

## Эффекты взаимодействия частиц с фононами в нечетно-четных разностях масс полумагических ядер

Э. Е. Саперштейн<sup>+\*1)</sup>, М. Балдо<sup>#2)</sup>, С. С. Панкратов<sup>+×</sup>, С. В. Толоконников<sup>+×</sup>

<sup>+</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

<sup>#</sup>Национальный институт ядерной физики, Отделение в г. Катания, I-95125 Катания, Италия

<sup>×</sup>Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 2 октября 2017 г.

После переработки 12 октября 2017 г.

Метод расчета поправок, обусловленных взаимодействием частиц с фононами (ВЧФ), к одночастичным энергиям полумагических ядер, основанный на прямом решении уравнения Дайсона с поправленным на эффекты ВЧФ массовым оператором, применяется для нахождения нечетно-четных разностей масс 18 четных изотопов Pb и их протон-нечетных соседей. Используется энергетический функционал плотности (ЭФП) Фаянса DF3-а, который обеспечивает довольно высокую точность описания этих разностей уже на уровне теории среднего поля. Соответствующее среднее отклонение от существующих экспериментальных данных равно 0.389 МэВ, что лишь немного больше, чем значение 0.333 МэВ, которое дает ЭФП Скирма HFB-17, принадлежащий к семейству ЭФП, обеспечивающих рекордную точность описания масс ядер. Учет ВЧФ поправок, обусловленных низколежащими фононами  $2_1^+$  и  $3_1^-$ , значительно уменьшает среднее отклонение теории от эксперимента до значения 0.218 МэВ.

DOI: 10.7868/S0370274X17210019

Одночастичные (ОЧ) спектры ядер существенно влияют на различные ядерные свойства. Поэтому способность правильно описывать ОЧ-спектры очень важна для любой самосогласованной ядерной теории. В настоящее время экспериментальные ОЧ-спектры известны детально только для магических ядер [1]. Их анализ в работе [2] на основе энергетического функционала плотности (ЭФП) DF3-а [3], который является незначительной модификацией оригинального ЭФП Фаянса DF3 [4, 5], привел к довольно хорошему описанию экспериментальных данных, значительно лучшему, чем популярный ЭФП Скирма HFB-17 [6], принадлежащий к семейству HFB-17 – HFB-27 [7], обеспечивающему наибольшую точность в самосогласованном описании ядерных масс.

Включение поправок, обусловленных взаимодействием частиц с фононами (ВЧФ), с учетом неполосных диаграмм [8, 9], делает согласие еще лучшим. Для вычисления ВЧФ-поправок было использовано так называемое  $g_L^2$ -приближение, где  $g_L$  – вершина рождения  $L$ -фонона. Соответствующие диаграммы для ВЧФ поправок  $\delta\Sigma_L^{PC}$  к массовому оператору  $\Sigma_0$ ,

в представлении ОЧ волновых функций  $|\lambda\rangle$ , представлены на рис. 1. Первая из них – обычная полюс-

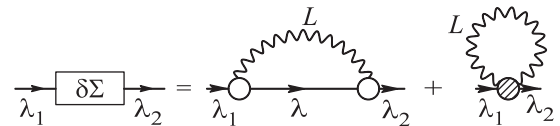


Рис. 1. ВЧФ-поправки к массовому оператору. Белый кружок – вершина  $g_L$  рождения фонона. Заштрихованный круг во второй диаграмме – фоновый неполосный (“тэдпол”) член

ная диаграмма, с очевидными обозначениями, тогда как вторая – это сумма всех неполосных диаграмм порядка  $g_L^2$ . Ее часто называют “фононный тэдпол” [10], по аналогии с тэдпол-подобными диаграммами в теории поля [11].

