

P4-2017-40

Е. О. Сушенок, А. П. Северюхин, Н. Н. Арсеньев,
И. Н. Борзов

ВЛИЯНИЕ УЧЕТА ЭФФЕКТИВНЫХ
 $T = 0, 1$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В КАНАЛЕ ЧАСТИЦА–ЧАСТИЦА
НА БЕТА-РАСПАДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
И ВЕРОЯТНОСТЬ МУЛЬТИНЕЙТРОННОЙ ЭМИССИИ
ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ ^{126,128,130,132}Cd

Направлено в журнал «The European Physical Journal A»

Сушенок Е. О. и др.

P4-2017-40

Влияние учета эффективных $T = 0, 1$ взаимодействий в канале частица–частица на бета-распадные характеристики и вероятность мультинейтронной эмиссии при бета-распаде $^{126,128,130,132}\text{Cd}$

Для зарядово-обменных мод ядерных возбуждений сепарабельный подход, построенный на приближении случайных фаз для взаимодействия Скирма, обобщен на случай включения канала частица–частица с одновременным учетом тензорных корреляций и связи одно- и двухфононных конфигураций. Изучено влияние учета эффективных $T = 0, 1$ взаимодействий в канале частица–частица на бета-распадные характеристики, а также вероятность мультинейтронной эмиссии при бета-распаде $^{126,128,130,132}\text{Cd}$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2017

Sushenok E. O. et al.

P4-2017-40

Role of Effective $T = 0, 1$ Interactions in the Particle–Particle Channel: Beta-Decay Characteristics and the Multi-Neutron Emission Probabilities in the Beta Decay of $^{126,128,130,132}\text{Cd}$

A finite rank separable approach (FRSA) based on the quasiparticle random phase approximation with Skyrme interactions has been extended to describe charge-exchange excitation modes. The central and tensor residual interaction in both the particle–hole and particle–particle channel and the coupling between one- and two-phonon configurations are taken into account in the framework of the FRSA model. We study the effect of taking into account effective interactions in the particle–particle channel on beta-decay characteristics and the multi-neutron emission probabilities in the beta decay of $^{126,128,130,132}\text{Cd}$.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2017

Действующие (HRIBF в ORNL, ALTO в IPN, RIBF в RIKEN) и новые ускорительные установки (DRIBs в ЛЯР ОИЯИ, SPIRAL2 в GANIL, FAIR в GSI) позволяют исследовать β -распадные свойства в ядрах с высокой нейтрон-протонной асимметрией. Новые результаты по вероятностям мульти-нейтронной эмиссии дают важные ограничения на распределение силы гамов-теллеровских (ГТ) возбуждений в области непрерывного спектра дочерних ядер и свидетельствуют о различии с предсказаниями существующих моделей структуры ядра [1]. Для ядер с большим избытком нейтронов, недоступных пока для экспериментов на ускорителях радиоактивных ионов, вероятность эмиссии одного или нескольких нейтронов зачастую является единственным источником информации об их β -силовой функции. Информация по β -распадным характеристикам принципиально важна для исследований в области ядерной астрофизики, в частности, для изучения связи ядерных процессов с нуклеосинтезом элементов, сопровождающим коллапс массивных звезд. При теоретическом изучении короткоживущих ядер с аномально высоким числом нейтронов или протонов и нестабильных ядерных систем приходится экстраполировать в новую область параметры нуклон-нуклонных сил, которые определены на основе имеющихся данных о стабильных магических ядрах. Это стимулирует развитие новых теоретических исследований в рамках самосогласованных микроскопических моделей с высокой предсказательной силой.

