

РОЛЬ ТЕНЗОРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОПИСАНИИ ЭМИССИИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ В НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ

© 2018 г. Е. О. Сушенок^{1),2)*}, А. П. Северюхин^{1),2)**},
Н. Н. Арсеньев^{1)***}, И. Н. Борзов^{3),1)****}

Поступила в редакцию 02.08.2017 г.

Энергетический функционал плотности Скимра с учетом тензорного взаимодействия использован для микроскопического описания мультинейтронной эмиссии запаздывающих нейтронов, сопровождающей β -распад четно-четных нейтронно-избыточных изотопов никеля с массовыми числами $A = 74-80$. Расчеты выполнены в квазичастичном приближении случайных фаз с учетом двухфононных компонент волновой функции состояний дочернего ядра. В работе также исследованы свойства нижайшего квадрупольного возбуждения $^{74,76,78,80}\text{Ni}$. Показано, что ослабление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к существенному замедлению β -распада и увеличению вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов.

DOI: 10.7868/S004400271801021X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования структуры нейтронно-избыточных ядер представляют одно из наиболее актуальных направлений ядерной физики низких энергий. Сильная нейтрон-протонная асимметрия ядра, перегруженного нейтронами, может приводить к появлению новых подоболочек и даже к изменению магических чисел, что сказывается на его β -распадных свойствах. Эффекты перестройки оболочек представляют огромный интерес для современных программ экспериментальных исследований β -распада и запаздывающей нейтронной эмиссии ядер [1], расположенных в областях ядерной карты, близких к предполагаемым траекториям астрофизического процесса быстрого нуклеосинтеза (r -процесса). Эти исследования, прежде всего, призваны уточнить наши представления о характеристиках β -распада ядер вблизи нейтронных оболочек $N = 50, 82, 126$. Они в значительной степени ответственны за пики в кривой распространности элементов $A = 80, 130, 195$, известные из наблюдательных данных по метеоритам и звездам

с пониженным отношением Fe/H (low-metallicity stars) [2]. Интерес к нуклидам вблизи оболочек $Z = 28, N = 50$, кроме традиционных исследований дважды магического ядра ^{78}Ni , обусловлен также представлениями о возможном существовании так называемого слабого r -процесса, ответственного за образование элементов в области пика $A = 80$ [3]. Его механизм отличается от “основного” r -процесса, реализующегося для нуклидов $A > 120$. Поскольку проблема возможных сценариев r -процесса пока далека от своего разрешения, уточнение β -распадных данных в этой области ядерной карты весьма актуально.

Одним из основных подходов к описанию зарядово-обменных ядерных возбуждений и β -распада является квазичастичное приближение случайных фаз (ПСФ) с эффективными силами Скимра (см., например, [4–7]). Такие расчеты не требуют введения новых параметров, так как остаточное взаимодействие получено самосогласованным образом с тем же самым функционалом плотности энергии, что и среднее поле. Данные по β -распаду и эмиссии запаздывающих нейтронов зачастую являются единственным источником информации об их β -силовой функции [8, 9]. Интерес к полумагическим изотопам (Ni, Sn) обусловлен тем, что описание их β -распада представляет определенные трудности для современных квазичастичных ПСФ-моделей [10]. В частности, описание вкладов периодов первого запрета в полные времена жизни для ядер с числом протонов

¹⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

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

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

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

****E-mail: ibor48@mail.ru

$Z = 28, 50$ в работе [10] противоречит экспериментальным схемам β -распада [11].

Учет тензорного нуклон-нуклонного взаимодействия оказывает существенное влияние на гамовтеллеровские (ГТ) переходы в окне β -распада [12]. Изучение процесса мультинейтронной эмиссии, сопровождающего β -распад атомных ядер, требует также учета связи простых частично-дырочных конфигураций с более сложными (двухфононными) конфигурациями [13]. Это делает необходимым расчет в большом конфигурационном пространстве. Сепарабельзация остаточного взаимодействия Скирма позволяет обойти эту трудность и проводить вычисления независимо от конфигурационного пространства [14–16].

