

Дипольная поляризуемость и нейтронная «шуба» дважды магических ядер

Н. Е. Солонович^{1,2,*}, Н. Н. Арсеньев¹, А. П. Северюхин^{1,2}

¹Объединенный институт ядерных исследований,
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова. 141980,

г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио–Кюри, д. 6

²Государственный университет «Дубна». 141982,

г. Дубна, Московской обл., ул. Университетская, д. 19

(Поступила в редакцию 07.06.2022; подписана в печать 09.06.2022)

На примере дважды магических ядер ^{48}Ca , ^{78}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.

PACS: 21.30.-x, 21.60.Jz, 27.50.+z УДК: 539.172.

Ключевые слова: приближение случайных фаз, гигантский дипольный резонанс.

ВВЕДЕНИЕ

Мультипольные гигантские резонансы являются универсальной особенностью отклика атомных ядер на внешнее возмущение. Они могут возбуждаться в самых различных реакциях независимо от типа налетающих частиц и природы их взаимодействия с нуклонами ядра [1]. Изучение коллективных степеней свободы, связанных с мультипольными резонансами, дает уникальные возможности определения фундаментальных ядерных характеристик и получения сведений о структуре ядра, о компонентах эффективных взаимодействий нуклонов в ядрах, о роли различных механизмов возбуждения ядра в области энергии возбуждения ниже или порядка энергии Ферми.

В последние годы заметно вырос интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям изовекторного гигантского дипольного резонанса (ГДР) в ядрах, удаленных от границ ядерной стабильности. Интерес объясняется возможностью получить ядерные системы, обладающие экзотическими свойствами, которых нет у стабильных ядер, такие как нейтронное и протонное гало, пигми–резонанс и т.д. [2–4]. Эти исследования существенно уточняют наши знания об изовекторных свойствах атомных ядер. В частности, электрическая дипольная поляризуемость α_D — одна из наблюдаемых, которая измеряется экспериментально и является индикатором чувствительности к изовекторной части эффективного ядерного взаимодействия [5, 6]. В общем виде дипольная поляризуемость определяется следующим образом

$$\alpha_D = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\sigma_{abs}(\omega)}{\omega^2} d\omega, \quad (1)$$

где σ_{abs} — сечение фотопоглощения, а ω — энергия возбуждения.

С другой стороны, в результате быстрого развития техники физического эксперимента также достигнут существенный прогресс в определении размера нейтронного среднеквадратичного радиуса в нейтронно–избыточных ядрах. Хорошо известно, что распределение плотности нуклонов и их среднеквадратичные радиусы достаточно плавно изменяются для ядер в долине стабильности с ростом массового числа. Однако в общем случае протонные $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ и нейтронные $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ среднеквадратичные радиусы не равны, как результат в нейтронно–избыточных ядрах образуется так называемая нейтронная «шуба» ΔR_{np} с толщиной [6]

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

Фактически, ΔR_{np} является еще одной наблюдаемой величиной, которая сильно зависит от изовекторных свойств ядра. К настоящему времени накоплено заметное количество экспериментальных данных по дипольной поляризуемости и толщине нейтронной «шубы», а также разработаны теоретические подходы для их анализа. Тем не менее, остался целый ряд вопросов, который по-прежнему нуждается в дальнейшем обсуждении. Среди них особый интерес вызывает вопрос о чувствительности α_D к толщине нейтронной «шубы» ΔR_{np} . В данном направлении за последние годы появились ряд теоретических исследований, так, в недавней работе [7] был частично выполнен корреляционный анализ величин α_D и ΔR_{np} в ядрах ^{68}Ni , ^{120}Sn и ^{208}Pb . Значения для дипольной поляризуемости и толщины нейтронной «шубы» были вычислены в рамках метода Хартри–Фока (ХФ) «плюс» приближения случайных фаз (ПСФ) с обширным набором параметризаций функционала плотности энергии (ФПЭ). В результате было показано, что дипольная поляризуемость линейно коррелирует с толщиной нейтронной «шубы». Следует отметить и тот факт, что обе наблюдаемые связаны с уравнением состояния ядерной материи, которое, в свою очередь, важно для описания нейтронных звезд [8, 9].