В магических ядрах при решении уравнения Дайсона с массовым оператором  $\Sigma(\epsilon) = \Sigma_0 + \delta\Sigma^{PC}(\epsilon)$  применима теория возмущений по ВЧФ-поправке  $\delta\Sigma_L^{PC}$  [2]. Иная ситуация типична для полумагических ядер [12] из-за сильного смешивания ОЧ-состояний  $|\lambda\rangle$  с состояниями типа  $|\lambda\rangle + L$ -фонон. Для таких случаев в работе [12] был развит метод, основанный на прямом решении уравнения Дайсона

<sup>1)</sup>e-mail: saper43\_7@mail.ru

<sup>2)</sup>M. Baldo

с массовым оператором  $\Sigma(\varepsilon)$ . Каждое ОЧ-состояние  $|\lambda\rangle$  расщепляется на систему решений  $|\lambda, i\rangle$  с факторами  $S_\lambda^i$  распределения ОЧ-силы. В [12] предложен метод для выражения средней ОЧ-энергии  $\varepsilon_\lambda$  и среднего  $Z_\lambda$ -фактора через величины  $\varepsilon_\lambda^i$  и  $S_\lambda^i$ . Он подобен тому, который используется для нахождения соответствующих экспериментальных величин [1]. Экспериментальные данные по ОЧ-энергиям для тяжелых немагических ядер, рассмотренных в [12], практически отсутствуют, поэтому никакого сравнения с экспериментом там не было сделано.

К счастью, имеется массив данных, имеющий прямое отношение к обсуждаемой системе решений  $\varepsilon_\lambda^i$ . Мы имеем в виду нечетно-четные разности масс, т.е. “химические потенциалы” в терминологии теории конечных ферми-систем (ТКФС) [13]:

$$\mu_+^n(Z, N) = -(B(Z, N+1) - B(Z, N)), \quad (1)$$

$$\mu_-^n(Z, N) = -(B(Z, N) - B(Z, N-1)), \quad (2)$$

$$\mu_+^p(Z, N) = -(B(Z+1, N) - B(Z, N)), \quad (3)$$

$$\mu_-^p(Z, N) = -(B(Z, N) - B(Z-1, N)), \quad (4)$$

где  $B(Z, N)$  – энергия связи соответствующего ядра. Очевидно, они равны однонуклонным энергиям отделения  $S_{n,p}$  [14], взятым с противоположным знаком. Например, справедливо  $\mu_-^n(Z, N) = -S_n(Z, N)$  или  $\mu_+^n(Z, N) = -S_n(Z, N+1)$ .

Действительно, запишем явно разложение Лемана для функции Грина  $G(\varepsilon; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  в представлении функций  $\lambda$ , которые диагонализуют  $G$  [13]:

$$G_\lambda(\varepsilon) = \sum_s \frac{|(a_\lambda^+)_s|^2}{\varepsilon - (E_s - E_0) + i\gamma} + \sum_s \frac{|(a_\lambda)_s|^2}{\varepsilon + (E_s - E_0) - i\gamma}, \quad (5)$$

с очевидными обозначениями. Изотопический индекс  $\tau = (n, p)$  в (5) для краткости опущен. В обеих суммах суммирование ведется по точным состояниям  $|s\rangle$  ядер с одним добавленным или одним удаленным нуклоном. Именно, если  $|0\rangle$  – основное состояние четно-четного ядра  $(Z, N)$ , состояния  $|s\rangle$  в первой сумме отвечают ядру  $(Z, N+1)$  для  $\tau = n$  и  $(Z+1, N)$  для  $\tau = p$ . Соответственно, во второй сумме это ядро  $(Z, N-1)$  для  $\tau = n$  и  $(Z-1, N)$  для  $\tau = p$ . Если  $|s\rangle$  – основное состояние данного нечетного ядра, соответствующий полюс в (5) совпадает с одним из химических потенциалов (1)–(4). В рамках теории среднего поля, они должны быть сопоставлены с ОЧ-энергиями  $\varepsilon_\lambda$  с нулевой энергией возбуждения нечетного ядра, тогда как с учетом ВЧФ-поправок они совпадают с соответствующими энергиями  $\varepsilon_\lambda^i$ .