Целью настоящей работы является изучение влияния тензорных корреляций на вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов, сопровождающей β -распад $^{74,76,78,80}\text{Ni}$. В работе [17] предложен набор из 36 параметризаций взаимодействия Скирма TJJ , различающихся вкладом тензорного взаимодействия. В приведенных ниже формулах (1)–(3) индексы I и J обозначают целые числа от 1 до 6, которые определяются так, чтобы зафиксировать вклады тензорных членов в спинорбитальный потенциал:

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

$$\alpha = 60(J - 2) [\text{МэВ Фм}^5], \quad (2)$$

$$\beta = 60(I - 2) [\text{МэВ Фм}^5], \quad (3)$$

где ρ_q, J_q ($q = n, p$) — плотность нуклонов и спинорбитальная плотность нуклонов. Отметим, что параметр β ответствен за силу нейтрон-протонного тензорного взаимодействия. Так как для правильного описания энергии ГТ-резонанса необходимо отталкивающее центральное спин-изоспиновое взаимодействие [18], мы отобрали те параметризации TJJ , для которых выполняется условие $G'_0 \geq 0.1$ [19]. В настоящей работе мы используем две параметризации: T43 и T45, которые соответствуют сильным ($\beta/\alpha = 2.0$) и сравнительно слабым ($\beta/\alpha = 0.7$) нейтрон-протонным тензорным взаимодействиям (относительно нейтрон-нейтронных и протон-протонных тензорных сил).

2. МЕТОД

Детальное изложение метода для описания фрагментации ГТ-переходов β -распада нейтронно-избыточного ядра можно найти в работах [13,

20, 21]. Среднее поле определяется решением уравнений Хартри–Фока (ХФ) с силами Скирма. Спаривание трактуется в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) с контактным взаимодействием:

$$V_{T=1}^{(\text{pp})}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_0 \left(\frac{1 - P_\sigma}{2} \right) \left(1 - \eta \frac{\rho(r_1)}{\rho_0} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (4)$$

$$V_{T=0}^{(\text{pp})}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = f V_0 \left(\frac{1 + P_\sigma}{2} \right) \left(1 - \eta \frac{\rho(r_1)}{\rho_0} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (5)$$

где P_σ — спиново-обменный оператор; $\rho(r_1)$ — нормальная плотность нуклонов; ρ_0 — плотность ядерной материи. Величина f определяет отношение силовых параметров $T = 1$ и $T = 0$ взаимодействий в канале частица–частица. В настоящей работе мы используем $f = 1$, что соответствует реализации $SU(4)$ -симметрии [22], а также выбираем объемное спаривательное взаимодействие ($\eta = 0$). Параметр $V_0 = -270$ МэВ Фм³ фиксируется так, чтобы воспроизвести разницу масс соседних нечетных и четно-четных ядер в области ^{78}Ni [23, 24]. При $N \gg Z$ взаимодействие (5) несущественно [25]. Одночастичный континуум дискретизуется посредством диагонализации гамильтониана ХФ на базисе волновых функций гармонического осциллятора. При проведении расчетов мы учитываем одночастичный континуум до 100 МэВ. Такой учет одночастичного континуума позволяет полностью исчерпать правило сумм Икеды, $S_- - S_+ = 3(N - Z)$.

В подходе ПСФ волновые функции однофононных состояний являются суперпозицией двухквaziчастичных конфигураций. В настоящей работе нами учтены остаточные взаимодействия в каналах частица–дырка и частица–частица. Эффективное взаимодействие в канале частица–дырка получено как вторая производная функционала плотности энергии по нормальной плотности нуклонов. Спаривательное взаимодействие в канале частица–частица ($T = 1$) получено как вторая производная функционала плотности энергии по парной плотности нуклонов. Эффективное взаимодействие в канале частица–частица ($T = 0$) выбрано в той же форме, что и спаривательное взаимодействие ($T = 1$). Диагонализовав гамильтониан в пространстве однофононных состояний, можно получить систему линейных уравнений ПСФ для нахождения фононных амплитуд и энергий однофононных состояний [26, 27]. Хорошо известно, что сепарабельный вид остаточного взаимодействия позволяет найти энергии ПСФ как решение относительно простого секулярного уравнения [27], и

в случае взаимодействия Скирма эта процедура была впервые предложена в работе [14]. В работах [15, 16, 21] для описания гамов-теллеровских и спин-дипольных зарядово-обменных состояний продемонстрирована применимость сепарабельной аппроксимации центрального и тензорного взаимодействий Скирма как в канале частица–дырка, так и в канале частица–частица.