* nikitasonovich402@gmail.com

Целью данной работы является изучение чувствительности электрической дипольной поляризуемости к толщине нейтронной «шубы» в дважды магических ядрах ^{48}Ca , ^{78}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb . К стабильным ядрам ^{48}Ca и ^{208}Pb имеется особый интерес из-за большого набора экспериментальных данных, что позволяет с той или иной точностью говорить о достоверности теоретических оценок. Расчеты выполнены в полностью самосогласованной схеме ХФ–ПСФ [10] с ФПЭ Скирма. Данный метод является одним из наиболее успешных для исследования распределения силы $E1$ переходов [11]. Отметим, что самосогласованные расчеты на основе функционала Скирма не требуют введения дополнительных параметров, поэтому они часто используются при проведении глобальных расчетов и имеют при этом наибольшую предсказательную силу для ядер, удаленных от линии стабильности [12].

1. МОДЕЛЬ

Более детальное изложение схемы ХФ–ПСФ можно найти в работе [13]. 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 [14]. В результате, вычисляются энергии и соответствующие волновые функции для частиц (p) и дырок (h), которые являются вводными для расчетов ПСФ. Остаточное взаимодействие в частично-дырочном (ph) канале можно получить как вторую производную ФПЭ по нормальной плотности нуклонов.

Мы работаем в ПСФ и полагаем, что основное состояние четно-четного ядра является фононным вакуумом $|0\rangle$. Возбужденные состояния генерируются действием оператора рождения фононов

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{jj'} (X_{jj'}^{\lambda i} A^+(jj'; \lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} Y_{jj'}^{\lambda i} A(jj'; \lambda - \mu)) \quad (3)$$

на вакуум $Q_{\lambda\mu}^+|0\rangle$. Здесь индекс λ обозначает угловой момент, μ — его z -проекцию в лабораторной системе координат; суммирование jj' проводится по нейтронным и протонным одночастичным состояниям. В квазибозонном приближении операторы $A(j_1j_2; \lambda\mu)$ и $A^+(j'_1j'_2; \lambda'\mu')$ коммутируют как бозонные операторы. Используя метод линеаризации уравнения движения, можно свести уравнения ПСФ к следующему виду [15]:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ -\mathcal{B} & -\mathcal{A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Решая систему линейных уравнений (4), находим энергии E и фононные амплитуды X, Y возбужденных со-

стояний. Явный вид матриц \mathcal{A} и \mathcal{B} можно найти [13]. Для учета сложных конфигураций волновые функции возбужденных состояний записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов, и в работе [16] приведены соответствующие уравнения, которые не требуют введения новых параметров для учета этой связи.

Приведенная вероятность электрического дипольного ($E1$) перехода имеет вид

$$B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_{\nu}^-) = \left| \sum_{ph} (X_{ph}^{(\nu)} + Y_{ph}^{(\nu)}) \langle h || \hat{F}^1 || p \rangle \right|^2, \quad (5)$$

где $\langle h || \hat{F}^1 || p \rangle$ — приведенный матричный элемент оператора $\hat{F}^{1\mu}$ в случае $E1$ перехода (оператор $\hat{F}^{1\mu}$ учитывает движение центра масс, который заключается в введении эффективных нейтронных $e_{eff}^n = -\frac{Z}{A}e$ и протонных $e_{eff}^p = \frac{N}{A}e$ зарядов [15]). Здесь суммирование ph проводится по всем частично-дырочным конфигурациям, а индекс ν соответствует решению уравнения (4). Таким образом, дипольная поляризуемость α_D может быть рассчитана следующим образом:

$$\alpha_D = \frac{8\pi}{9} \sum_{\nu} B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_{\nu}^-) / E_{1\nu}^-. \quad (6)$$

