in the diagonalisation of Hamiltonian matrix due to its extremely large size (of the order of 50 millions in the case of ^{138}Sn).** We have used the shell model codes ANTOINE and NATHAN [6, 7], which nowadays can handle up to 10 billions Slater determinants equivalent matrices.

As a starting point, we have employed a realistic interaction, derived from CD-Bonn potential, renormalized following the so-called Vlow-k approach, and adopted to the model space by many body perturbation theory techniques, including all the diagrams up to the second order [8].

Расчеты $(e_{eff}^{sm})_{12}$ в ^{120}Sn

^{120}Sn	e_{eff}	e_{eff}^{sm}	«эксперимент»
e_p	2.23	1.52	$e = 1.5e$
e_n	1.95	1.01	$e = 0.5e$

Opening the ^{132}Sn core, and limiting to 1p1h excitations from h11/2 neutrons, and g9/2 protons to the above valence space, with effective charges $e = 0.5e$ and $e = 1.5e$ for neutrons and protons respectively, still fail to reproduce the experimental value of ^{136}Sn transition. (The reason is a necessity to take a seniority model into account)

(^{208}Pb : $e_v = 0.85e$ for neutrons and $e_\pi = 1.50e$ for protons)

Заключение

Рассмотрен **микроскопический метод расчета феноменологических эффективных поляризационных зарядов e_{eff}^{SM}** , получаемых подгоном к эксперименту в современных LSSM-расчетах в рамках **многочастичной оболочечной модели** с ограниченным модельным пространстве

Метод основан на теории конечных ферми-систем (ТКФС) Мигдала .
Использовалось приближение сепарабельных сил, что позволило сильно облегчить вычисления, при этом параметры сепарабельных сил были взяты из расчетов в рамках квазичастично-фононной модели.

Для ^{208}Pb и (**впервые** для ядер со спариванием) ^{120}Sn выполнено сравнение рассчитанных и феноменологических («экспериментальных») значений **квадрупольных e_{eff}^{SM}** .

Наши результаты демонстрируют: 1) возможности приближения сепарабельных сил, 2) необходимость и возможности микроскопического анализа ранее полученных величин **e_{eff}^{SM}** , 3) естественные перспективы расчетов в процессе обобщения и развития ТКФС.