Для учета сложных конфигураций волновые функции 1^+ -состояний дочернего ядра $(N - 1, Z + 1)$ записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов [27, 28]:

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left(\sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) \left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \bar{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{JM} \right) |0\rangle, \quad (6)$$

где индекс λ обозначает угловой момент, а μ — его z -проекция в лабораторной системе координат. Гамов-теллеровские возбуждения генерируются действием оператора $Q_{\lambda\mu i}^+ |0\rangle$, тогда как $\bar{Q}_{\lambda\mu i}^+ |0\rangle$ — однофононные возбуждения родительского ядра. Используя вариационный принцип, можно получить систему линейных уравнений относительно амплитуд $R_i(\lambda\nu)$ и $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$ [20], которые имеют такой же вид, как в квазичастично-фононной модели [27, 28], но в описанном методе одночастичный спектр и параметры остаточного взаимодействия рассчитываются с силами Скирма [20]. При изучении влияния фрагментации состояний 1^+ , найденных в ПСФ, важно учесть двухфононные конфигурации $[1_i^+ \otimes 2_{i'}^+]$, т.е. построенные с квадрупольными возбуждениями родительского ядра (N, Z) [13, 20]. При построении волновой функции состояний 1^+ в окне β -распада учитывались одно- и двухфононные состояния до 19 МэВ. Одновременный учет тензорных корреляций и эффектов связи $1p-1h$ - и $2p-2h$ -конфигураций позволяет нам не использовать эффективный фактор подавления силы ГТ-переходов [29].

Используя приближение разрешенных переходов, период полураспада для процесса β -распада вычисляется как сумма вероятностей ГТ-переходов (в единицах $G_A^2/4\pi$) с весом в виде функции Ферми [30]:

$$T_{1/2}^{-1} = \sum_k \lambda_{if}^k = D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \times \sum_k f_0(Z + 1, A, E_k^{\text{GT}}) B(\text{GT})_k. \quad (7)$$

Здесь $D = 6147$ с и $G_A/G_V = 1.25$; $E_k^{\text{GT}} = Q_{\beta} - E_{1_k^+}$ — энергия ГТ-переходов. Энергии возбужденных состояний 1_k^+ в дочернем ядре $E_{1_k^+}$ отсчитываются от нижней двухквазичастичной энергии. Скорости β -распада обозначены как λ_{if}^k . Волновые функции (6) позволяют найти вероятности ГТ-переходов $B(\text{GT})_k$. Величина энерговыделения β -распада определяется следующим образом:

$$Q_{\beta} = \Delta M_{n-H} + B(Z + 1, N - 1) - B(Z, N), \quad (8)$$

где $\Delta M = 0.782$ МэВ — разность масс нейтрона и атома водорода; $B(Z + 1, N - 1)$ и $B(Z, N)$ — энергии связи дочернего и родительского ядра соответственно.

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

$$P_{xn} = T_{1/2} D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \times \sum_{k'} f_0(Z + 1, A, E_{k'}^{\text{GT}}) B(\text{GT})_{k'}. \quad (9)$$

Окно эмиссии запаздывающих нейтронов определяется величиной $Q_{\beta xn} \equiv Q_{\beta} - S_{xn}$, где $S_{xn} = B(Z + 1, N - 1) - B(Z + 1, N - 1 - X)$ — энергия отделения x нейтронов в дочернем ядре. В случае расчета вероятности эмиссии одного нейтрона окно эмиссии определяется как $Q_{\beta 2n} \leq E_{k'}^{\text{GT}} \leq Q_{\beta n}$, тогда как для двух нейтронов $E_{k'}^{\text{GT}} \leq Q_{\beta 2n}$.