Расчетная схема, использованная в [12] и в данной работе, содержит несколько приближений, характерных для ТКФС [13], которые в тяжелых ядрах пригодны с точностью  $1/A$ , где  $A = N + Z$ . Так, на средне-полево уровне мы соотносим полюса функции Грина  $G(\varepsilon)$  четно-четного ядра  $(Z, N)$  с ОЧ-энергиями нечетных соседей, ядер  $(Z \pm 1, N)$  или  $(Z, N \pm 1)$ . Тем самым не учитывается эффект деформации четного остова нечетной частицей или дыркой. Отметим, что в рамках ТКФС эта индуцируемая нечетной частицей деформация и соответствующий ей, скажем, квадрупольный момент могут быть найдены явно решением уравнения ТКФС для эффективного поля [13], эквивалентного уравнению квазичастичного приближения случайной фазы (КПСФ), см. [15, 16]. Следует подчеркнуть, что главное влияние нечетной частицы – это эффект ВЧФ, который мы рассматриваем явно. Другое приближение, используемое уже на стадии учета ВЧФ, относится к расчету характеристик фононов. Мы решаем уравнение КПСФ для  $L$ -фонона в ядре  $(Z, N)$  для нахождения ВЧФ-поправок к ОЧ характеристикам соседних нечетных ядер. Тем самым, мы пренебрегаем “эффектом блокировки” от нечетной частицы (дырки) в уравнении КПСФ для  $g_L$ . Точность этого приближения можно оценить как  $1/n_L$ , где  $n_L$  – число частично-дырочных состояний, вносящих существенный вклад в вершину  $g_L$ . Мы рассматриваем очень коллективные состояния  $2_1^+$  и  $3_1^-$  в четных изотопах свинца, для которых это число можно оценить как  $n_L \simeq 20 \div 30$  [15].

Метод, позволяющий учесть точно эффект нечетной частицы в рассматриваемой проблеме, развит в [17]. Его использование важно для более легких ядер. Отметим также, что есть прямой, в общем, более точный способ нахождения разностей масс (1)–(4) через энергии связи каждого ядра, входящего в эти соотношения. Однако, расчет поправок ВЧФ к полной энергии связи ядра довольно трудоемок [9], так что до сих пор нет подобных систематических вычислений.

Опишем кратко метод [12] решения уравнения Дайсона для квазичастичной функции Грина с учетом ВЧФ-поправок. Следует решить уравнение:

$$(\varepsilon - H_0 - \delta\Sigma^{\text{PC}}(\varepsilon)) \phi = 0, \quad (6)$$

где  $H_0$  – квазичастичный гамильтониан со спектром  $\varepsilon_\lambda^{(0)}$  и волновыми функциями  $\phi_\lambda^{(0)}$ .

В случае, когда рассматривается несколько  $L$ -фононов, полная ВЧФ поправка к массовому оператору в (6) равна сумме по всем фононам:

$$\delta\Sigma^{\text{PC}} = \sum_L \delta\Sigma_L^{\text{PC}}. \quad (7)$$

Мы имеем дело с нормальной подсистемой рассматриваемого полумагического ядра, поэтому  $\Sigma(\varepsilon)$  – массовый оператор нормальной ферми-системы. Для этого случая явное выражение для полюсного члена хорошо известно [2, 12]. Для вычисления неполюсного члена мы следуем методу, развитому Ходелем [8], который первый рассмотрел такие диаграммы в проблеме ВЧФ-поправок в ядрах, см. также [9].

