

Электрическая дипольная поляризуемость магических ядер

Н. Н. Арсеньев,^{1,*} А. П. Северюхин^{1,2,†}¹Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова
Россия 141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, д. 6²Государственный университет «Дубна»
Россия 141982, г. Дубна, Московской обл., ул. Университетская, д. 19

(Поступила в редакцию 12.01.2024; после доработки 12.02.2024; подписана в печать 19.02.2024)

На примере магических ядер $^{40,48}\text{Ca}$, $^{68,78}\text{Ni}$, ^{132}Sn и ^{208}Pb исследована корреляция между электрической дипольной поляризуемостью и толщиной нейтронной «шубы». Распределение силы $E1$ переходов вычислялось в рамках приближения случайных фаз с функционалом плотности энергии Скирма. Сравнение с экспериментальными данными позволило ограничить значение энергии симметрии ядерной материи в интервале $J = 30\text{--}37$ МэВ.

PACS: 21.30.-x, 21.60.Jz, 27.50.+z УДК: 539.143.

Ключевые слова: приближение случайных фаз, гигантский дипольный резонанс, электрическая дипольная поляризуемость.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.79.2420204

ВВЕДЕНИЕ

В течение многих десятилетий проводятся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования свойств гигантских резонансов (ГР) в среднетяжелых и тяжелых атомных ядрах [1, 2]. Постоянный интерес к этим исследованиям объясняется тем, что в феномене ГР комбинируются коллективные, одночастичные и многочастичные аспекты ядерной динамики. Изучения ГР дают уникальные возможности для определения фундаментальных ядерных характеристик и получения сведений о структуре ядра, а также играют ключевую роль в понимании компонентов эффективных взаимодействий нуклонов в ядрах и природы различных механизмов возбуждения ядра.

В настоящее время накоплена обширная экспериментальная информация о гигантском изовекторном электрическом дипольном $E1$ -резонансе (ГДР), которая постоянно пополняется новыми данными о ядрах, удаленных от границ ядерной стабильности. Этому способствует быстрое развитие техники физического эксперимента, которое открывает возможность получения и изучения таких короткоживущих ядерных систем, обладающие экзотическими свойствами, такие как нейтронное и протонное гало, пигми-резонанс и т.д. [3–5]. Такие исследования существенно уточняют и расширяют наши знания о нейтрон-протонном взаимодействии. В частности, электрическая дипольная поляризуемость измеряется экспериментально и является индикатором

чувствительности к изовекторной части эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия [6, 7].

С другой стороны, с ростом нейтронного избытка в атомной ядре наблюдается образование так называемой нейтронной «шубы» с толщиной

$$\Delta R_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}, \quad (1)$$

где $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ ($\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$) — протонный (нейтронный) среднеквадратичный радиус. Например, с ростом нейтрон-протонной асимметрии, N/Z , в изотопах кальция от изотопа ^{40}Ca до изотопа ^{48}Ca наблюдается увеличение толщины нейтронной «шубы» от $\Delta R_{np} = -0.035 \pm 0.075$ фм [8] до $\Delta R_{np} = 0.175 \pm 0.035$ фм [9] соответственно. Вместе с ростом нейтрон-протонной асимметрии в данных изотопах Ca отмечается незначительное увеличение асимптотического значения дипольной поляризуемости от $\alpha_D(^{40}\text{Ca}) = 1.92 \pm 0.17$ фм³ [10] до $\alpha_D(^{48}\text{Ca}) = 2.07 \pm 0.22$ фм³ [9]. К настоящему времени накоплено заметное количество экспериментальных данных по дипольной поляризуемости и толщине нейтронной «шубы», а также разработаны теоретические подходы для их анализа. Однако остается вопрос о чувствительности величины α_D к толщине нейтронной «шубы» ΔR_{np} . Как было показано в [11, 12], наблюдается линейная зависимость между величиной α_D и толщиной ΔR_{np} . Значения для дипольной поляризуемости и толщины нейтронной «шубы» были вычислены в рамках метода Хартри–Фока (ХФ) и приближения случайных фаз (ПСФ) с обширным набором параметризаций функционала плотности энергии Скирма (ФПЭ) [13, 14]. Следует отметить и тот факт, что обе наблюдаемые связаны с уравнением состояния ядерной материи, которое, в свою очередь, важно для описания нейтронных звезд [15, 16].

* E-mail: arsenev@theor.jinr.ru

† E-mail: sever@theor.jinr.ru

Достаточно полное описание свойств ГР может быть получено в рамках различных микроскопических подходов. Одним из наиболее успешных микроскопических подходов в изучении коллективных возбуждений атомного ядра является упомянутый выше метод ХФ-ПСФ с самосогласованным средним полем, полученным на базе взаимодействия Скирма (см., например, [17, 18]). Это позволяет проводить самосогласованные расчеты, в рамках которых и среднее поле, и остаточное взаимодействие получаются на основе одного и того же ФПЭ. Целью настоящей работы является систематическое изучение свойств $E1$ -резонансов в магических ядрах $^{40,48}\text{Ca}$, $^{68,78}\text{Ni}$, ^{132}Sn и ^{208}Pb в рамках самосогласованной микроскопической модели ХФ-ПСФ с разнообразным набором параметризаций ФПЭ Скирма.