3. СВОЙСТВА β -РАСПАДА НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ИЗОТОПОВ Ni

β -Распад нейтронно-избыточных ядер, удаленных от линии стабильности, может сопровождаться эмиссией одного или нескольких нейтронов. Это возможно, если энергия отрыва одного или нескольких нейтронов S_{xn} дочернего ядра $(N - 1, Z + 1)$ меньше величины энерговыделения Q_{β} . Как видно из рис. 1, результаты расчетов величин Q_{β} и энергии отрыва одного нейтрона S_n , выполненных с взаимодействиями Скирма T43 и T45, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и систематикой [32, 33], что оправдывает выбор данных параметризаций. Отметим различное поведение величин Q_{β} и S_n в зависимости от массового числа, а именно, увеличение энерговыделения β -распада в 1.8 раз от

^{74}Ni до ^{80}Ni и плавное уменьшение энергии S_n с ростом числа нейтронов. Рассчитанные характеристики хорошо воспроизводят пилообразное поведение энерговыделения и энергий отрыва нейтрона, которое наблюдается экспериментально. При этом заметно заполнение $N = 50$ оболочка: в случае ^{79}Ni ($N = 51$) отчетливо видно резкое увеличение энерговыделения, а также значительное уменьшение энергии отрыва нейтрона в ^{80}Cu ($N = 51$). Следует отметить, что для нечетно-нечетных и четно-нечетных ядер при решении уравнений БКШ учитывается хорошо известный эффект блокировки [34, 35]. В качестве примера рассмотрим расчеты, выполненные с параметризацией Т45. В случае $^{74,76,78}\text{Cu}$ блокируется нейтронная подоболочка $1g_{9/2}$, тогда как в ^{80}Cu начинает заполняться подоболочка $2d_{5/2}$. Она должна быть заблокирована, так же как и квазичастицы на протонных подоболочках $2p_{3/2}$ и $1f_{5/2}$ в $^{74,76}\text{Cu}$ и $^{78,80}\text{Cu}$ соответственно. Учет эффекта блокировки важен для правильного описания свойств основных состояний рассматриваемых изотопов меди [36].

В работе [20] показано, 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, что приводит к наибольшему значению энергии ГТ-перехода. Обсудим подробнее свойства нижайших состояний 2^+ в нейтронно-избыточных изотопах $^{74-80}\text{Ni}$. Результаты расчетов энергии и вероятности переходов на состояния 2_1^+ хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [37] и качественно описывают зависимость от массового числа. В случае ^{78}Ni энергия достигает максимального значения, что соответствует поведению энергии 2_1^+ -состояний вблизи замкнутых оболочек. Зависимость $B(E2, 0_{g.s}^+ \rightarrow 2_1^+)$ от массового числа A определяется вкладами нейтронных и протонных фоновых амплитуд [20, 23]. В случае параметризации Т45 нейтронные фоновые амплитуды доминируют во всех рассмотренных изотопах никеля, при этом вклад нейтронной конфигурации $\{1g_{9/2}, 1g_{9/2}\}$ уменьшается с 82% для ^{74}Ni до 70% для ^{78}Ni при заполнении нейтронной подоболочки $1g_{9/2}$. Нейтронная двухквазичастичная конфигурация $\{2d_{5/2}, 2d_{5/2}\}$ исчерпывает около 92% нормировки волновой функции первого квадрупольного состояния ^{80}Ni . При этом вклад протонных конфигураций составляет менее 2%, что ведет к уменьшению приведенной вероятности $E2$ -перехода. Усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия в случае Т43 незначительно изменяет