Одним из основных подходов при описании зарядово-обменных мод ядерных возбуждений является квазичастичное приближение случайных фаз (ПСФ) с эффективными силами Скирма [2–5]. Такие расчеты не требуют введения новых параметров, так как остаточное взаимодействие получено самосогласованным образом с тем же самым функционалом плотности энергии, как и среднее поле. Изучение процесса мультинейтронной эмиссии, сопровождающего β -распад атомных ядер, требует учета связи простых частичнорычных конфигураций с более сложными (двухфононными) конфигурациями [6]. Это делает необходимым расчет в большом конфигурационном пространстве. Сепарабельзация остаточного взаимодействия Скирма позволяет обойти эту трудность и проводить вычисления независимо от конфигурационного пространства [7–9]. Подход был применен к описанию зарядово-

обменных возбуждений [10]. При этом учитывалось как центральное [8], так и тензорное [9] остаточное взаимодействие в канале частица–дырка. В общем случае эффективный ядерный гамильтониан должен включать и силы в канале частица–частица с отличным от нуля моментом [11,12]. Важность данного канала при описании свойств коллективных возбуждений показана в работе [13]. В данной работе обсуждается влияние канала частица–частица при учете сложных конфигураций на свойства β -распада нейтронно-избыточных изотопов Cd.

Детальное изложение метода для описания фрагментации силы ГТ-переходов β -распада нейтронно-избыточного ядра можно найти в работах [6, 10, 14].

Среднее поле определяется путем решения уравнений Хартри–Фока (ХФ) с силами Скимра. Спаривание учитывается в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [15–17]. Одночастичный континуум дискретизируется посредством диагонализации гамильтониана ХФ на базе гармонического осциллятора [18]. Гамильтониан включает взаимодействие Скимра в канале частица–дырка (ph) и зависящие от плотности контактные силы в канале частица–частица (pp):

$$\begin{aligned} V_{T=1}^{(pp)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= V_0 \left(\frac{1 - P_\sigma}{2} \right) \left(1 - \eta \frac{\rho(r_1)}{\rho_0} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \\ V_{T=0}^{(pp)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= f V_0 \left(\frac{1 + P_\sigma}{2} \right) \left(1 - \eta \frac{\rho(r_1)}{\rho_0} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где P_σ — спиново-обменный оператор; $\rho(r_1)$ — плотность ядерной материи; ρ_0 — плотность ядерной материи в случае сил Скимра. Параметр η варьируется от 0 для объемного спаривания до 1 в случае поверхностного типа спаривания. Величина f определяет отношение силовых параметров $T = 1$ и $T = 0$ взаимодействий в канале частица–частица. В этой работе $f = 1$, что соответствует реализации $SU(4)$ -симметрии [19]. Также было выбрано поверхностное спаривание, т. е. $\eta = 1$. Параметр $V_0 = -870$ МэВ·фм³ фиксируется так, чтобы воспроизвести разницу масс соседних нечетных и четно-четных ядер в области около ¹³²Sn [6, 13]. В канале частица–дырка используется взаимодействие Скимра Т43 с учетом тензорных членов [17].

Остаточное взаимодействие получено как вторая производная функционала плотности энергии по нормальной и парной плотности. Мы представляем остаточное взаимодействие в форме сил Ландау–Мигдала и сохраняем только члены с $l = 0$:

$$\begin{aligned} V_{\text{res}}^{(a)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= N_0^{-1} \left[F_0^{(a)}(r_1) + G_0^{(a)}(r_1) \sigma_1 \sigma_2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(F_0^{\prime(a)}(r_1) + G_0^{\prime(a)}(r_1) \sigma_1 \sigma_2 \right) \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \right] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $N_0 = 2k_F m^* / \pi^2 \hbar^2$, а k_F и m^* определяют импульс Ферми и эффективную массу нуклона; $a = \{ph, pp\}$ — индекс канала; σ_i и τ_i — операторы спина и изоспина.