1. ПРИБЛИЖЕНИЕ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ СКИРМА

Детальное изложение схемы ХФ-ПСФ можно найти в работе [19]. Здесь мы только остановимся на некоторых ее аспектах. Среднее поле определяется путем решения уравнений ХФ с силами Скирма в координатном пространстве. Спектр одночастичных состояний с учетом континуума определяется диагонализацией гамильтониана ХФ на базе собственных функций гармонического осциллятора [20]. Остаточное взаимодействие в частично-дырочном канале можно получить как вторую производную ФПЭ по нормальной плотности нуклонов [17]. Точные выражения для матричных элементов остаточного взаимодействия V_{res} приведены в [21].

Далее мы полагаем, что основное состояние четно-четного ядра является фононным вакуумом $|0\rangle$. Возбужденные состояния генерируются действием оператора рождения фононов

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{jj'} (X_{jj'}^{\lambda i} A^+(jj'; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} Y_{jj'}^{\lambda i} A(jj'; \lambda-\mu)) \quad (2)$$

на вакуум $Q_{\lambda\mu}^+|0\rangle$. Суммирование jj' проводится по нейтронным и протонным одночастичным состояниям (здесь и далее под индексом j будет иметься в виду совокупность квантовых чисел nlj). Здесь операторы рождения $A^+(jj'; \lambda\mu)$ и уничтожения $A(jj'; \lambda\mu)$ частично-дырочных (фермионных) пар с угловым моментом λ и их z -проекцией в лабораторной системе координат μ . В квазибозонном приближении операторы $A^+(jj'; \lambda\mu)$ и $A(jj'; \lambda\mu)$ коммутируют как бозонные операторы [22]. Принимая во внимание этот факт и учитывая, что разные возбужденные состояния должны быть ортогональны и нормированы ($\langle 0|Q_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda\mu i'}^+|0\rangle = \delta_{ii'}$), получа-

ем условие на фононные амплитуды $X_{jj'}^{\lambda i}$ и $Y_{jj'}^{\lambda i}$:

$$\frac{1}{2} \sum_{jj'} (X_{jj'}^{\lambda i} X_{jj'}^{\lambda i'} - Y_{jj'}^{\lambda i} Y_{jj'}^{\lambda i'}) = \delta_{ii'}. \quad (3)$$

Используя метод линеаризации уравнения движения [13]:

$$\langle 0| [\delta Q_{\lambda\mu i}, [H, Q_{\lambda\mu i}^+]] |0\rangle = E_{\lambda i} \langle 0| [\delta Q_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda\mu i}^+] |0\rangle, \quad (4)$$

где варьирование $\delta Q_{\lambda\mu i}$ имеет вид

$$\delta Q_{\lambda\mu i} = \frac{1}{2} \sum_{jj'} (\delta(X_{jj'}^{\lambda i})^* A(jj'; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} \delta(Y_{jj'}^{\lambda i})^* A^+(jj'; \lambda-\mu)), \quad (5)$$

систему уравнений ПСФ можно свести к матричному виду [13, 14]:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ -\mathcal{B} & -\mathcal{A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^{(\nu)} \\ Y^{(\nu)} \end{pmatrix} = E_{\nu} \begin{pmatrix} X^{(\nu)} \\ Y^{(\nu)} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Матрицы \mathcal{A} и \mathcal{B} имеют размерность $N \times N$, где N — размерность частично-дырочного пространства. Явный вид матриц \mathcal{A} и \mathcal{B} можно найти в [19]. Решая систему линейных уравнений (6), находим энергии E_{ν} и фононные амплитуды $X^{(\nu)}$, $Y^{(\nu)}$ возбужденных состояний. Следует отметить, что для учета взаимодействия со сложными (двух- или трехфононными) конфигурациями волновые функции возбужденных состояний записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов, и в [23–25] приведены соответствующие уравнения, которые не требуют введения новых параметров для учета этой связи.

Рассмотрим выражение для приведенной вероятности $E1$ -перехода из основного состояния ядра $|0_{\text{оч.ч.}}^+\rangle$ на его возбужденное 1_{ν}^- -состояние:

$$B(E1; 0_{\text{оч.ч.}}^+ \rightarrow 1_{\nu}^-) = \left| \sum_{j_f j_i} (X_{j_f j_i}^{(\nu)} + Y_{j_f j_i}^{(\nu)}) \langle j_f || \hat{\mathfrak{M}}(E1) || j_i \rangle \right|^2, \quad (7)$$

где $\langle j_f || \hat{\mathfrak{M}}(E1) || j_i \rangle$ — приведенные одночастичные матричные элементы $E1$ -переходов можно представить в виде [14]:

$$\begin{aligned} \langle j_f || \hat{\mathfrak{M}}(E1) || j_i \rangle &= e^{p(n)} \frac{(1 + (-1)^{l_i + l_f + 1})}{2} \times \\ &\times \sqrt{\frac{3(2j_i + 1)(2j_f + 1)}{4\pi}} (-1)^{j_f - \frac{1}{2}} \begin{pmatrix} j_f & 1 & j_i \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \times \\ &\times \int_0^{\infty} R_{j_f}(r) r R_{j_i}(r) r^2 dr. \quad (8) \end{aligned}$$