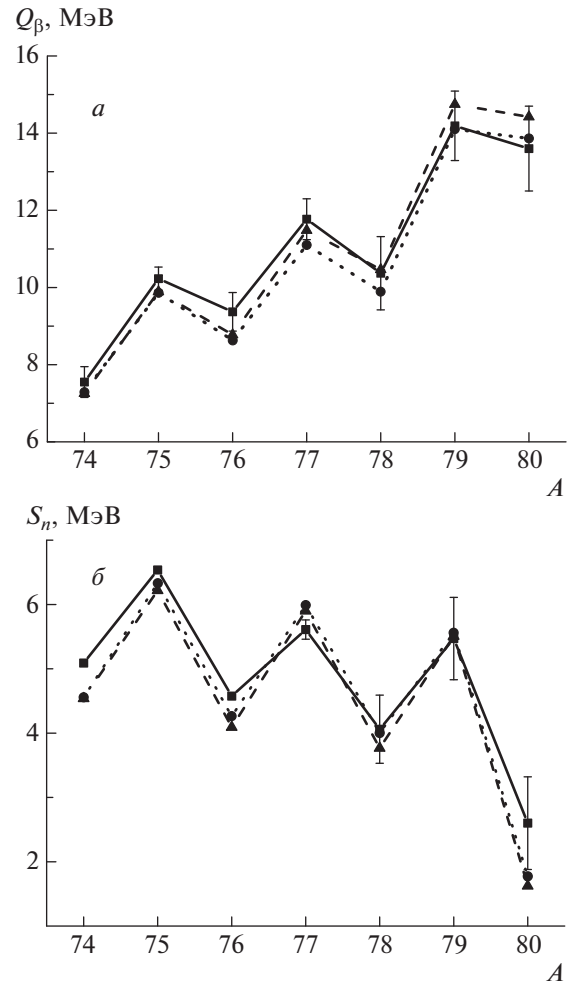


Рис. 1. Рассчитанные энерговыделения β -распада Q_β $^{74-80}\text{Ni}$ (а) и энергии отрыва одного нейтрона S_n в случае $^{74-80}\text{Cu}$ (б). Штриховая линия — результаты, полученные с силами Скирма Т45, пунктирная линия — с силами Скирма Т43, сплошная линия соответствует экспериментальным значениям [32].

вклады доминирующих конфигураций, но качественно структура состояния 2_1^+ остается неизменной. Переоценка энергии в нашем расчете (рис. 2) показывает необходимость учета взаимодействия между одно- и двухфоновыми конфигурациями волновой функции квадрупольных состояний [24].

Изменение периодов β -распада в цепочке изотопов Ni продемонстрировано в таблице. Видно, что результаты, полученные с взаимодействием Т45, на качественном уровне воспроизводят поведение экспериментально известных периодов $^{74-80}\text{Ni}$ при увеличении числа нейтронов. Отметим, что наибольший вклад в период полураспада дает ГТ-переход на состояние 1_1^+ . Например, в случае β -распада ^{76}Ni вклад данного ГТ-перехода составляет около 89%. Вол-

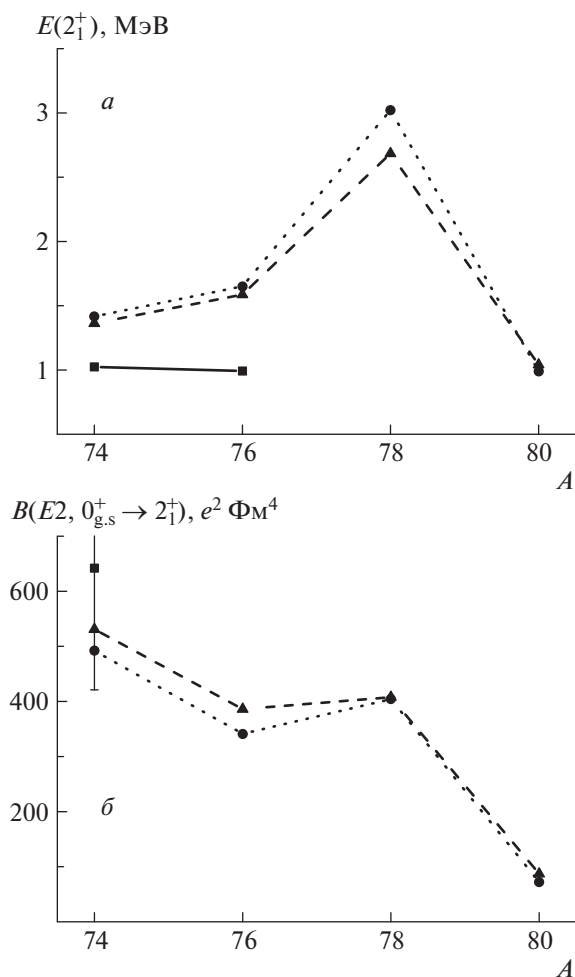


Рис. 2. Энергии $E_{2_1^+}$ (а) и приведенные вероятности $B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ (б) в случае $^{74,76,78,80}\text{Ni}$, рассчитанные с силами Скирма Т43 и Т45. Обозначения те же, что и на рис. 1. Экспериментальные данные взяты из работы [37].