Все низколежащие фононы, которые мы рассматриваем, имеют поверхностную природу с доминированием поверхностного пика в амплитуде рождения:

$$g_L(r) = \alpha_L \frac{dU}{dr} + \chi_L(r). \quad (8)$$

Первый член (8) имеет резкий поверхностный максимум, тогда как объемная добавка  $\chi_L(r)$  мала. Это иллюстрируется на рис. 2 для состояний  $2_1^+$  и  $3_1^-$  в ядре  $^{198}\text{Pb}$ . Если пренебречь объемным членом  $\chi_L$ ,

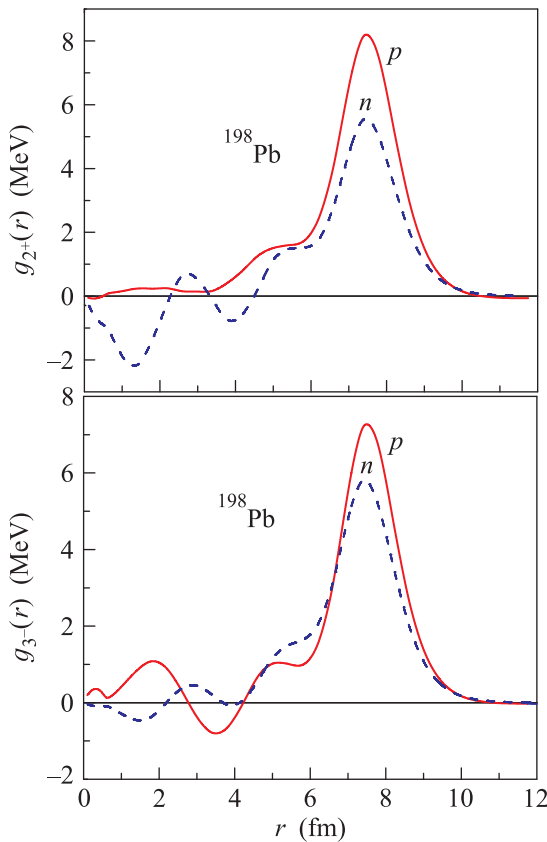


Рис. 2. (Цветной онлайн) Амплитуды  $g_L(r)$  двух низколежащих фононов в ядре  $^{198}\text{Pb}$

для неполюсной ВЧФ-поправки может быть получено очень простое выражение:

$$\delta\Sigma_L^{\text{non-pole}} = \frac{\alpha_L^2}{2} \frac{2L+1}{3} \Delta U(r). \quad (9)$$

Следуя [2, 12], мы и в данной работе будем пренебрегать объемным членом в (8) и использовать выражение (9) для неполюсного члена  $\delta\Sigma_L^{\text{PC}}$ .

В настоящей работе мы рассматриваем цепочку четных изотопов свинца  $^{180-214}\text{Pb}$  и учитываем два низколежащих фонона,  $2_1^+$  и  $3_1^-$ . Их энергии возбуждения  $\omega_L$  и коэффициенты  $\alpha_L$  в выражении (8) представлены в табл. 1. Указанные коэффициенты

**Таблица 1.** Энергии возбуждения  $\omega_L$  (МэВ) и коэффициенты  $\alpha_L$  (фм) в (8) для состояний  $2_1^+$  и  $3_1^-$  в четных изотопах Рь

A	$\omega_2$	$\omega_2^{\text{exp}}$	$\alpha_2$	$\omega_3$	$\omega_3^{\text{exp}}$	$\alpha_3$
180	1.415	1.168(1)	0.31	2.008	–	0.35
182	1.284	0.888	0.31	1.836	–	0.35
184	1.231	0.702	0.32	1.839	–	0.36
186	1.133	0.662	0.33	1.881	–	0.34
188	1.028	0.724	0.34	1.968	–	0.34
190	0.930	0.774	0.36	2.052	–	0.33
192	0.849	0.854	0.35	2.160	–	0.32
194	0.792	0.965	0.35	2.272	–	0.32
196	0.764	1.049	0.35	2.390	2.471(?)	0.31
198	0.762	1.064	0.35	2.506	–	0.31
200	0.789	1.027	0.30	2.620	–	0.31
202	0.823	0.961	0.31	2.704	2.517	0.31
204	0.882	0.899	0.22	2.785	2.621	0.31
206	0.945	0.803	0.16	2.839	2.648	0.32
208	4.747	4.086	0.33	2.684	2.615	0.09
210	1.346	0.800	0.07	2.183	1.870(10)	0.19
				2.587	2.828(10)	0.17
212	1.444	0.805	0.17	1.788	1.820(10)	0.36
214	1.125	0.835(1)	0.19	1.469	–	0.37

