Р4-2016-77

Е. О. Сушенок[1,2], А. П. Северюхин[1,2], Н. Н. Арсеньев[1],
И. Н. Борзов[1]

ОДНОВРЕМЕННЫЙ УЧЕТ СВЯЗИ ОДНО- И ДВУХФОНОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ И ЭФФЕКТИВНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В КАНАЛЕ ЧАСТИЦА–ЧАСТИЦА

[1] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
[2] Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Сушенок Е. О. и др. Р4-2016-77

Одновременный учет связи одно- и двухфононных конфигураций и эффективных взаимодействий в канале частица–частица

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. Представлена схема расчетов мультинейтронной эмиссии запаздывающих нейтронов при бета-распаде нейтронно-избыточных ядер.

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

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2016

Sushenok E. O. et al. P4-2016-77

The Simultaneous Inclusion of the Phonon–Phonon Coupling and Effective Interactions in the Particle–Particle Channel

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 the both 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. The calculation scheme of the β-delayed multi-neutron emission of the neutron-rich nuclei is presented.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2016

Действующие (HRIBF в ORNL, ALTO в IPN Orsay, RIBF в RIKEN) и новые (DRIBs в ЛЯР ОИЯИ, SPIRAL2 в GANIL, FAIR в GSI) ускорительные установки позволяют исследовать бета-распадные свойства в ядрах с высокой нейтрон-протонной асимметрией. Новые результаты по вероятностям мультинейтронной 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]. До сих пор ни в одном из современных подходов не были одновременно учтены основные факторы, приводящие к наблюдаемым расхождениям с экспериментом: самосогласование с использованием реалистичного эффективного центрального и тензорного взаимодействия нуклонов и взаимодействие со сложными конфигурациями. С другой стороны, для ядер с большим избытком нейтронов, недоступных пока для экспериментов на ускорителях радиоактивных ионов, вероятности эмиссии одного или нескольких нейтронов зачастую являются единственным источником информации об их бета-силовой функции. Информация по бета-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 бета-распад атомных ядер, требует учета связи простых конфигураций (частица–дырка) с более сложными (двухфононными) конфигурациями. Это делает необходимым расчет в большом конфигурационном пространстве. Использование сепарабельной формы остаточного взаимодействия позволяет обойти эту трудность и проводить вычисления независимо от размера конфигурационного пространства [6]. Однако при этом трудно экстраполировать параметры модельного гамильтониана в экспериментально недоступные области ядер. Данная проблема была преодолена с помощью процедуры сепарабелизации остаточного частично-дырочного взаимодействия, полученного из эффективных сил Скирма [7]. В дальнейшем этот подход был обобщен на случай включения парных [8, 9] и эффектов связи со сложными конфигурациями [10]. 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 [9]. Подход был применен к описанию зарядово-обменных возбуждений [13]. При этом учитывалось как центральное [14], так и тензорное [15] остаточное взаимодействие в канале частица–дырка. В данной работе обсуждается влияние канала частица–частица с учетом сложных конфигураций на свойства бета-распада нейтронно-избыточных ядер.

Среднее поле определяется путем решения уравнений Хартри–Фока (ХФ) с силами Скирма с учетом тензорных корреляций [16–18]. Спаривание трактуется в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Одночастичный континуум дискретизуется посредством диагонализации гамильтониана ХФ на базисе гармонического осциллятора [19]. Спин-орбитальный член имеет вид

$$U_{\mathrm{SO}}^{(q)} = \frac{W_0}{2r}\left(2\frac{d\rho_q}{dr} + \frac{d\rho_{q'}}{dr}\right) + \left(\tilde{\alpha}\frac{J_q}{r} + \tilde{\beta}\frac{J_{q'}}{r}\right), \tag{1}$$