Для учета двухфононных конфигураций волновые функции 1^+ -состояний дочернего ядра ($N - 1, Z + 1$) записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов [10]:

$$\Psi_\nu(\lambda\mu) = \left(\sum_i R_i(\lambda\nu) Q_{\lambda\mu}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu) \left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \bar{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{\lambda\mu} \right) |0\rangle. \quad (3)$$

ГТ-возбуждения, имеющие энергию ω , генерируются оператором $Q_{\lambda\mu}^+ |0\rangle$, тогда как $\bar{Q}_{\lambda\mu}^+ |0\rangle$ отвечают однофононным возбуждениям родительского ядра, имеющим энергию $\bar{\omega}_{\lambda i}$ [13]. Используя вариационный принцип, можно получить систему линейных уравнений относительно амплитуд $R_i(\lambda\nu)$ и $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu)$:

$$(\omega_{\lambda i} - \Omega_\nu) R_i(\lambda\nu) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu) = 0, \quad (4)$$

$$(\omega_{\lambda_1 i_1} + \bar{\omega}_{\lambda_2 i_2} - \Omega_\nu) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda\nu) + \sum_i U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i) R_i(\lambda\nu) = 0. \quad (5)$$

Матричные элементы $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(\lambda i)$ соответствуют взаимодействию между одно- и двухфононными конфигурациями. При изучении влияния фрагментации состояний 1^+ важно учесть двухфононные конфигурации $[1_i^+ \otimes 2_{i'}^+]$, т. е. построенные с квадрупольными возбуждениями родительского ядра [6, 10].

В приближении разрешенных переходов период β^- -распада вычисляется как сумма вероятностей (в единицах $G_A^2/4\pi$) энергетически разрешенных переходов ($E_k^{\text{GT}} \leq Q_\beta$) с весом в виде функции Ферми:

$$T_{1/2}^{-1} = \sum_k \lambda_{\text{if}}^k = D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \sum_k f_0(Z + 1, A, E_k^{\text{GT}}) B(\text{GT})_k, \quad (6)$$

где λ_{if}^k — парциальная скорость β^- -распада; $G_A/G_V = 1,25$ — отношение констант аксиально-векторного и векторного взаимодействий; константа $D=6147$ с [20]. Здесь, следуя [21], энергию ГТ-перехода можно записать как

$$E_k^{\text{GT}} = Q_\beta - E_{1_k^+}. \quad (7)$$

Энергию возбуждения $E_{1_k^+}$ можно представить в виде

$$E_{1_k^+} \approx E_k - E_{2\text{QP, lowest}}, \quad (8)$$

где E_k — собственные значения системы линейных уравнений (4), (5); $E_{2QP, \text{lowest}}$ — нижайшая двухквaziчастичная энергия. Стоит отметить, что угловой момент и четность нижайшей двухквaziчастичной конфигурации в общем случае отличается от 1^+ . Волновые функции позволяют определить вероятности ГТ-переходов в случае оператора $\hat{O}_- = \sum_{i,m} t_-(i)\sigma_m(i)$:

$$B(\text{GT})_k = \left| \langle N-1, Z+1; 1_k^+ | \hat{O}_- | N, Z; 0_{\text{gs}}^+ \rangle \right|^2. \quad (9)$$

Одновременный учет тензорных корреляций и эффектов связи $1p-1h$ - и $2p-2h$ -конфигураций позволяет нам не использовать эффективный фактор подавления силы ГТ-переходов [22].

В силу различных характерных временных масштабов β -распада и последующей эмиссии нейтронов мы пользуемся предположением о статистической независимости этих двух процессов. Вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов P_{xn} , сопутствующей β -распаду на возбужденные состояния в дочернем ядре, может быть рассчитана следующим образом [23]:

$$P_{xn} = T_{1/2} D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \sum_{k'} f_0(Z+1, A, E_{k'}^{\text{GT}}) B(\text{GT})_{k'}, \quad (10)$$

где энергия перехода относительно основного состояния в родительском ядре находится в интервале значений $Q_{\beta xn} \equiv Q_{\beta} - S_{xn}$: в случае P_{1n} $Q_{\beta 2n} \leq E_{k'}^{\text{GT}} \leq Q_{\beta n}$, тогда как для P_{2n} $E_{k'}^{\text{GT}} \leq Q_{\beta 2n}$.