В случае $E1$ -резонанса трансляционная инвариантность восстанавливалась введением эффективных

нейтронных $e^n = -eZ/A$ и протонных $e^p = eN/A$ зарядов [26]. В выражении (7) суммирование $j_f j_i$ проводится по всем частично-дырочным конфигурациям, а индекс ν соответствует решению уравнения (6). Для определения электрической дипольной поляризуемости α_D можно использовать следующее выражение:

$$\alpha_D = \frac{8\pi}{9} \sum_{\nu} \frac{B(E1; 0_{\text{сн.с.}}^+ \rightarrow 1_{\nu}^-)}{E_{1\nu}}. \quad (9)$$

Следует заметить, что величина дипольной поляризуемости зависит от энергии возбуждения ядра и, очевидно, необходимо знать асимптотические значения дипольной поляризуемости. Многочисленные экспериментальные и теоретические работы демонстрируют достижение асимптотического значения дипольной поляризуемости при энергии возбуждения 30–40 МэВ. В настоящей работе мы сравниваем асимптотические значения, полученные в эксперименте или теории.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В рамках единой самосогласованной схемы расчетов изучены распределения приведенной вероятности $E1$ -переходов в магических ядрах $^{40,48}\text{Ca}$, $^{68,78}\text{Ni}$, ^{132}Sn и ^{208}Pb . Расчеты выполнены со следующим набором параметризаций ФПЭ Скирма: LNS [27], SAMi [28], SGII [29], SIII [30], SK255 [31], SkI2, SkI3, SkI5 [32], SkM* [33], SkP [34], SkT5, SkT6, SkT7 [35], SkX [36], SLy4, SLy5 [37], SVbas, SVmas07, SVmas08, SVmas10 и SVmin [38]. Выбор данных параметризаций обусловлен большим диапазоном значений эффективной массы нуклонов от 0.58 до 1.00, так и энергии симметрии от 26.8 МэВ до 37.4 МэВ (см. табл. 2 в [39]).

Наше обсуждение мы начнем с дважды магического ядра ^{40}Ca . Свойства дипольных возбуждений в этом ядре интенсивно изучались как экспериментально [10, 40], так и теоретически [41, 42]. Экспериментально измеренное сечение фотопоглощения на ядре ^{40}Ca и результаты теоретических расчетов представлены на рис. 1, а. Видно, что результаты расчета сечения фотопоглощения на базе ФПЭ SIII близки к экспериментальным данным [40]. В данных расчетах тонкая структура ГДР выражена более резко, чем в экспериментальном сечении. С другой стороны, расчеты с ФПЭ LNS дают незначительное отклонение от эксперимента. Здесь центральный пик выше экспериментального.

На рис. 1, б показана зависимость электрической дипольной поляризуемости от энергии возбуждения (до 60 МэВ). Видно, что зависимость, полученная в ПСФ, качественно согласуется с экспериментальными данными и выходит на асимптотику. Особенно наглядно это видно в интервале энергий возбуждения от 19 МэВ до 21 МэВ, где наблюдается резкий подъем. Это указывает на то, что положение ГДР, полученного в ПСФ расчетах, хорошо

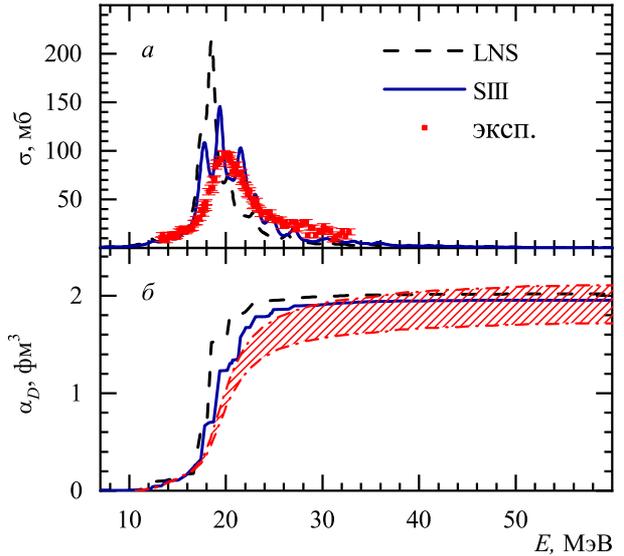


Рис. 1. *a* — Сечение фотопоглощения на ядре ^{40}Ca . Сплошная линия — ПСФ расчет с параметризацией ФПЭ SIII, штриховая — ПСФ расчет с параметризацией ФПЭ LNS. Экспериментальные данные взяты из работы [40] (квадраты). *б* — Зависимость электрической дипольной поляризуемости α_D от энергии возбуждения в ядре ^{40}Ca , рассчитанная с использованием сил Скирма SIII (сплошная линия) и LNS (штриховая линия). Штрих-пунктирными кривыми указан верхний и нижний экспериментальные пределы на величину α_D [10]

согласуется с экспериментальным пиком [40]. Следует отметить, что в некоторых случаях низколежащие дипольные состояния могут оказать заметное влияние на величину α_D , хотя вклад ГДР является доминирующим [43].