новая функция состояния 1_1^+ состоит из двух-квазичастичной конфигурации $\{\pi 2p_{3/2}, \nu 2p_{1/2}\}$ на 98%. Вклад четырехквазичастичной конфигурации $\{\pi 2p_{3/2}\nu 2p_{1/2}\nu 1g_{9/2}\nu 1g_{9/2}\}$ составляет 13%. В случае Т43 более сильное нейтрон-протонное взаимодействие приводит к увеличению на 800 кэВ энергии рассматриваемого ГТ-перехода и ускорению β -распада в 8 раз. Аналогичную тенденцию можно отметить для всех рассмотренных изотопов.

Влияние тензорного взаимодействия на вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов также представлено в таблице. Для β -распада $^{74,76}\text{Ni}$ наши расчеты с взаимодействиями Т43 и Т45 дают близкие значения P_{1n} . Для ядра ^{76}Ni хорошо описывается экспериментальная вероятность однеитронной запаздывающей эмиссии $P_{1n} = (14.0 \pm 3.6\%)$ [33]. Однако, как видно из рис. 3,

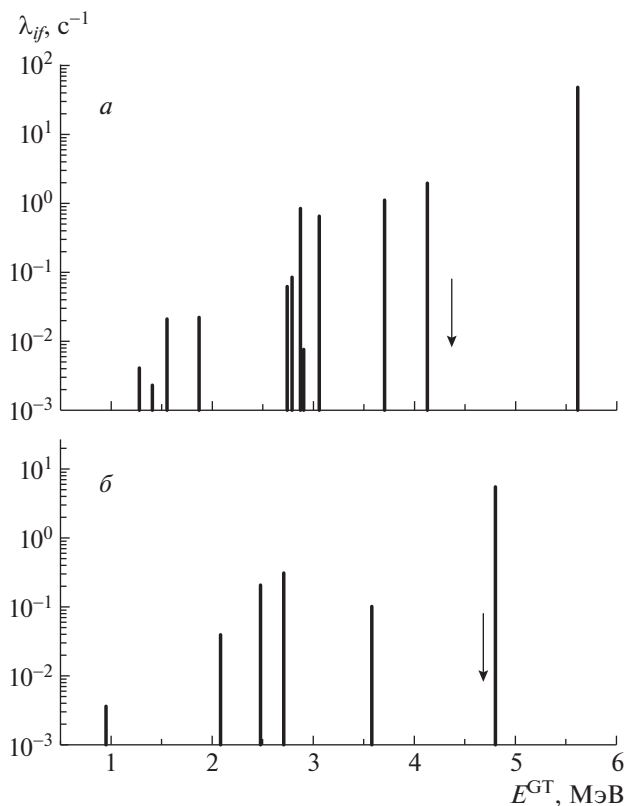


Рис. 3. Скорости β -распада ^{76}Ni , рассчитанные с взаимодействием Скирма Т43 (а) и Т45 (б). Стрелкой обозначена величина $Q_{\beta n}$.

распределения скоростей β -распада в ^{76}Ni при этом довольно существенно различаются. Отметим, что в случае Т45 возрастает число состояний с $\lambda < 10^{-3} \text{ c}^{-1}$. Ослабление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия ведет к замедлению β -распада, но вероятность эмиссии нейтрона остается той же.

С увеличением числа нейтронов усиление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия может кардинальным образом изменить ситуацию. Так, для ^{78}Ni расчеты с взаимодействием Скирма Т45 предсказывают 100%-ную эмиссию одного запаздывающего нейтрона, так как практически весь спектр гамов-теллеровских состояний находится в окне эмиссии $Q_{\beta n}$ (см. рис. 4б). Перераспределение силы ГТ-переходов вследствие более сильных нейтрон-протонных тензорных корреляций, что соответствует нашему расчету с силами Т43 (см. рис. 4а), приводит к значительному уменьшению вероятности нейтронной эмиссии. Эффекты заполнения новой оболочки сверх $N = 50$ также влияют на вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов. Резкое уменьшение энергии отрыва одного и двух нейтронов, а также увеличение энерговыделения (см. рис. 1) в случае сил Скирма

Периоды β -распада $T_{1/2}$ и вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов P_{1n} и P_{2n} для ядер $^{74,76,78,80}\text{Ni}$, рассчитанные с силами Скимра Т43 и Т45, в сравнении с экспериментальными данными [33]