Следует отметить, что в некоторых случаях низлежащие дипольные состояния могут оказать заметное влияние на величину α_D , хотя вклад ГДР является доминирующим [17].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В качестве примера рассмотрим распределение приведенных вероятностей $E1$ переходов в дважды магических ядрах ^{48}Ca , ^{78}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb . Для нашего анализа были выбраны следующие десять параметризации функционала Скирма: SLy4, SLy5 [18], SIII [19], SGII [20], SkM* [21], SkP [22], SkI2, SkI3 [23], SK255 [24] и LNS [25]. 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.

Начнем обсуждение с распределения приведенной вероятности $E1$ переходов в ^{48}Ca . Свойства дипольных возбуждений в ^{48}Ca интенсивно изучались как экспериментально [26, 27], так и теоретически [11, 28]. $E1$ -силовая функция

$$b(E1; E) = \sum_{\nu} B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_{\nu}^-) \rho(E - E_{1\nu}^-), \quad (7)$$

показана на рис. 1, а, где весовую функцию $\rho(E - E_{1\nu}^-)$, нормированную на единицу, выберем в виде

$$\rho(E - E_{1\nu}^-) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(E - E_{1\nu}^-)^2 + \Delta^2/4}. \quad (8)$$

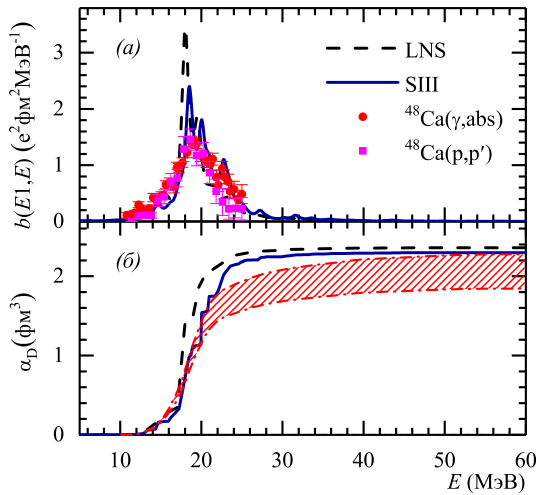


Рис. 1. *a* — $E1$ -силовая функция в ^{48}Ca . Сплошная линия — ПСФ расчет с параметризацией функционала Скирма SIII; штриховая — ПСФ расчет с параметризацией функционала Скирма LNS. Весовая функция — лоренцевская функция с параметром усреднения $\Delta = 1.0$ МэВ. Экспериментальные значения взяты из [26] (кружки) и [27] (квадраты). *б* — Кумулятивная электрическая дипольная поляризуемость α_D в ядре ^{48}Ca , рассчитанная с использованием сил Скирма SIII (сплошная линия) и LNS (штриховая линия). Штрихпунктирными кривыми указан верхний и нижний экспериментальный предел [27]

Здесь индекс ν соответствует решению уравнения (4). Энергетический интервал усреднения Δ брался равным 1.0 МэВ. Как видно из рисунка, рассчитанная силовая функция $b(E1; E)$ в случае функционала Скирма SIII близка к экспериментальным распределениям [26, 27]. ПСФ расчеты с функционала Скирма LNS дают незначительное отклонение от эксперимента. Стоит ожидать улучшения качества описания экспериментальных данных, если принять во внимание связь простых и сложных конфигураций; см., например, работы [17, 28]. В целом можно заключить, что результаты ПСФ расчетов с функционалом Скирма SIII и LNS близки.