где ρ_q и J_q $(q = n, p)$ — плотности и спин-орбитальные плотности нуклонов, а $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$ определяются вкладом центральных (α_C, β_C) и тензорных (α_T, β_T) сил [17, 18]. Гамильтониан включает взаимодействие Скирма в канале частица–дырка (ph) и зависящие от плотности контактные силы в канале частица–частица (pp):

$$\begin{aligned} V_{T=1}^{(\mathrm{pp})}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= V_0\left(\frac{1 - P_\sigma}{2}\right)\left(1 - \eta\frac{\rho(r_1)}{\rho_0}\right)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \\ V_{T=0}^{(\mathrm{pp})}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= fV_0\left(\frac{1 + P_\sigma}{2}\right)\left(1 - \eta\frac{\rho(r_1)}{\rho_0}\right)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \end{aligned} \tag{2}$$

где P_σ — спин-обменный оператор; $\rho(r_1)$ — нормальная плотность нуклонов; ρ_0 — плотность ядерной материи. Параметр η варьируется от нуля для объемного спаривания до единицы в случае поверхностного типа спаривания. Параметр V_0 фиксируется так, чтобы воспроизвести разницу масс соседних нечетных и четно-четных ядер в изучаемой области [9]. Величина f определяет отношение силовых параметров $T = 1$ и $T = 0$ взаимодействий в канале частица–частица (в случае реализации $SU(4)$-симметрии $f = 1$ [20]).

Остаточное взаимодействие в каналах частица–дырка $V_{\rm res}^{\rm (ph)}$ и частица–частица $V_{\rm res}^{\rm (pp)}$ может быть получено как вторые производные функционала плотности энергии по нормальной ρ и аномальной $\tilde{\rho}$ плотности нуклонов соответственно. Мы представляем центральное $\rm ph$-взаимодействие Скирма $V_C^{\rm (ph)}$ в форме сил Ландау–Мигдала и сохраняем только члены с $l = 0$ [7]. При этом параметры Ландау выражаются через параметры сил Скирма [21]. В частности, спин-изоспиновый параметр G_0' имеет вид

$$G_0' = -N_0 \left[\frac{1}{4} t_0 + \frac{1}{24} t_3 \rho^{\alpha_3} + \frac{1}{8} k_F^2 (t_1 - t_2) \right], \tag{3}$$

где $t_{0,1,2,3}$ и α_3 — параметры сил Скирма; $N_0 = 2k_F m^*/\pi^2\hbar^2$ с k_F и m^*, соответствующими импульсу Ферми и эффективной нуклонной массе. Используя интегральную формулу Гаусса для N точек (см., например, [22]) в случае радиального интеграла, матричные элементы $V_C^{\rm (ph)}$ можно представить в виде суммы N сепарабельных членов [7, 14]. Тогда остаточное взаимодействие $V_C^{\rm (ph)}$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} V_C^{\rm (ph)} &= \tau^{(1)}\tau^{(2)} N_0^{-1} G_0'(r_1) \sigma^{(1)} \cdot \sigma^{(2)} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \\ &= \tau^{(1)}\tau^{(2)} N_0^{-1} \frac{G_0'(r_1)}{r_1^2} \delta(r_1 - r_2) \times \\ &\times \sum_{JM} \sum_{L=J,J\pm1} T_{LJM}(\hat{r}_1, \sigma_1) T^*_{LJM}(\hat{r}_2, \sigma_2), \end{aligned} \tag{4}$$

где σ_i и τ_i — операторы спина и изоспина; $T_{LJM}(\hat{r}, \sigma) = [Y_L \times \sigma]_J^M$ — спин-угловые тензоры.

В случае зарядово-обменных возбуждений, следуя [23], мы упрощаем частично-дырочное тензорное взаимодействие $V_T^{\rm (ph)}$, приводя его к сепарабельной форме:

$$\begin{aligned} V_T^{\rm (ph)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= V_{T1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) + V_{T1}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1) + V_{T2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \\ V_{T1} &= \tau^{(1)}\tau^{(2)} \xi_1 \sum_M T_{01M}(\hat{r}_1, \sigma_1) r_2^2 T^*_{21M}(\hat{r}_2, \sigma_2), \\ V_{T2} &= \tau^{(1)}\tau^{(2)} \xi_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(\hat{r}_1, \sigma_1) r_2^2 T^*_{21M}(\hat{r}_2, \sigma_2). \end{aligned} \tag{5}$$