На рис. 2, а представлены асимптотические значения дипольной поляризуемости, полученные с различными параметризациями функционала Скирма: LNS, SAMi, SGII, SIII, SK255, SkI2, SkI3, SkI5, SkM*, SkP, SkT5, SkT6, SkT7, SkX, SLy4, SLy5, SVbas, SVmas07, SVmas08, SVmas10 и SVmin. Видно, что значение α_D варьируется от 1.8 фм³ в случае параметризации ФПЭ SVmas07 до 2.5 фм³ для ФПЭ SkT5. Здесь для удобства сравнения с экспериментальными данными электрическая дипольная поляризуемость дается в фм³. Экспериментально дипольная поляризуемость в ядре ^{40}Ca измерена в (p, p') -реакции и составляет $\alpha_D = 1.92 \pm 0.17$ фм³ [10]. Выход за рамки ПСФ, т.е. учет взаимодействия со сложными конфигурациями, не влияет на значение α_D , а лишь приводит к изменению зависимости дипольной поляризуемости от энергии возбуждения ядра [24, 43]. Следует отметить, что *ab initio* исследование дипольной поляризуемости в ядре ^{40}Ca также дают завышенное значение $\alpha_D = 2.11 \pm 0.04$ фм³ [41] по сравнению с экспериментальными значениями α_D , экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать какой-либо однозначный вывод.

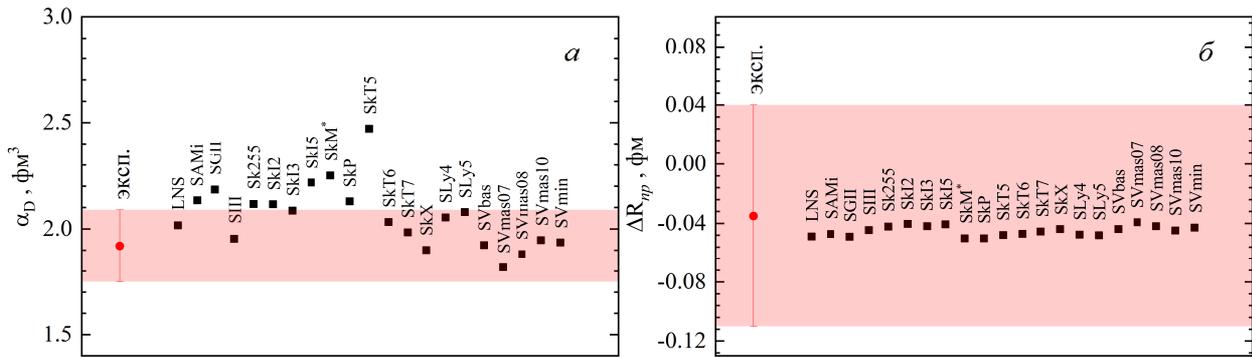


Рис. 2. *а* — Экспериментальная дипольная поляризуемость α_D в ядре ^{40}Ca и результаты расчетов (квадраты), рассчитанные с параметризациями функционала Скирма LNS, SAMi, SGII, SIII, SK255, SkI2, SkI3, SkI5, SkM*, SkP, SkT5, SkT6, SkT7, SkX, SLy4, SLy5, SVbas, SVmas07, SVmas08, SVmas10 и SVmin. Экспериментальные значения взяты из [10]. *б* — Обозначения такие же как и на рисунке *а*, но в случае толщины нейтронной «шубы» ΔR_{np} в ядре ^{40}Ca

Для изотопа ^{48}Ca наш анализ [12] показал, что результаты ПСФ расчетов с параметризацией ФПЭ SIII также качественно описывают как распределение силы $E1$ -переходов, так и зависимость электрической дипольной поляризуемости от энергии возбуждения. Значение для последней ($\alpha_D = 2.07 \pm 0.22 \text{ фм}^3$) было получено из комбинации сечений, полученных в реакциях $^{48}\text{Ca}(p, p')$ и $^{48}\text{Ca}(\gamma, abs)$ [9]. Из анализа результатов ПСФ расчетов следует, что значение α_D варьируется от 2.2 фм^3 в случае параметризаций ФПЭ SVmas07 и SkX до 2.8 фм^3 для сил SkT5. В работе [41] в рамках *ab initio* подхода диапазон значений дипольной поляризуемости был оценен в следующих пределах $2.19 < \alpha_D < 2.60 \text{ фм}^3$. Мы получили правильное в пределах данной оценки значения α_D , за исключением двух параметризаций функционала Скирма SkI5 и SkT5.