Кумулятивная дипольная поляризуемость для ядра ^{48}Ca в интервале энергий возбуждений до 60 МэВ представлена на рис. 1, б. Видно, что поведение рассчитанной кумулятивной поляризуемости близко к поведению экспериментальных данных. Особенно наглядно это видно в интервале энергий возбуждения 19–20 МэВ, где наблюдается резкий подъем. Это указывает на то, что положение ГДР, полученного в ПСФ расчетах, хорошо согласуется с экспериментальным пиком; энергия центра ГДР составляет 18.9 ± 0.2 МэВ [27]. Наш анализ показал [29], что для всех десяти выбранных нами функционалов Скирма ПСФ расчеты различаются незначительно: значение α_D варьируется от 2.3 fm^3 в случае SIII до 2.6 fm^3 с функционалом SkM*. Экспериментальное значение для дипольной поляризуемости $\alpha_D = 2.07 \pm 0.22$ fm^3 [27].

Несмотря на заметную разницу между теоретическими и экспериментальными значениями α_D , экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать какой-либо однозначный вывод.

Недавно появились данные [27] о толщине нейтронной «шубы» в ядре ^{48}Ca . Согласно данному эксперименту, толщина «шубы» ΔR_{np} составляет 0.14 – 0.20 фм. Мы получили значение ΔR_{np} в диапазоне от 0.14 фм до 0.21 фм. Видно, что экспериментальные данные по ΔR_{np} очень близки к результатам наших расчетов с различными взаимодействиями Скирма [29]. К такому же выводу можно прийти при изучении толщины нейтронной «шубы» для тяжелых и сверхтяжелых атомных ядер. На рис. 2 приведены результаты расчетов для ^{132}Sn и ^{208}Pb . Максимальное отклонение от экспериментальных значений ΔR_{np} не превышает 12% и 16% соответственно. Таким образом, представленный анализ результатов ХФ–ПСФ расчетов и экспериментальных данных говорит о качественном описании последних. Это позволяет нам провести корректное исследование возможной корреляции между величиной электрической дипольной поляризуемости и толщиной нейтронной «шубы».

Обсудим чувствительность дипольной поляризуемости к толщине нейтронной «шубы». Для этого воспользуемся корреляционным анализом [31], который позволяет установить линейную связь между двумя выборками; например, $\{a_i\}_1^N$ и $\{b_i\}_1^N$. Коэффициент корреляции Пирсона r позволяет определить существование линейной связи между двумя выборками. Коэффициент Пирсона r для несвязанных выборок вычисляется следующим образом

$$r = \frac{\sum_{i=1}^N (a_i - \bar{a})(b_i - \bar{b})}{\sigma_a \sigma_b}, \quad (9)$$

где \bar{a} , \bar{b} — средние значения и σ_a , σ_b — среднеквадратичные отклонения для выборки $\{a_i\}_1^N$ и $\{b_i\}_1^N$, соответственно. Коэффициент корреляции изменяется в пределах от минус единицы до плюс единицы. Значение коэффициента $r = +1$ означает наличие строгой положительной линейной связи, а значение $r = -1$ — наличие строгой отрицательной линейной связи. Вообще, каков бы ни был коэффициент корреляции, величина

$$a'_i = r \frac{\sigma_a}{\sigma_b} (b_i - \bar{b}) + \bar{a} \quad (10)$$

дает наилучшее линейное приближение для a_i [31].

Используем описанный корреляционный анализ к результатам ХФ–ПСФ расчетов в ядрах ^{48}Ca , ^{78}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb . На рис. 3 приведены соответствующие значения для дипольной поляризуемости и толщины нейтронной «шубы». Результаты расчетов коэффициента Пирсона (9), показанные на этом же рисунке, демонстрируют, что в рассмотренных нами ядрах обнаружена корреляция между значениями α_D и ΔR_{np} .