находятся делением поверхностных максимумов величин  $g_L(r)$  и  $dU/dr$ , положение которых практически совпадает. Приведены для сравнения известные экспериментальные данные для энергий возбуждения [18]. Только три десятичных знака удержаны для последних, чтобы избежать громоздкости таблицы. В целом, значения  $\omega_L$  согласуются с экспериментом достаточно хорошо. При более детальном анализе видно, что для интервала  $^{194-200}\text{Pb}$  теоретические значения энергий возбуждения состояний  $2^+$  заметно меньше экспериментальных. Это является сигналом того, что наш расчет переоценивает степень коллективности данных состояний и, соответственно, ВЧФ-эффект в этих ядрах. Противопо-

ложная ситуация имеет место в легчайших изотопах Pb,  $A < 190$ , где, по-видимому, мы недооцениваем ВЧФ-эффект. Величина  $\alpha_L$  определяет амплитуду, непосредственно в фемтометрах, поверхностного колебания мультипольности  $L$  в рассматриваемом ядре [19]. Мы видим, что в большинстве случаев оба изучаемых нами фонона сильно коллективны, со значениями  $\alpha_L \simeq 0.3$  фм. При малых значениях  $\omega_L$  амплитуда колебания ведет себя как  $\alpha_L \sim 1/\sqrt{\omega_L}$  [9, 19]. Обе ВЧФ-поправки к ОЧ-энергии – полюсная и неполюсная – пропорциональны  $\alpha_L^2$ , поэтому растут с уменьшением величины  $\omega_L$ . В настоящем расчете учтен также эффект отдачи (вклад духового состояния  $1^-$ ), хотя соответствующая поправка к ОЧ-энергии в рассматриваемых ядрах очень мала, см. [12], так как она зависит от массового числа как  $1/A$ .

Нерегулярные ВЧФ-поправки к ОЧ-энергиям существенны только для состояний вблизи энергии Ферми, поэтому мы ограничиваемся при их расчете модельным пространством  $S_0$ , включающим только две соседние с ней оболочки – одну дырочную и одну частичную. Кроме того, мы сохраняем в  $S_0$  только ОЧ-состояния с отрицательной энергией. Отметим, что при нахождении полюсного члена  $\delta\Sigma^{\text{pole}}$  мы используем гораздо более широкое ОЧ-пространство с энергиями  $\varepsilon_\lambda^{(0)} < 40$  МэВ.

Возьмем в качестве примера для иллюстрации метода ядро  $^{198}\text{Pb}$ . В этом случае пространство  $S_0$  включает пять дырочных состояний ( $1g_{7/2}$ ,  $2d_{5/2}$ ,  $1h_{11/2}$ ,  $2d_{3/2}$ ,  $3s_{1/2}$ ) и три частичных ( $1g_{9/2}$ ,  $2f_{7/2}$ ,  $1i_{13/2}$ ). Отсюда следует, что, существует только одно состояние для каждой пары значений  $(l, j)$ . Поэтому только диагональные элементы  $\delta\Sigma_{\lambda\lambda}^{\text{PC}}$  участвуют в уравнении (6). В результате (6) упрощается следующим образом:

$$\varepsilon - \varepsilon_\lambda^{(0)} - \delta\Sigma_{\lambda\lambda}^{\text{PC}}(\varepsilon) = 0. \quad (10)$$