Значения параметров ξ_1 и ξ_2 фиксируются так, чтобы воспроизвести энергии спин-квадрупольного и ГТ-резонансов, вычисленных с полным взаимодействием Скирма. Параметры ξ_1 (МэВ $\cdot$ фм$^{-2}$) и ξ_2 (МэВ $\cdot$ фм$^{-4}$) можно записать в явном виде [15, 24]:

$$\xi_1 = \frac{4{,}33(\beta_T - \alpha_T)}{A^2}, \quad \xi_2 = \frac{0{,}12(\beta_T - \alpha_T)}{A^2}. \tag{6}$$

Таким образом, частично-дырочные матричные элементы могут быть записаны в сепарабельном виде.

Фононные операторы вводятся стандартным образом:

$$Q^{+}_{JMi} = \sum_{a\alpha} \left(X^{i}_{a\alpha} A^{+}(a\alpha; JM) - (-)^{J-M} Y^{i}_{a\alpha} A(a\alpha; J-M) \right), \tag{7}$$

$$A^{+}(a\alpha; JM) = \sum_{m_a m_\alpha} \langle a m_a \alpha m_\alpha | JM \rangle \beta^{+}_{a m_a} \beta^{+}_{\alpha m_\alpha}, \tag{8}$$

где индекс J обозначает угловой момент, а M — его проекция на ось z в лабораторной системе координат. Для краткости через $a(\alpha)$ обозначена совокупность квантовых чисел nlj для нейтронов (протонов). Предполагается, что основное состояние является фононным вакуумом. Возбужденные ГТ-состояния генерируются действием операторов рождения на вакуум $Q^{+}_{JMi} \mid 0\rangle$, и для них справедливо условие нормировки

$$\sum_{a\alpha} \left(X^{\lambda i}_{a\alpha} X^{\lambda i'}_{a\alpha} - Y^{\lambda i}_{a\alpha} Y^{\lambda i'}_{a\alpha} \right) = \delta_{ii'}. \tag{9}$$

Используя метод уравнений движения, можно вывести уравнения квазичастичного ПСФ:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ -\mathcal{B} & -\mathcal{A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}. \tag{10}$$

Матрицы $\mathcal{A}_{a\alpha,b\beta}$ и $\mathcal{B}_{a\alpha,b\beta}$, имеющие размерность пространства двухквазичастичных конфигураций, можно записать в виде

$$\mathcal{A}_{a\alpha,b\beta} = -(u_a v_\alpha u_b v_\beta + v_a u_\alpha v_b u_\beta) \sum_{n,n'=1}^{2N+2} \kappa^{(nn')} d^{(n)}_{a\alpha} d^{(n')}_{b\beta} - \\ - (u_a u_\alpha u_b u_\beta + v_a v_\alpha v_b v_\beta) \sum_{n,n'=2N+3}^{4N+2} \kappa^{(nn')} d^{(n)}_{a\alpha} d^{(n')}_{b\beta} + \epsilon_{a\alpha} \delta_{a\alpha} \delta_{b\beta}, \tag{11}$$

$$\mathcal{B}_{a\alpha,b\beta} = -(u_a v_\alpha v_b u_\beta + v_a u_\alpha u_b v_\beta) \sum_{n,n'=1}^{2N+2} \kappa^{(nn')} d^{(n)}_{a\alpha} d^{(n')}_{b\beta} + \\ + (u_a u_\alpha v_b v_\beta + v_a v_\alpha u_b u_\beta) \sum_{n,n'=2N+3}^{4N+2} \kappa^{(nn')} d^{(n)}_{a\alpha} d^{(n')}_{b\beta}, \tag{12}$$