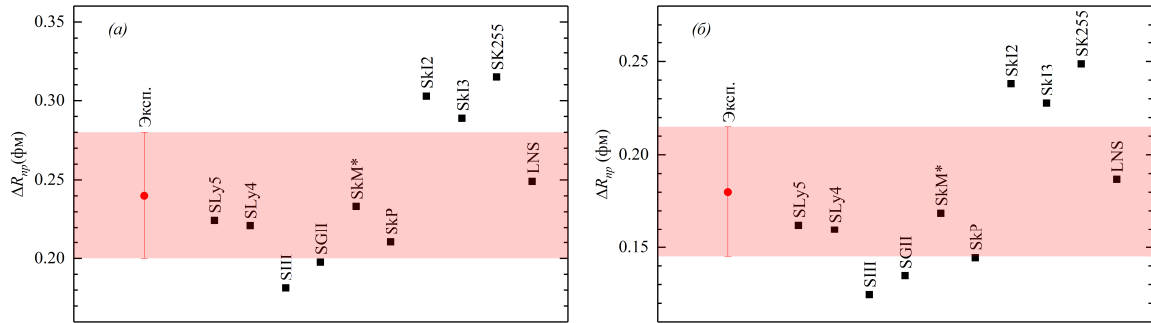


Рис. 2. *a* — Экспериментальная толщина нейтронной «шубы» в ядре ^{132}Sn и результаты расчетов (квадраты), полученные с параметризациями функционала Скирма SLy4, SLy5, SIII, SGII, SkM*, SkP, SkI2, SkI3, SK255 и LNS. Экспериментальное значение взято из [30]. *б* — Обозначения такие же, как и на рисунке *a*, но в случае ядра ^{208}Pb