Детали метода нахождения решений  $\varepsilon_\lambda^i$  уравнения (10) могут быть найдены в [12]. В этом обозначении  $\lambda$  есть просто индекс, показывающий, из какого ОЧ-состояния данное состояние  $|\lambda, i\rangle$  происходит. Соответствующие факторы распределения ОЧ-силы ( $S$ -факторы)

$$S_\lambda^i = \left( 1 - \left( \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \delta\Sigma^{\text{PC}}(\varepsilon) \right)_{\varepsilon=\varepsilon_\lambda^i} \right)^{-1} \quad (11)$$

должны выполнять следующее условие нормировки:

$$\sum_i S_\lambda^i = 1. \quad (12)$$

Точность выполнения (12) служит мерой того, насколько полным для решения данной проблемы является модельное пространство  $S_0$ , которое мы используем. Два примера решений  $|\lambda, i\rangle$  для ядра  $^{198}\text{Pb}$  из полного числа, равного восьми, представлены в табл. 2: они происходят из первого дырочного и

**Таблица 2.** Примеры решения уравнения (10) для протонов в ядре  $^{198}\text{Pb}$

$\lambda$	$i$	$\varepsilon_\lambda^i$ (МэВ)	$S_\lambda^i$
$3s_{1/2}$	1	-8.701	0.144
	2	-7.270	$0.667 \times 10^{-1}$
	3	-4.716	0.741
	4	2.078	$0.194 \times 10^{-1}$
			$\sum S_\lambda^i = 0.970$
$1h_{9/2}$	1	-11.974	$0.250 \times 10^{-2}$
	2	-9.952	$0.895 \times 10^{-3}$
	3	-8.795	$0.749 \times 10^{-2}$
	4	-7.357	$0.127 \times 10^{-2}$
	5	-2.212	0.636
	6	-0.466	0.272
	7	0.199	$0.139 \times 10^{-1}$
	8	2.750	$0.481 \times 10^{-2}$
			$\sum S_\lambda^i = 0.939$

первого частичного состояний модельного пространства  $S_0$ . В этом случае наши значения (в МэВ) для нечетно-четных разностей масс, в согласии с разложением Лемана (5), следующие:

$$\mu_+(^{198}\text{Pb}) = -2.212 \text{ МэВ}, \quad (13)$$

$$\mu_-(^{198}\text{Pb}) = -4.716 \text{ МэВ}. \quad (14)$$

В качестве иллюстрации, мы изобразили на рис. 3 распределение одночастичной силы ( $S$ -факторы) для аналогичных состояний, ближайших к границе Ферми, в соседнем ядре  $^{196}\text{Pb}$ .

Подобные значения для всей рассматриваемой цепочки собраны в табл. 3. На последней линии приведено среднее отклонение данного варианта теории от эксперимента:

$$\langle \delta\mu \rangle_{\text{rms}} = \sqrt{\sum (\mu_\pm^{\text{th}} - \mu_\pm^{\text{exp}})^2 / N_{\text{exp}}}, \quad (15)$$

где  $N_{\text{exp}} = 34$ .

Для сравнения мы, с помощью таблиц масс [7], рассчитали соответствующую величину для ЭФП Скирма HFB-17 [6], являющегося, как отмечалось выше, чемпионом в точности самосогласованного

**Таблица 3.** Протонные нечетно-четные разности масс  $\mu_{\pm}$  (МэВ) для четных изотопов Рb. Приведены предсказания ЭФП Фаянса DF3-a в приближении среднего поля, а также с учетом ВЧФ-поправок