где приведенные одночастичные матричные элементы $d^{(n)}_{a\alpha}$ задаются следующим образом:

n	$d_{a\alpha}^{(n)}$
$1 \leqslant n \leqslant N$	$\langle a\|\|T_{01}\|\|\alpha\rangle w_a(r_n)w_\alpha(r_n)$
$N+1 \leqslant n \leqslant 2N$	$-\langle a\|\|T_{21}\|\|\alpha\rangle w_a(r_n)w_\alpha(r_n)$
$2N+1$	$-\langle a\|\|T_{21}\|\|\alpha\rangle \int\limits_0^\infty dr\, w_a(r)w_\alpha(r)r^2$
$2N+2$	$\langle a\|\|T_{01}\|\|\alpha\rangle \int\limits_0^\infty dr\, w_a(r)w_\alpha(r)$
$2N+3 \leqslant n \leqslant 3N+2$	$\langle a\|\|T_{01}\|\|\alpha\rangle w_a(r_n)w_\alpha(r_n)$
$3N+3 \leqslant n \leqslant 4N+2$	$-\langle a\|\|T_{21}\|\|\alpha\rangle w_a(r_n)w_\alpha(r_n)$

Рассмотрим блочную матрицу $\kappa^{(nn')}$:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{K}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{K}_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{K}_{33} \end{pmatrix}, \tag{13}$$

где $\mathcal{K}_{11}$ и $\mathcal{K}_{33}$ — диагональные матрицы размерами $2N \times 2N$. Элементы этих матриц — сила центрального взаимодействия, которая пропорциональна параметру G'_0 (3) в канале частица–дырка и величине fV_0 (2) в канале частица–частица. Матрица $\mathcal{K}_{22}$ имеет вид

$$\mathcal{K}_{22} = \begin{pmatrix} -\frac{2\xi_2}{3} & \frac{2\xi_1}{3} \\ \frac{2\xi_1}{3} & 0 \end{pmatrix}, \tag{14}$$

где элементами матрицы определяется сила остаточного тензорного взаимодействия.

Принимая во внимание то, что остаточное взаимодействие представлено в сеперабельной форме, уравнения квазичастичного ПСФ могут быть сведены к секулярному виду. При этом размерность матрицы не будет зависеть от размера конфигурационного пространства. Уравнения квазичастичного ПСФ можно переписать в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} \mathcal{M}_1 - I & \mathcal{M}_2 \\ \mathcal{M}_2^T & \mathcal{M}_3 - I \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D^{(\mathrm{ph})} \\ D^{(\mathrm{pp})} \end{pmatrix} = 0, \tag{15}$$

где

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{16}$$

Здесь используются следующие обозначения:

$$D^{(r)} = \begin{pmatrix} D_+^{(r,n)i} \\ D_-^{(r,n)i} \end{pmatrix}, \tag{17}$$

$$D_\pm^{(\mathrm{ph},n)i} = \sum_{a\alpha} d_{a\alpha}^{(n)} u_{a\alpha}^{(\pm)} (X_{a\alpha}^i \pm Y_{a\alpha}^i), \tag{18}$$

$$D_\pm^{(\mathrm{pp},n)i} = \sum_{a\alpha} d_{a\alpha}^{(n)} v_{a\alpha}^{(\pm)} (X_{a\alpha}^i \mp Y_{a\alpha}^i), \tag{19}$$

где $r = \{\mathrm{ph}, \mathrm{pp}\}$ — индекс канала; $v_{a\alpha}^{(\pm)} = u_a u_\alpha \pm v_a v_\alpha$, $u_{a\alpha}^{(\pm)} = u_a v_\alpha \pm v_a u_\alpha$. Для фононных амплитуд $X_{a\alpha}^i$ и $Y_{a\alpha}^i$ получаем

$$X_{a\alpha}^i = \frac{1}{2}\frac{1}{\epsilon_{a\alpha} - \omega_i}\left[\sum_{n,n'=1}^{2N+2} \kappa^{(nn')} d_{a\alpha}^{(n')} \left(u_{a\alpha}^{(+)} D_+^{(\mathrm{ph},n)i} + u_{a\alpha}^{(-)} D_-^{(\mathrm{ph},n)i}\right) + \right.$$
$$\left. + \sum_{n,n'=3N+2}^{4N+2} \kappa^{(nn')} d_{a\alpha}^{(n')} \left(v_{a\alpha}^{(+)} D_+^{(\mathrm{pp},n)i} + v_{a\alpha}^{(-)} D_-^{(\mathrm{pp},n)i}\right)\right], \tag{20}$$