Наш анализ показал, что основной вклад в период β -распада дает конфигурация $[1_1^+ \otimes 2_1^+]$, так как состояние 2_1^+ родительского ядра (N, Z) является нижайшим коллективным возбуждением, которое приводит к наибольшему значению энергии ГТ-перехода на двухфононные состояния 1^+ [6]. Обсудим свойства нижайших состояний 2^+ в нейтронно-избыточных изотопах $^{126-134}\text{Cd}$. Результаты расчетов энергии и вероятности $E2$ -переходов на состояния 2_1^+ представлены на рис. 1. В случае ^{130}Cd энергия достигает максимального значения, что соответствует изменению энергии вблизи замкнутых оболочек. Поведение $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ связано с соотношением между нейтронными и протонными фоннными амплитудами. Протонные фоннные амплитуды доминируют во всех рассмотренных изотопах кадмия, при этом основной вклад дает конфигурация $\{1g_{\frac{1}{2}}^{-} 1g_{\frac{3}{2}}^{-}\}_{\pi}$ ($> 73\%$). Заполнение нейтронной оболочки $\nu 1h_{\frac{11}{2}}$ приводит к уменьшению приведенной вероятности $E2$ -перехода в ^{130}Cd . Включение остаточного взаимодействия в канале частица-частица приводит к уменьшению энергии $E_{2_1^+}$, в то время как значение $B(E2; 0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+)$ практически остается неизменным. Это означает, что коллективность состояний 2_1^+ уменьшается. Как видно из рис. 1, результаты вычислений согласуются с имеющимися экспериментальными данными [24–26] и качественно описывают зависимость от массового числа.

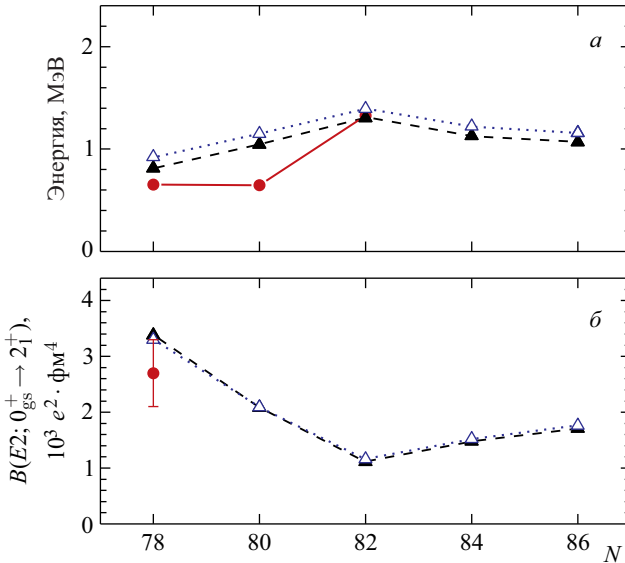


Рис. 1. Энергии $E_{2_1^+}$ (а) и приведенные вероятности $B(E2; 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ (б) для $^{126,128,130,132,134}\text{Cd}$, рассчитанные в однофоновом случае без остаточного взаимодействия (Δ) и с остаточным взаимодействием (\blacktriangle) в канале частица–частица; \bullet — экспериментальные значения [24–26]