Nucl.	$\lambda$	DF3-a	DF3-a + 2 <sup>+</sup>	DF3-a + (2 <sup>+</sup> +3 <sup>-</sup> )	exp [20]
180Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	3.513	3.185	3.321	—
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-1.119	-0.571	-0.793	-0.938(0.054)
182Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	2.942	2.564	2.695	—
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-1.610	-1.023	-1.268	-1.316(0.021)
184Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	2.360	1.906	2.093	1.527(0.094)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-2.104	-1.450	-1.727	-1.753(0.022)
186Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	1.767	1.293	1.441	1.010(0.021)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-2.592	-1.906	-2.152	-2.213(0.032)
188Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	1.172	0.683	0.806	0.461(0.031)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-3.072	-2.356	-2.561	-2.661(0.019)
190Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	0.577	0.027	0.141	-0.112(0.020)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-3.543	-2.750	-2.945	-3.103(0.023)
192Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-0.017	-0.528	-0.420	-0.596(0.022)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-4.005	-3.265	-3.440	-3.572(0.020)
194Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-0.608	-1.167	-1.058	-1.107(0.023)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-4.461	-3.673	-3.838	-4.019(0.024)
196Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-1.193	-1.760	-1.658	-1.615(0.023)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-4.911	-4.111	-4.268	-4.494(0.025)
198Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-1.769	-2.316	-2.212	-2.036(0.025)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-5.358	-4.569	-4.716	-4.999(0.031)
200Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-2.327	-2.757	-2.648	-2.453(0.026)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-5.806	-5.177	-5.317	-5.480(0.039)
202Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-5.806	-5.177	-5.317	-5.480(0.039)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-6.258	-5.612	-5.753	-6.050(0.018)
204Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-3.356	-3.567	-3.447	-3.244(0.006)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-6.717	-6.357	-6.493	-6.637(0.003)
206Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-3.818	-3.911	-3.771	-3.558(0.004)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-7.179	-6.976	-7.105	-7.254(0.003)
208Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-4.232	-4.064	-3.959	-3.799(0.003)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-7.611	-7.778	-7.633	-8.004(0.007)
210Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-4.670	-4.653	-4.566	-4.419(0.007)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-8.030	-7.971	-8.055	-8.379(0.010)
212Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-5.111	-5.152	-4.980	-4.972(0.007)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-8.446	-8.276	-8.481	-8.758(0.044)
214Рb	$\mu_+$ , 1h <sub>9/2</sub>	-5.555	-5.686	-5.523	-5.460(0.017)
	$\mu_-$ , 3s <sub>1/2</sub>	-8.857	-8.620	-8.865	-9.254(0.029)
	$\langle\delta\mu\rangle_{\text{rms}}$	0.385	0.321	0.218	

описания масс ядер. Она равна  $\langle\delta\mu\rangle_{\text{rms}}(\text{HFV} - 17) = 0.333$  МэВ. Как видно, точность ЭФП Фаянса DF3-a без ВЧФ-поправок лишь чуть хуже, это согласуется с первоначальной идеей Фаянса [4, 5] построения ЭФП без ВЧФ-поправок. Однако, учет этих поправок, обусловленных двумя низколежащими коллективными фононами, делает согласие с экспериментом значительно лучше.

Итак, развитый недавно метод [12] нахождения ВЧФ-поправок к ОЧ-энергиям в полумагических ядрах, основанный на прямом решении уравнения Дайсона с поправленным на ВЧФ-эффекты

массовым оператором, используется для нахождения нечетно-четных разностей масс между четными изотопами Рb и их протон-нечетными соседями. В качестве генератора среднего поля использовался ЭФП Фаянса DF3-a. На средне-полевым уровне, средняя точность предсказаний этих разностей масс  $\langle\delta\mu\rangle_{\text{rms}}(\text{DF3-a}) = 0.389$  МэВ лишь чуть хуже, чем соответствующее значение 0.333 МэВ для ЭФП Скирма HFV-17, фитированного по ядерным массам с наибольшей точностью среди всех известных самосогласованных расчетов масс. Учет ВЧФ-поправок, обусловленных низколежащими фононами