$$Y_{a\alpha}^i = \frac{1}{2}\frac{1}{\epsilon_{a\alpha} + \omega_i}\left[\sum_{n,n'=1}^{2N+2} \kappa^{(nn')} d_{a\alpha}^{(n')} \left(u_{a\alpha}^{(+)} D_+^{(\mathrm{ph},n)i} - u_{a\alpha}^{(-)} D_-^{(\mathrm{ph},n)i}\right) - \right.$$
$$\left. - \sum_{n,n'=3N+2}^{4N+2} \kappa^{(nn')} d_{a\alpha}^{(n')} \left(v_{a\alpha}^{(+)} D_+^{(\mathrm{pp},n)i} - v_{a\alpha}^{(-)} D_-^{(\mathrm{pp},n)i}\right)\right]. \tag{21}$$

Матрицы $\mathcal{M}_k$ имеют вид

$$\mathcal{M}_1 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{1+}^{nn'} & \mathcal{M}_{10}^{nn'} \\ \mathcal{M}_{10}^{nn'} & \mathcal{M}_{1-}^{nn'} \end{pmatrix}, \qquad \begin{aligned} \mathcal{M}_{1\pm}^{nn'} &= \sum_{a\alpha} \chi_{a\alpha}^{nn'} (u_{a\alpha}^{(\pm)})^2 \epsilon_{a\alpha}, \\ \mathcal{M}_{10}^{nn'} &= \sum_{a\alpha} \chi_{a\alpha}^{nn'} u_{a\alpha}^{(+)} u_{a\alpha}^{(-)} \omega_i, \end{aligned} \tag{22}$$

$$\mathcal{M}_2 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{2+}^{nn'} & \mathcal{M}_{2(+-)}^{nn'} \\ \mathcal{M}_{2(-+)}^{nn'} & \mathcal{M}_{2-}^{nn'} \end{pmatrix}, \qquad \begin{aligned} \mathcal{M}_{2\pm}^{nn'} &= \sum_{a\alpha} \chi_{a\alpha}^{nn'} u_{a\alpha}^{(\pm)} v_{a\alpha}^{(\pm)} \omega_i, \\ \mathcal{M}_{2(\pm\mp)}^{nn'} &= \sum_{a\alpha} \chi_{a\alpha}^{nn'} u_{a\alpha}^{(\pm)} v_{a\alpha}^{(\mp)} \epsilon_{a\alpha}, \end{aligned} \tag{23}$$

$$\mathcal{M}_3 = \begin{pmatrix} \mathcal{M}_{3+}^{nn'} & \mathcal{M}_{30}^{nn'} \\ \mathcal{M}_{30}^{nn'} & \mathcal{M}_{3-}^{nn'} \end{pmatrix}, \qquad \begin{aligned} \mathcal{M}_{3\pm}^{nn'} &= \sum_{a\alpha} \chi_{a\alpha}^{nn'} (v_{a\alpha}^{(\pm)})^2 \epsilon_{a\alpha}, \\ \mathcal{M}_{30}^{nn'} &= \sum_{a\alpha} \chi_{a\alpha}^{nn'} v_{a\alpha}^{(+)} v_{a\alpha}^{(-)} \omega_i, \end{aligned} \tag{24}$$

где

$$\chi_{a\alpha}^{nn'} = \sum_{n''} \frac{\kappa^{(n'n'')}}{\epsilon_{a\alpha}^2 - \omega_i^2} d_{a\alpha}^{(n'')} d_{a\alpha}^{(n)}. \tag{25}$$

Размерность матрицы не превосходит $(8N+4)\times(8N+4)$. Если не учитывать канал частица–частица, то система уравнений (15) заметно упрощается до размерности матрицы $(4N+4)\times(4N+4)$. Отключение тензорного взаимодействия позволяет свести размерность матрицы до $4N\times4N$. Сепарабельная аппроксимация с $N=45$ применима для описания свойств как низкоэнергетической части спектра, так и гигантских резонансов [9, 14].