Обсудим влияние остаточного взаимодействия в канале частица–частица на скорости β -распада на примере ^{130}Cd и ^{132}Cd . Результаты расчетов в модели, учитывающей связь с квадрупольными фононами, представлены на рис. 2. Как видно, учет взаимодействия в канале частица–частица мало влияет на распределение скоростей β -распада ^{130}Cd по сравнению с тем, какое влияние это взаимодействие оказывает на распределение скоростей при увеличении нейтронного избытка (^{132}Cd). Рис. 2 наглядно демонстрирует важность канала частица–частица в случае ядер с открытыми нейтронными оболочками. Стоит обратить внимание на то, что, несмотря на различное влияние остаточного взаимодействия в канале частица–частица на распределение скоростей β -распада ^{130}Cd и ^{132}Cd , рассчитанные периоды β -распада обоих изотопов кадмия заметно сокращаются ($> 35\%$). Как видно из таблицы, включение остаточного взаимодействия в канале частица–частица также оказывает сильное влияние на период β -распада в случае ^{126}Cd . Показано, что представленные исследования на качественном уровне описывают экспериментальную эволюцию периодов β -распада нейтронно-избыточных изотопов кадмия [27].

Особый интерес представляет анализ вероятностей эмиссии нескольких запаздывающих нейтронов. В таблице представлены вероятности эмиссии од-

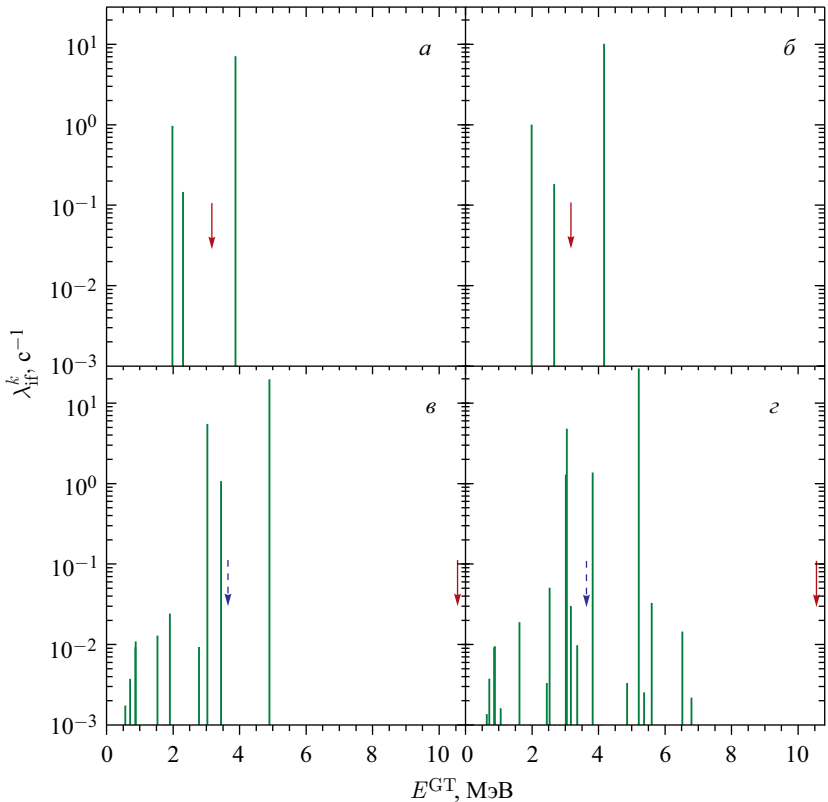


Рис. 2. Влияние учета канала частица–частица на скорости β -распада в ^{130}Cd (а и б) и ^{132}Cd (в и г). Все расчеты выполнены в модели, учитывающей связь между одно- и двухфононными конфигурациями: а, в соответствуют расчетам без остаточного взаимодействия, а б, г — с остаточным взаимодействием в канале частица–частица. Расчитанные значения $Q_{\beta 1n}$ и $Q_{\beta 2n}$ обозначены сплошной и пунктирной стрелками соответственно

ного (P_{1n}) и двух (P_{2n}) запаздывающих нейтронов. Стоит отметить, что включение остаточного взаимодействия в канале частица–частица незначительно сокращает P_{1n} в случае $^{126-130}\text{Cd}$. Наши расчеты предсказывают высокую вероятность эмиссии нескольких запаздывающих нейтронов в ^{132}Cd как без учета остаточного взаимодействия, так и с учетом остаточного взаимодействия в канале частица–частица. Включение остаточного взаимодействия в канале частица–частица существенно уменьшает вероятность двухнейтронной эмиссии. Как можно видеть из рис. 2, такие изменения связаны с перераспределением силы ГТ-переходов около энергий отрыва одного и двух нейтронов.