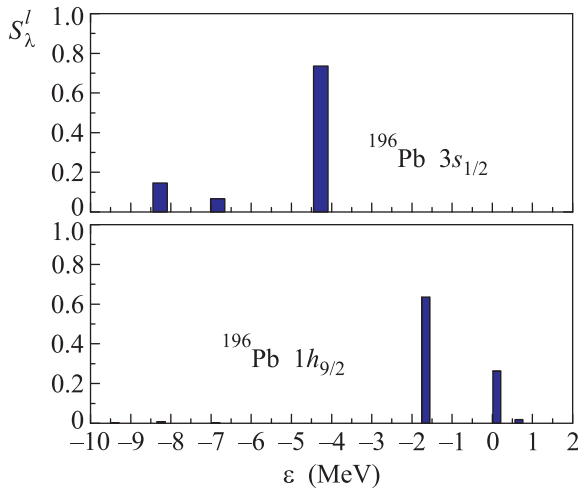


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение одночастичной силы ( $S$ -факторы) для двух состояний у поверхности Ферми в ядре  $^{196}\text{Pb}$

$2_1^+$  и  $3_1^-$ , делает согласие с экспериментом значительно лучше:  $\langle \delta\mu \rangle_{\text{rms}}(\text{DF3}-a)^{\text{PC}} = 0.218 \text{ МэВ}$ .

Работа поддержана грантами РНФ # 16-12-10155 и 16-12-10161. Частичная поддержка также осуществлялась грантом РФФИ 16-02-00228-а. Работа была выполнена с использованием вычислительных ресурсов коллективного пользования НИЦ “Курчатовский Институт”, <http://ckp.nrcki.ru>. ЭЭС был также поддержан Проектом “Российское образование мирового класса” НИЯУ МИФИ, согласно Контракту Министерства образования и науки Российской Федерации # 02. А03.21.0005.

1. H. Grawe, K. Langanke, and G. Martinez-Pinedo, Rep. Prog. Phys. **70**, 1525 (2007).
2. N. V. Gnezdilov, I. N. Borzov, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **89**, 034304 (2014).
3. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
4. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ

- 48**, 1661 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
5. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
6. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, Phys. Rev. Lett. **102**, 152503 (2009).
7. S. Goriely, <http://www-astro.ulb.ac.be/bruslib/nucdata/>
8. В. А. Ходель, ЯФ **24**, 282 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 282 (1976)].
9. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
10. S. Kamerdzhiev and E. E. Saperstein, EPJA **37**, 333 (2008).
11. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **31**, 494 (1973).
12. Э. Е. Саперштейн, М. Балдо, С. С. Панкратов, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **104**, 635 (2016) [JETP Lett. **104**, 609 (2016)].
13. А. Б. Мигдал, Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, Наука, М. (1965) [Wiley, N.Y. (1967)].
14. О. Бор, Б. Моттelson, Структура атомного ядра, т. 1, Мир, М. (1971) [A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, v. 1, W. A. Benjamin, Inc., N.Y.–Amsterdam (1969)].
15. S. V. Tolokonnikov, S. Kamerdzhiev, D. Voytenkov, S. Krewald, and E. E. Saperstein, Phys. Rev. C **84**, 064324 (2011).
16. S. V. Tolokonnikov, S. Kamerdzhiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and D. Voitenkov, Eur. Phys. J. A **48**, 70 (2012).
17. M. Baldo, P. F. Bortignon, G. Coló, D. Rizzo, and L. Sciacchitano, J. Phys. G: Nucl. Phys. **42**, 085109 (2015).
18. S. Raman, C. W. Nestor Jr., and P. Tikkanen, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001).
19. О. Бор, Б. Моттelson, Структура атомного ядра, т. 2, Мир, М. (1977) [A. Bohr, B. R. Mottelson, Nuclear Structure, v. 1, W. A. Benjamin, Inc., N.Y. (1974)].
20. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, Chinese Physics C **36**, 1603 (2012).