A	Т43			Т45			Эксперимент [33]		
	$T_{1/2}, 10^{-3} \text{ с}$	$P_{1n}, \%$	$P_{2n}, \%$	$T_{1/2}, 10^{-3} \text{ с}$	$P_{1n}, \%$	$P_{2n}, \%$	$T_{1/2}, 10^{-3} \text{ с}$	$P_{1n}, \%$	$P_{2n}, \%$
74	40	1	0	281	3	0	507.7 ± 46	—	—
76	19	9	0	162	11	0	234.6 ± 27	14 ± 3.6	—
78	10	12	0	115	100	0	122.2 ± 51	—	—
80	4	80	19	40	0	94	24 ± 21	—	—

Т43 делает более вероятной эмиссию одного нейтрона (80%) для ^{80}Ni (рис. 5а). Ослабление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к сильному сдвигу спектра энергий ГТ-переходов в низкоэнергетическую область. По этой причине в результате наших расчетов с силами Т45 в окне эмиссии одного нейтрона отсутствуют сильные гамма-теллеровские состояния (рис. 5б), и вероятность данного процесса практически равна нулю. Таким образом, в случае сил Скимра Т45

более вероятной оказывается двухнейтронная эмиссия (94%). Подобное большое расхождение в результатах расчетов объясняется сильной чувствительностью вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов к свойствам β -силовой функции.

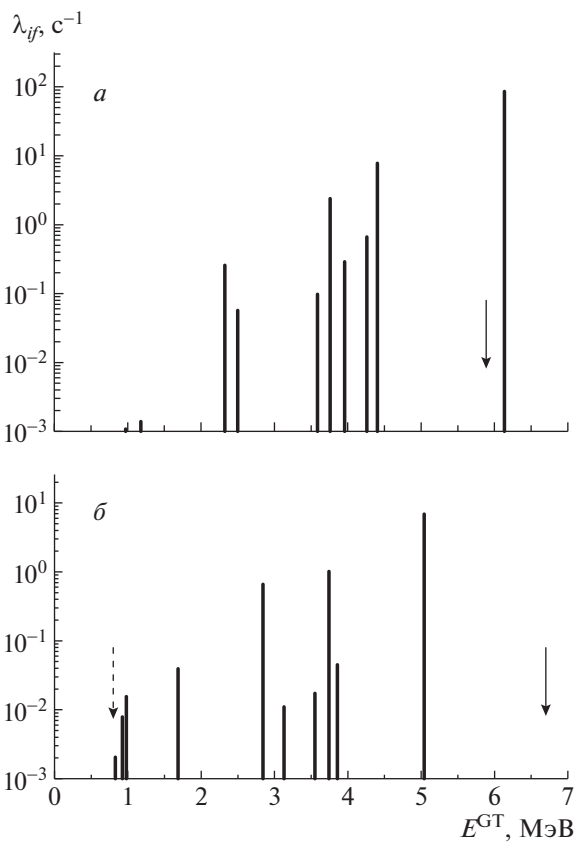


Рис. 4. Скорости β -распада ^{78}Ni , рассчитанные с взаимодействием Скимра Т43 (а) и Т45 (б). Сплошной стрелкой обозначена величина $Q_{\beta n}$, штриховой — величина $Q_{\beta 2n}$.