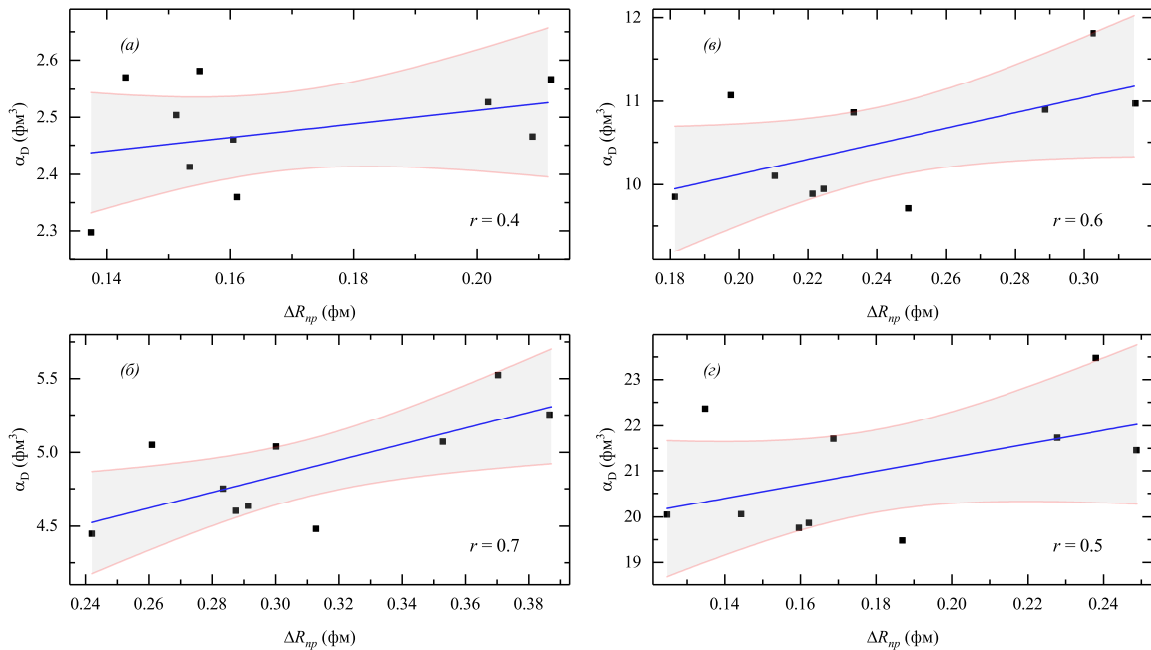


Рис. 3. Электрическая дипольная поляризуемость α_D и толщина нейтронной «шубы» ΔR_{np} в ядрах ^{48}Ca (*a*), ^{78}Ni (*б*), ^{132}Sn (*в*) и ^{208}Pb (*г*), рассчитанные в рамках ХФ-ПСФ с параметризациями функционала Скирма SLy4, SLy5, SIII, SGII, SkM*, SkP, SkI2, SkI3, SK255 и LNS. Сплошная линия — линейная аппроксимация (по обе стороны аппроксимационного тренда — линии доверительного интервала, составляющего 95%)

Согласно нашим расчетам, в случае ядра ^{48}Ca , эта связь умеренная ($r = 0.4$), а, например, в нейтронно-избыточном ядре ^{78}Ni — сильная ($r = 0.7$). С ростом нейтрон-протонной асимметрии ($N/Z > 1$) линейная корреляция усиливается, что требует дополнительных исследований.

В результате, используя данный анализ можно построить линейную аппроксимацию (10), связывающие обе наблюдаемые. Такие аппроксимации представлены также на рис. 3. Например, в ядре ^{132}Sn наш анализ дает следующий тренд $\alpha_D \approx 8.3 + 9.2\Delta R_{np}$ (фм³); см. рис. 3(в). На рисунке по обе стороны аппроксимационного тренда — линии доверительного интервала, составляющего 95%. Это позволяет нам говорить, что с 95%-ной вероятностью в указанном интервале лежит

достоверное значение. Следуют отметить, что в работе [7] для ядра ^{208}Pb был вычислен коэффициент Пирсона $r = 0.62$. Согласно нашим расчетам, корреляция между α_D и ΔR_{np} несколько слабее ($r = 0.5$). Незначительное расхождение обусловлено, по-видимому, набором выборки, т.к. в анализе [7] использовали заметно больше наборов параметризаций ФПЭ. В будущем мы планируем принять во внимание значительно больше параметризаций функционалов Скирма и тем самым улучшить качество корреляционного анализа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках приближения случайных фаз с функционалом плотности энергии Скирма исследованы рас-

пределения силы $E1$ переходов на примере дважды магических ядер ^{48}Ca , ^{78}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb . Вычислены электрическая дипольная поляризуемость и толщина нейтронной «шубы». Применение корреляционного анализа показало, что между α_D и ΔR_{np} наблюдается устойчивая линейная корреляция. Получено хорошее

согласие рассчитанных характеристик указанных четырех ядер с экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках соглашения IN2P3-ОИЯИ, а также при частичной поддержке Национального исследовательского фонда Южной Африки (грант 129603) и программы Гейзенберг–Ландау.