Эффект учета канала частица–частица на периоды β -распада ($T_{1/2}$) и вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов (P_{1n} , P_{2n}) в изотопах кадмия. Расчеты I и II выполнены в модели, включающей двухфононные конфигурации, без остаточного взаимодействия и с остаточным взаимодействием в канале частица–частица соответственно. Экспериментальные значения полной вероятности эмиссии в ^{130}Cd — $P_{n\text{tot}} = (3,5 \pm 1,0) \%$ [28] и ^{132}Cd — $P_{n\text{tot}} = (60 \pm 15) \%$ [29]

Изотоп	I			II			$T_{1/2}$, мс (эксперимент [27])
	$T_{1/2}$, мс	P_{1n} , %	P_{2n} , %	$T_{1/2}$, мс	P_{1n} , %	P_{2n} , %	
^{126}Cd	265	< 0,1	—	166	< 0,1	—	513 ± 6
^{128}Cd	181	7,1	—	123	3,7	—	245 ± 5
^{130}Cd	121	13,5	—	88	10,5	—	127 ± 2
^{132}Cd	38	74,8	25,2	29	82,0	18,0	82 ± 4

В данной работе с использованием сил Скимра приведена схема расчета вероятности мультинейтронной эмиссии запаздывающих нейтронов, сопровождающих β -распад нейтронно-избыточных ядер. Связь со сложными конфигурациями учитывается одновременно с центральным и тензорным остаточным взаимодействием в каналах частица–дырка и частица–частица. В качестве примера исследованы свойства нейтронно-избыточных изотопов Cd. Показано, что подключение остаточного взаимодействия в канале частица–частица приводит к перераспределению силы ГТ-переходов и сокращает период β -распада.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 16-12-10161.

ЛИТЕРАТУРА

1. Caballero-Folch R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 012501.
2. Bender M. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 054322.
3. Fracasso S., Colò G. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 044307.
4. Bai C. L. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 675. P. 28.
5. Bai C. L. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054316.
6. Severyukhin A. P. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 034314.
7. Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V. V. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204.
8. Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai // Prog. Theor. Phys. 2012. V. 128. P. 489.
9. Severyukhin A. P., Sagawa H. // Prog. Theor. Exp. Phys. 2013. V. 2013. P. 103D03.
10. Severyukhin A. P. et al. // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 044320.
11. Беллев С. Т. // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 936.

12. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.
13. Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai // Phys. Rev. C. 2008. V.77. P.024322.
14. Сушенков Е. О. и др. Препринт ОИЯИ Р4-2016-77. Дубна, 2016.
15. Stancu F., Brink D. M., Flocard H. // Phys. Lett. B. 1977. V. 68. P. 108.
16. Colò G. et al. // Phys. Lett. B. 2007. V. 646. P. 227; Phys. Lett. B. 2008. V. 668. P. 457(E).
17. Lesinski T. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 014312.
18. Blaizot J. P., Gogny D. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 284. P. 429.
19. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1324.
20. Suhonen J. From Nucleons to Nucleus. Berlin: Springer-Verlag, 2007.
21. Engel J. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014302.
22. Bertsch G. F., Hamamoto I. // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 1323.
23. Pappas A. C., Sverdrup T. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 48.
24. Jungclaus A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 132501.
25. Ilieva S. et al. // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. P. 014313.
26. Kautzsch T. et al. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 9. P. 201.
27. Lorusso G. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 192501.
28. Hannawald M. et al. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 688. P. 578c.
29. Dillmann I. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 162503.

Получено 29 июня 2017 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 27.09.2017.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,69. Уч.-изд. л. 0,85. Тираж 245 экз. Заказ № 59242.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/