Экспериментальные данные о дипольной поляризуемости среднетяжелого радиоактивного изотопа ^{68}Ni были получены несколько лет назад. В отличие от изотопов ^{40}Ca и ^{48}Ca , где асимптотическое значение α_D получено из анализа распределения силы $E1$ -переходов в широком интервале энергий возбуждения, значение $\alpha_D = 3.40 \pm 0.23 \text{ фм}^3$ [44] в ядре ^{68}Ni извлечено из распределения силы $E1$ -переходов до 28.4 МэВ . По данным [11], если корректно учесть вклад низколежащих и высоколежащих $E1$ -переходов, то дипольная поляризуемость ядра ^{68}Ni составит $3.88 \pm 0.31 \text{ фм}^3$. Вычисления показали, что величина α_D варьируется от 3.9 фм^3 в случае ФПЭ SkX до 4.9 фм^3 для ФПЭ SkT5. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальной асимптотикой для большинства параметризаций ФПЭ Скирма, используемых в настоящей работе, за исключением SGII, SkI2, SkI5, SkM*, и SkT5, где рассчитанная величина α_D завышена на 15–25% относительно экспериментального значения.

Интересно исследовать величину дипольной поляризуемости α_D для сверхтяжелых дважды магических ядер. В случае ФПЭ SLy4, следующим за яд-

ром ^{208}Pb дважды магическим сверхтяжелым предсказывается ядро $^{310}_{184}\text{126}$ [45]. Расчеты демонстрируют, что величина дипольной поляризуемости α_D в $^{310}_{184}\text{126}$ составляет 36.9 фм^3 . Это значение практически в два раза больше значения $\alpha_D = 19.7 \text{ фм}^3$, полученного для ядра ^{208}Pb . Отметим, что рассчитанная величина находится в неплохом согласии со значением $\alpha_D = 20.1 \pm 0.6 \text{ фм}^3$, полученным из анализа сечения реакции $^{208}\text{Pb}(p, p')$ [46].

Перейдем к обсуждению толщины нейтронной «шубы». Недавно появились данные о толщине нейтронной «шубы» в ядре ^{40}Ca [8]. Согласно данному эксперименту, толщина «шубы» составляет $\Delta R_{np} = -0.035 \pm 0.075 \text{ фм}$. Мы получили значение ΔR_{np} в диапазоне от -0.04 фм до -0.05 фм (см. рис. 2, б). Видно, что экспериментальные значения ΔR_{np} очень близки к результатам наших расчетов с различными взаимодействиями Скирма. При изучении толщины нейтронной «шубы» для тяжелых и сверхтяжелых атомных ядер согласие между экспериментальными данными и значениями, рассчитанными нами, заметно уменьшается. На рис. 3, а и 3, б приведены результаты расчетов для дважды магических ядер ^{132}Sn и ^{208}Pb , где максимальное отклонение от экспериментальных значений ΔR_{np} [47] составляет 18% и 26% соответственно. Это, по-видимому, связано с тем, что протокол фитирования параметров ФПЭ Скирма осуществляется по имеющимся экспериментальным данным и зачастую данные по толщине нейтронной «шубы» не учитываются. В недавних *ab initio* расчетах [48] было получено ограничение на толщину нейтронной «шубы» в ядре ^{208}Pb : $0.14 < \Delta R_{np} < 0.20 \text{ фм}$. Кроме того, наблюдается существенное расхождение в экспериментальных значениях толщины нейтронной «шубы»; так, например, для дважды магического ядра ^{208}Pb величина ΔR_{np} варьируется от 0.06 фм до 0.42 фм [49]. Таким образом, на данный момент пока сложно говорить о достоверности как теоретических, так и экспериментальных методов по непосредственному определению величины ΔR_{np} .

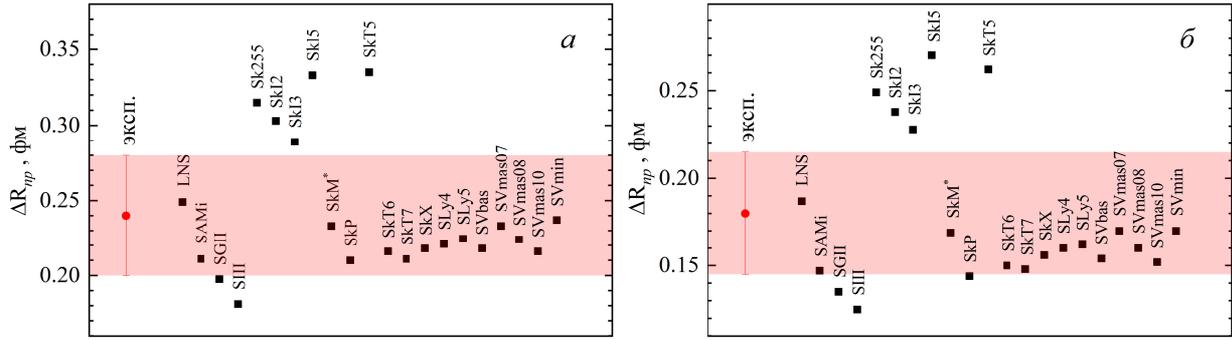


Рис. 3. *a* — Экспериментальная толщина нейтронной «шубы» ΔR_{np} в ядре ^{132}Sn и результаты расчетов (квадраты), полученные с параметризациями функционала Скирма LNS, SAMi, SGII, SIII, SK255, SkI2, SkI3, SkI5, SkM*, SkP, SkT5, SkT6, SkT7, SkX, SLy4, SLy5, SVbas, SVmas07, SVmas08, SVmas10 и SVmin. Экспериментальное значение взято из [47]. *б* — Обозначения такие же, как и на рисунке *a*, но в случае ядра ^{208}Pb