- [1] *Harakeh M.N., van der Woude A.* // Giant resonances: Fundamental high-frequency modes of nuclear excitation. Clarendon Press, Oxford, 2001.
- [2] *Savran D., Aumann T., Zilges A.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2013. **70**. P. 210.
- [3] *Bracco A., Lanza E.G., Tamii A.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2019. **106**. P. 360.
- [4] *Zilges A., Balabanski D.L., Isaak J., Pietralla N.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2022. **122**. 103903.
- [5] *Bohigas O., Nguyen Van Giai, Vautherin D.* // Phys. Lett. B. 1981. **102**. P. 105.
- [6] *Satu-la W., Wyss R.A., Rafalski M.* // Phys. Rev. C. 2006. **74**. 011301(R).
- [7] *Roca-Maza X., Viñas X., Centelles M.* et al. // Phys. Rev. C. 2015. **92**. 064304.
- [8] *Brown B.A.* // Phys. Rev. Lett. 2000. **85**. P. 5296.
- [9] *Horowitz C.J., Piekarewicz J.* // Phys. Rev. Lett. 2001. **86**. P. 5647.
- [10] *Colò G., Cao L., Nguyen Van Giai, Capelli L.* // Comput. Phys. Commun. 2013. **184**. P. 142.
- [11] *Paar N., Vretenar D., Khan E., Colò G.* // Rep. Prog. Phys. 2007. **70**. P. 691.
- [12] *Arnould M., Goriely S.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2020. **112**. 103766.
- [13] *Terasaki J., Engel J., Bender M.* et al. // Phys. Rev. C. 2005. **71**. 034310.
- [14] *Blaizot J.P., Gogny D.* // Nucl. Phys. A. 1977. **284**. P. 429.
- [15] *Ring P., Schuck P.* // The nuclear many body problem. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [16] *Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai* // Eur. Phys. J. A. 2004. **22**. P. 397.
- [17] *Arsenyev N.N., Severyukhin A.P., Voronov V.V., Nguyen Van Giai* // Phys. Part. Nucl. 2019. **50**. P. 528.
- [18] *Chabanat E., Bonche P., Haensel P.* et al. // Nucl. Phys. A. 1998. **635**. P. 231.
- [19] *Beiner M., Flocard H., Nguyen Van Giai, Quentin P.* // Nucl. Phys. A. 1975. **238**. P. 29.
- [20] *Nguyen Van Giai, Sagawa H.* // Phys. Lett. B. 1981. **106**. P. 379.
- [21] *Bartel J., Quentin P., Brack M.* et al. // Nucl. Phys. A. 1982. **386**. P. 79.
- [22] *Dobaczewski J., Flocard H., Treiner J.* // Nucl. Phys. A. 1984. **422**. P. 103.
- [23] *Reinhard P.-G., Flocard H.* // Nucl. Phys. A. 1995. **584**. P. 467.
- [24] *Agrawal B.K., Shlomo S., Kim Au V.* // Phys. Rev. C. 2003. **68**. 031304(R).
- [25] *Cao L.G., Lombardo U., Shen C.W., Nguyen Van Giai* // Phys. Rev. C. 2006. **73**. 014313.
- [26] *O’Keefe G.J., Thompson M.N., Assafiri Y.I.* et al. // Nucl. Phys. A. 1987. **469**. P. 239.
- [27] *Birkhan J., Miorelli M., Bacca S.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. **118**. 252501.
- [28] *Severyukhin A.P., Arsenyev N.N., Pietralla N.* // Phys. Rev. C. 2021. **104**. 024310.
- [29] *Solonovich N.E., Arsenyev N.N., Severyukhin A.P.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2022. **19**. in press.
- [30] *Klimkiewicz A., Paar N., Adrich P.* et al. (LAND Collaboration) // Phys. Rev. C. 2007. **76**. 051603(R).
- [31] *Draper N., Smith H.* // Applied regression analysis. Wiley, New York, 1998.

The dipole polarizability and the neutron skin of the doubly magic nuclei

N. E. Solonovich^{1,2,a}, N. N. Arsenyev¹, A. P. Severyukhin^{1,2}

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

²Dubna State University, Dubna 141982, Russia

E-mail: ^anikitasolonovich402@gmail.com

The correlations between the electric dipole polarizability and neutron skin thickness are studied by the doubly magic nuclei ^{48}Ca , ^{78}Ni , ^{132}Sn , and ^{208}Pb . The strength distribution of the $E1$ transitions is calculated within the random phase approximation model based on the Skyrme nuclear energy density functional.

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

Keywords: random phase approximation, giant dipole resonance.

Received 07 June 2022.

Сведения об авторах

1. Солонович Никита Евгеньевич — студент; тел.: (496) 216-36-65, e-mail: nikitasolonovich402@gmail.com.
2. Арсенев Николай Николаевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-36-65, e-mail: arsenev@theor.jinr.ru.
3. Северюхин Алексей Павлович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (496) 216-24-11, e-mail: sever@theor.jinr.ru.