Применяя основы квазичастично-фононной модели (КФМ) [6,25], волновые функции состояний 1^+ дочернего ядра записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов [13]:

$$\Psi_\nu(JM) = \\ = \left(\sum_i R_i(J\nu)Q^+_{JMi} + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu)\left[Q^+_{\lambda_1\mu_1 i_1}\bar{Q}^+_{\lambda_2\mu_2 i_2}\right]_{JM}\right)|0\rangle. \quad (26)$$

Однофононные возбуждения родительского ядра, имеющие энергии $\bar{\omega}_{\lambda i}$, генерируются действием $\bar{Q}^+_{\lambda\mu i}|0\rangle$ [9]. Используя вариационный принцип, можно получить систему линейных уравнений относительно амплитуд $R_i(J\nu)$ и $P^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu)$:

$$(\omega_{Ji} - \Omega_\nu)R_i(J\nu) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji)P^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu) = 0, \quad (27)$$

$$(\omega_{\lambda_1 i_1} + \bar{\omega}_{\lambda_2 i_2} - \Omega_\nu)P^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu) + \sum_i U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji)R_i(J\nu) = 0. \quad (28)$$

Матричные элементы $U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji)$ соответствуют взаимодействию между одно- и двухфононными конфигурациями. Уравнения (27) и (28) имеют такой же вид, как в КФМ [6, 25], но в описанном методе однофононные спектры и матричные элементы $U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji)$ рассчитываются с силами Скирма. При изучении влияния фрагментации состояний 1^+, найденных в ПСФ, важно учесть двухфононные конфигурации $[1^+_i\otimes\lambda^+_{i'}]$, т. е. построенные с монопольными и квадрупольными возбуждениями родительского ядра [13].

В приближении разрешенных переходов период β^--распада вычисляется как сумма вероятностей (в единицах $G_A^2/4\pi$) энергетически разрешенных переходов ($E_k^{\mathrm{GT}} \leqslant Q_\beta$)

$$T^{-1}_{1/2} = \sum_k \lambda^k_{if} = D^{-1}\left(\frac{G_A}{G_V}\right)^2 \sum_k f_0(Z+1, A, E_k^{\mathrm{GT}})B(\mathrm{GT})_k, \quad (29)$$

где λ^k_{if} — парциальная скорость β^--распада; $G_A/G_V = 1{,}25$ — отношение констант аксиально-векторного и векторного взаимодействий, константа

$D = 6147$ с [26]. Интегральный фазовый объем лептонов

$$f_0(Z+1,A,E) = \int\limits_1^{\frac{E}{m_ec^2}+1} dWpW\left(\frac{E}{m_ec^2}+1-W\right)^2 \times \\ \times \mathcal{F}_0(Z+1,A,W)C_\beta(W), \quad (30)$$

где W — энергия электрона в единицах m_ec^2 и его импульс p. Функция $C_\beta(W)$ — поправочный формфактор. Функция Ферми $\mathcal{F}_0(Z+1,A,W)$ с учетом эффекта кулоновского экранирования электронов и релятивистских поправок за счет конечных размеров ядра можно представить в виде [27, 28]

$$\mathcal{F}_0(Z+1,A,W) = 2(1+\gamma_1)(2pR)^{2(\gamma_1-1)}\mathrm{e}^{\pi y}\frac{|\Gamma(\gamma_1+iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma_1+1)]^2}. \quad (31)$$

Здесь $\gamma_1 = \sqrt{1-(\alpha(Z+1))^2}$, $y = \alpha(Z+1)W/p$, R — радиус дочернего ядра, а $\alpha = 1/137{,}036$ — постоянная тонкой структуры.

Следуя [29], энергию ГТ-перехода можно записать в виде

$$E_k^{\mathrm{GT}} = Q_\beta - E_{1_k^+}. \quad (32)$$

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

$$E_{1_k^+} \approx E_k - E_{\mathrm{2QP,lowest}}, \quad (33)$$

где E_k — собственные значения системы линейных уравнений (27), (28); $E_{\mathrm{2QP,lowest}}$ — нижайшая двухквазичастичная энергия. Стоит отметить, что угловой момент и четность нижайшей двухквазичастичной конфигурации в общем случае отличается от 1^+. Используя волновые функции (26), определяем приведенные вероятности ГТ-переходов в случае оператора $\hat{O}_- = \sum\limits_{i,m} t_-(i)\sigma_m(i)$:

$$B(\mathrm{GT})_k = \left|\langle N-1, Z+1; 1_k^+|\hat{O}^-|N, Z; 0_{\mathrm{gs}}^+\rangle\right|^2. \quad (34)$$

Одновременный учет тензорных корреляций и эффектов связи $1p{-}1h$- и $2p{-}2h$-конфигураций позволяет не использовать эффективный фактор подавления силы ГТ-переходов [30].