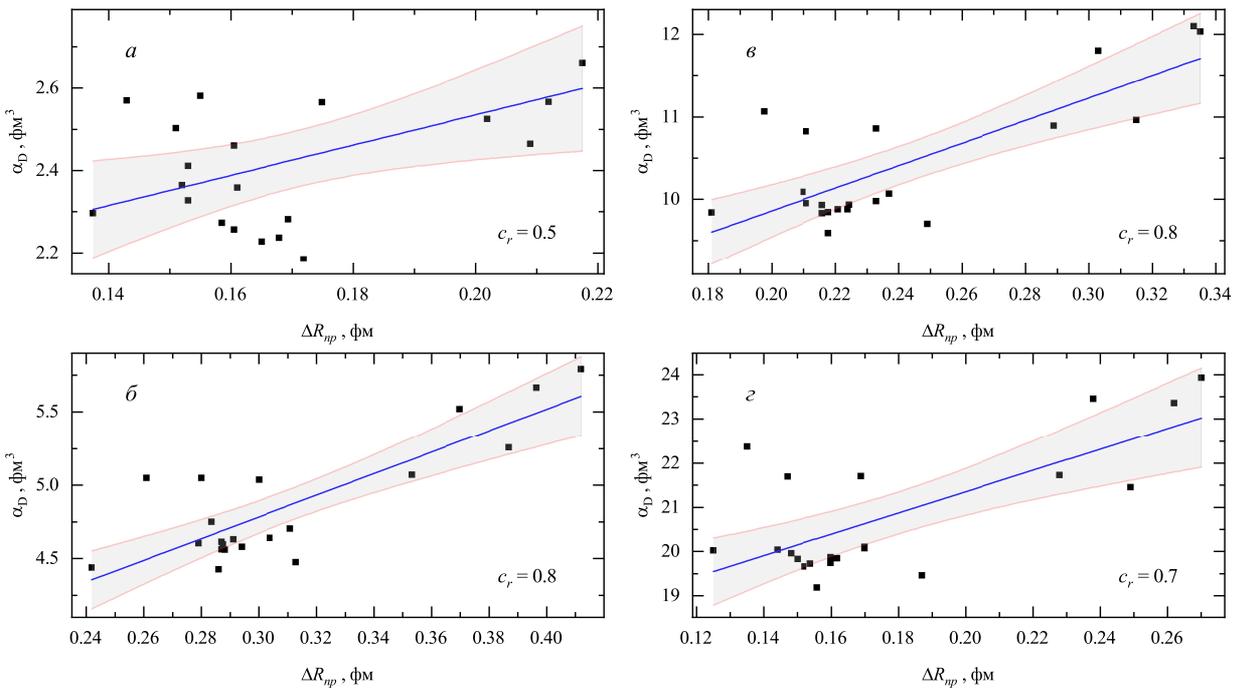


Рис. 4. Электрическая дипольная поляризуемость α_D и толщина нейтронной «шубы» ΔR_{np} в дважды магических ядрах ^{48}Ca *a*, ^{78}Ni *б*, ^{132}Sn *в* и ^{208}Pb *г*, рассчитанные в рамках ХФ-ПЦФ с параметризациями функционала Скирма LNS, SAMi, SGII, SIII, SK255, SkI2, SkI3, SkI5, SkM*, SkP, SkT5, SkT6, SkT7, SkX, SLy4, SLy5, SVbas, SVmas07, SVmas08, SVmas10 и SVmin. Сплошная линия — линейная аппроксимация (по обе стороны аппроксимации — область доверительного интервала, составляющего 95%)

Изучим вопрос о корреляции дипольной поляризуемости и толщины нейтронной «шубы». Для этого воспользуемся элементами корреляционного анализа [50], позволяющими установить связь между двумя наборами данных. В частности, коэффициент Пирсона c_r является индикатором линейных корреляций, который изменяется в пределах от минус единицы до плюс единицы. Значение коэффициента $c_r = +1$ означает наличие строгой положительной линейной связи, а значение $c_r = -1$ — наличие строгой отрицательной линейной связи.

На рис. 4 приведены соответствующие значения для дипольной поляризуемости и толщины нейтронной «шубы» в ядрах ^{48}Ca , ^{78}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb ,

рассчитанные с параметризациями функционала Скирма LNS, SAMi, SGII, SIII, SK255, SkI2, SkI3, SkI5, SkM*, SkP, SkT5, SkT6, SkT7, SkX, SLy4, SLy5, SVbas, SVmas07, SVmas08, SVmas10 и SVmin. Результаты расчетов коэффициента Пирсона, показанные на этом же рисунке, демонстрируют, что в рассмотренных нами ядрах обнаружена линейная корреляция между значениями α_D и ΔR_{np} . Например, в случае ядра ^{48}Ca эта корреляция слабая ($c_r = 0.5$), в то время как в нейтронно-избыточном ядре ^{78}Ni — сильная ($c_r = 0.8$). Видно, что с ростом нейтрон-протонной асимметрии ($N/Z = 1.4$ в случае ядра ^{48}Ca , в то время как в ^{78}Ni N/Z составляет 1.8) линейная корреляция усиливается.

Этот факт требует дополнительных исследований, выходящих за рамки данной работы. Следует, однако, отметить, что в работе [11] для ядра ^{208}Pb был также вычислен коэффициент Пирсона ($c_r = 0.65$), а наши расчеты дают $c_r = 0.7$. Незначительное расхождение обусловлено, по-видимому, выбором ФПЭ. Наличие таких корреляций позволяет нам построить линейную аппроксимацию, связывающую обе наблюдаемые α_D и R_{np} . Полученные линейные зависимости изображены на рис. 4. В частности, в нейтронно-избыточном ядре ^{132}Sn мы получили следующую линейную зависимость $\alpha_D = 7.1 + 13.6\Delta R_{np}$ (фм³); см. рис. 4, в. Здесь же на рис. 4 по обе стороны линейной аппроксимации дана область доверительного интервала, составляющего 95%. В будущем мы планируем исследовать корреляции дипольной поляризуемости и толщины нейтронной «шубы» в сферических ядрах с развитым спариванием.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках приближения случайных фаз с функционалом плотности энергии Скирма исследованы распределения силы $E1$ -переходов на приме-

ре магических ядер $^{40,48}\text{Ca}$, $^{68,78}\text{Ni}$, ^{132}Sn , ^{208}Pb и $^{310}_{184}\text{126}$. Вычислены электрическая дипольная поляризуемость α_D , а также толщина нейтронной «шубы» ΔR_{np} . Получено хорошее согласие рассчитанных характеристик ядер с экспериментальными данными для $^{40,48}\text{Ca}$, ^{68}Ni и ^{208}Pb . Кроме того, предсказано двухкратное увеличение дипольной поляризуемости для сверхтяжелого ядра $^{310}_{184}\text{126}$ относительно изотопа ^{208}Pb . Показано, что значения электрической дипольной поляризуемости α_D , энергия симметрии ядерной материи J и толщина нейтронной «шубы» ΔR_{np} коррелируют между собой. Анализ экспериментальных данных и результатов расчетов ограничил энергию симметрии ядерной материи в интервале $J = 30\text{--}37$ МэВ. Полученная оценка близка к результатам аналогичных исследований, выполненных в [11], и ограничению, полученному из анализа 28 наземных ядерных экспериментов и астрофизических наблюдений $J = 31.60 \pm 0.92(\text{стат.}) \pm 2.66(\text{сист.})$ МэВ [51].

Исследование было поддержано в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 «Ядерная и радиационная физика» (этап 2023–2025).

- [1] Bortignon P.F., Bracco A., Broglia R.A. // Giant resonances: Nuclear structure at finite temperature, Harwood Academic, Amsterdam, 1998.
- [2] Harakeh M.N., van der Woude A. // Giant resonances: Fundamental high-frequency modes of nuclear excitation. Clarendon Press, Oxford, 2001.
- [3] Savran D., Aumann T., Zilges A. // Prog. Part. Nucl. Phys. **70**. 210. (2013).
- [4] Bracco A., Lanza E.G., Tamii A. // Prog. Part. Nucl. Phys. **106**. 360. (2019).
- [5] Zilges A., Balabanski D.L., Isaak J., Pietralla N. // Prog. Part. Nucl. Phys. **122**. 103903. (2022).
- [6] Bohigas O., Giai N.V., Vautherin D. // Phys. Lett. B. **102**. 105. (1981).
- [7] Satuła W., Wyss R.A., Rafalski M. // Phys. Rev. C. **74**. 011301(R). (2006).
- [8] Matsuzaki M., Tagami S., Yahiro M. // Phys. Rev. C. **104**. 054613. (2021).
- [9] Birkhan J., Miorelli M., Bacca S. et al. // Phys. Rev. Lett. **118**. 252501. (2017).
- [10] Fearick R.W., von Neumann-Cosel P., Bacca S. et al. // Phys. Rev. Res. **5**. L022044. (2023).
- [11] Roca-Maza X., Viñas X., Agrawal B.K. et al. // Phys. Rev. C. **92**. 064304. (2015).
- [12] Solonovich N.E., Arsenyev N.N., Severyukhin A.P. // Phys. Part. Nucl. Lett. **19**. 473. (2022).
- [13] Rowe D.J. // Nuclear collective motion. Methuen, London, 1970.
- [14] Ring P., Schuck P. // The nuclear many body problem. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [15] Brown B.A. // Phys. Rev. Lett. **85**. 5296. (2000).
- [16] Horowitz C.J., Piekarewicz J. // Phys. Rev. Lett. **86**. 5647. (2001).
- [17] Bertsch G.F., Tsai S.F. // Phys. Rep. **18**. 125. (1975).
- [18] Paar N., Vretenar D., Khan E., Colò G. // Rep. Prog. Phys. **70**. 691. (2007).
- [19] Terasaki J., Engel J., Bender M. et al. // Phys. Rev. C. **71**. 034310. (2005).
- [20] Blaizot J.P., Gogny D. // Nucl. Phys. A. **284**. 429. (1977).
- [21] Colò G., Cao L., Nguyen Van Giai, Capelli L. // Comput. Phys. Commun. **184**. 142. (2013).
- [22] Soloviev V.G. // Prog. Part. Nucl. Phys. **19**. 107. (1987).
- [23] Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai // Eur. Phys. J. A. **22**. 397. (2004).
- [24] Severyukhin A.P., Arsenyev N.N., Pietralla N. // Phys. Rev. C. **104**. 024310. (2021).
- [25] Arsenyev N.N., Severyukhin A.P. // Phys. At. Nucl. **85**. 912. (2022).
- [26] Bohr A., Mottelson B.M. // Nuclear Structure. V. 1. Benjamin, New York, 1969.
- [27] Cao L.G., Lombardo U., Shen C.W., Nguyen Van Giai // Phys. Rev. C. **73**. 014313. (2006).
- [28] Roca-Maza X., Colò G., Sagawa H. // Phys. Rev. C. **86**. 031306(R). (2012).
- [29] Nguyen Van Giai, Sagawa H. // Phys. Lett. B. **106**. 379. (1981).
- [30] Beiner M., Flocard H., Nguyen Van Giai, Quentin P. // Nucl. Phys. A. **238**. 29. (1975).
- [31] Agrawal B.K., Shlomo S., Kim Au V. // Phys. Rev. C. **68**. 031304. (2003).
- [32] Reinhard P.-G., Flocard H. // Nucl. Phys. A. **584**. 467. (1995).
- [33] Bartel J., Quentin P., Brack M. et al. // Nucl. Phys. A. **386**. 79. (1982).
- [34] Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J. // Nucl. Phys. A. **422**. 103. (1984).