В силу различных временных масштабов бета-распада и последующей эмиссии нейтронов мы предполагаем статистическую независимость этих двух процессов. В этом случае вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов P_{xn}, сопутствующей бета-распаду на возбужденные состояния в дочернем ядре, может быть рассчитана следующим образом [31]:

$$P_{xn} = T_{1/2} D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V}\right)^2 \sum_{k'} f_0(Z+1, A, E_{k'}^{\mathrm{GT}}) B(\mathrm{GT})_{k'}, \qquad (35)$$

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} $Q_{\beta 2n} \leqslant E_{k'}^{\mathrm{GT}} \leqslant Q_{\beta n}$, тогда как для P_{2n} $E_{k'}^{\mathrm{GT}} \leqslant Q_{\beta 2n}$. Так как мы пренебрегаем γ-переходами на основное состояние в дочернем ядре, наблюдается некоторая переоценка значений P_{xn} [32].

В данной работе на базе эффективных сил Скирма показана схема расчетов мультинейтронной эмиссии P_{xn} запаздывающих нейтронов при бета-распаде нейтронно-избыточных ядер. Связь сложных конфигураций учитывается при одновременном учете центрального и тензорного остаточного взаимодействия в каналах частица–дырка и частица–частица. Сепарабельная аппроксимация сил Скирма дает возможность существенно сократить размер матриц, которые необходимо диагонализовать, что позволяет проводить расчеты в больших конфигурационных пространствах. В дальнейшем планируется в рамках этого подхода оценить влияние γ-девозбуждения на величину P_{xn}.

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. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. *Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V. V.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204.
8. *Severyukhin A. P. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 034304.
9. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 024322.
10. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 397.
11. *Беляев С. Т.* // ЯФ. 1966. Т. 4. С. 936.
12. *Соловьев В. Г.* Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971.

13. *Severyukhin A. P. et al.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 044320.
14. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* // Prog. Theor. Phys. 2012. V. 128. P. 489.
15. *Severyukhin A. P., Sagawa H.* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2013. V. 2013. P. 103D03.
16. *Stancu F., Brink D. M., Flocard H.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 68. P. 108.
17. *Colò G. et al.* // Phys. Lett. B. 2007. V. 646. P. 227; Phys. Lett. B. 2008. V. 668. P. 457(E).
18. *Lesinski T. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 014312.
19. *Blaizot J. P., Gogny D.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 284. P. 429.
20. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* // ЭЧАЯ. 1981. V. 12. P. 1324.
21. *Nguyen Van Giai, Sagawa H.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 106. P. 379.
22. Справочник по специальным функциям: Пер. с англ. / Под ред. М. Абрамовича и И. Стиган. М.: Наука, 1979.
23. *Bai C. L. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 041301(R).
24. *Северюхин А. П., Сушенок Е. О.* // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 725.
25. *Kuzmin V. A., Soloviev V. G.* // J. Phys. G. 1984. V. 10. P. 1507.
26. *Suhonen J.* From Nucleons to Nucleus. Berlin: Springer-Verlag, 2007.
27. *Cuenca-García J. J. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 34. P. 99.
28. *Borzov I. N. et al.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 814. P. 159.
29. *Engel J. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014302.
30. *Bertsch G. F., Hamamoto I.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 1323.
31. *Pappas A. C., Sverdrup T.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 48.
32. *Borzov I. N.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 065801.

Получено 7 ноября 2016 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 22.12.2016.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 0,81. Уч.-изд. л. 0,98. Тираж 245 экз. Заказ № 58987.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/