- [35] *Tondeur F., Brack M., Farine M., Pearson J.M.* // *Nucl. Phys. A.* **420**. 297. (1984).
- [36] *Brown B.A.* // *Phys. Rev. C.* **58**. 220. (1998).
- [37] *Chabanat E., Bonche P., Haensel P.* et al. // *Nucl. Phys. A.* **635**. 231. (1998).
- [38] *Klüpfel P., Reinhard P.-G., Bürvenich T.J., Maruhn J.A.* // *Phys. Rev. C.* **79**. 034310. (2009).
- [39] *Dutra M., Lourenço O., Sá Martins J. S.* et al. // *Phys. Rev. C.* **85**. 035201. (2012).
- [40] *Ahrens J., Borchert H., Czoek K.H.* et al. // *Nucl. Phys. A.* **251**. 479. (1975).
- [41] *Hagen G., Ekström A., Forssén C.* et al. // *Nat. Phys.* **12**. 186. (2016).
- [42] *Arseniyev N.N., Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai* // *Phys. Rev. C.* **95**. 054312. (2017).
- [43] *Arseniyev N.N., Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai* // *Phys. Part. Nucl.* **50**. P 528. (2019).
- [44] *Rossi D.M., Adrich P., Aksouh F.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **111**. 242503. (2013).
- [45] *Bender M.* // *Phys. Rev. C.* **61**. 031302(R). (2000).
- [46] *Tamii A., Poltoratska I., von Neumann-Cosel P.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* **107**. 062502. (2011).
- [47] *Klimkiewicz A., Paar N., Adrich P.* et al. (*LAND Collaboration*) // *Phys. Rev. C.* **76**. 051603(R). (2007).
- [48] *Hu B., Jiang W., Miyagi T.* et al. // *Nat. Phys.* **18**. 1196. (2022).
- [49] *Zhang J.T., Tu X.L., Sarriguren P.* et al. // *Phys. Rev. C.* **104**. 034303. (2021).
- [50] *Draper N., Smith H.* // *Applied regression analysis.* Wiley, New York, 1998.
- [51] *Li B.A., Han X.* // *Phys. Lett. B.* **727**. 276. (2013).

Electric dipole polarizability of magic nuclei

N. N. Arseniyev^{1a}, A. P. Severyukhin^{1,2b}

¹*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia*

²*Dubna State University, Dubna 141982, Russia*

E-mail: ^aarsenev@theor.jinr.ru, ^bsever@theor.jinr.ru

The correlations between the electric dipole polarizability and neutron skin thickness are studied by the magic nuclei ^{40,48}Ca, ^{68,78}Ni, ¹³²Sn, and ²⁰⁸Pb. The strength distribution of the *E1* transitions is calculated within the random phase approximation model based on the Skyrme nuclear energy density functional. A comparison with the experimental data has allowed us to constrain the value of the nuclear symmetry energy *J* = 30–37 MeV.

PACS: 21.30.-x, 21.60.Jz, 27.50.+z.

Keywords: random phase approximation, giant dipole resonance, electric dipole polarizability.

Received 12 January 2024.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2024. **79**, No. 2. Pp. .

Сведения об авторах

1. Арсеньев Николай Николаевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-36-65, e-mail: arsenev@theor.jinr.ru.
2. Северюхин Алексей Павлович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-24-11, e-mail: sever@theor.jinr.ru.