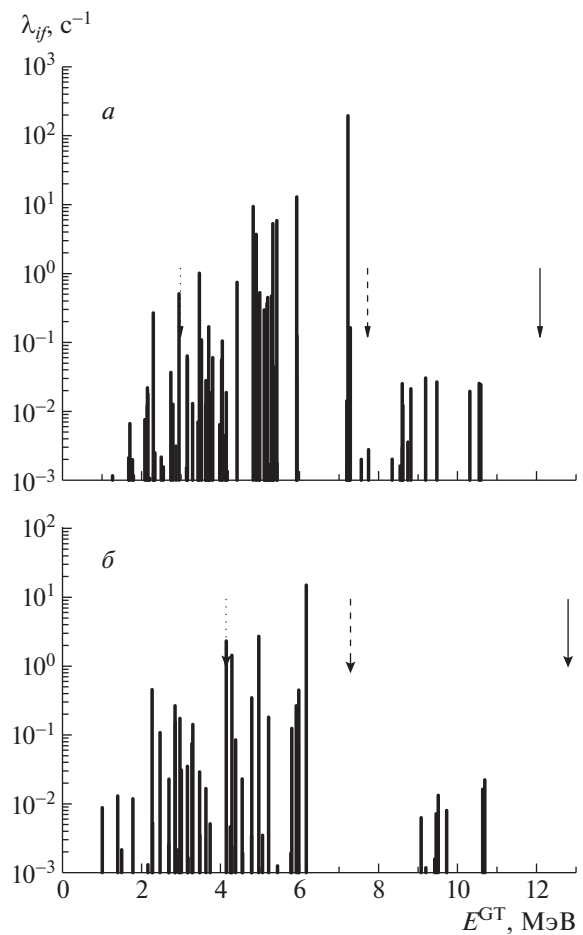


Рис. 5. Скорости β -распада ^{80}Ni , рассчитанные с взаимодействием Скимра Т43 (а) и Т45 (б). Сплошной стрелкой обозначена величина $Q_{\beta n}$, штриховой — величина $Q_{\beta 2n}$, пунктирная стрелка соответствует $Q_{\beta 3n}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

β -Распадные характеристики нейтронно-избыточных изотопов Ni рассчитаны в модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с фононами и эффективное взаимодействие в канале частица—частица. Особое внимание уделено изучению влияния тензорных корреляций на скорости β -распада и вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов на примере нейтронно-избыточных изотопов Ni. С этой целью были выбраны две параметризации взаимодействия Скирма T43 и T45 с сильным и слабым нейтрон-протонными тензорными членами соответственно. Скорости β -распада рассчитаны в рамках квазичастичного приближения случайных фаз с учетом связи одно- и двухфононных компонент волновой функции состояния 1^+ дочернего ядра. Показано, что с ростом числа нейтронов ослабление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия приводит к заметному замедлению β -распада, что дает неплохое описание вероятности нейтронной эмиссии, сопровождающей β -распад ^{76}Ni . Также предсказано появление эмиссии запаздывающих нейтронов как в случае изотопа ^{74}Ni , так и для более тяжелых изотопов $^{78,80}\text{Ni}$.

Конкуренция указанных выше механизмов существенно влияет на распределение силы ГТ-переходов, особенно в области энергий выше порога мультинейтронной эмиссии. Систематические исследования ГТ-силовых функций в области континуума, использующие $(\beta\gamma, n)$ - и $(\beta, n\gamma)$ -совпадения, только начинаются [38, 39]. В связи с этим важно отметить, что роль квазичастично-фононного взаимодействия состоит не только в перераспределении силы ГТ-переходов, но и в усложнении структуры возбуждений. Это может приводить к ряду интересных новых эффектов. Так, существование двухфононных состояний, связанных большими матричными элементами в каналах как γ -распада, так и нейтронного распада, может существенно изменить характер конкуренции β -распада и (n, γ) -захвата [40]. Отмеченный эффект важен для моделирования финальной стадии r -процесса, на которой дополнительный поток нейтронов обеспечивается за счет эмиссии запаздывающих нейтронов, а результирующая распространенность элементов определяется конкуренцией процессов β -распада и нейтронного захвата.

Работа выполнена в рамках гранта РНФ № 16-12-10161.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Z. Y. Xu, S. Nishimura, G. Lorusso, F. Browne, P. Doornenbal, G. Gey, H.-S. Jung, Z. Li, M. Niikura, P.-A. Söderström, T. Sumikama, J. Taprogge, Zs. Vajta, H. Watanabe, J. Wu, A. Yagi, K. Yoshinaga, H. Baba, S. Franchoo, T. Isobe, P. R. John, I. Kojouharov, S. Kubono, N. Kurz, I. Matea, K. Matsui, D. Mengoni, P. Morfouace, D. R. Napoli, F. Naqvi, H. Nishibata, A. Odahara, E. Şahin, H. Sakurai, H. Schaffner, I. G. Stefan, D. Suzuki, R. Taniuchi, and V. Werner, Phys. Rev. Lett. **113**, 032505 (2014).
- M. Arnould, S. Goriely, and K. Takahashi, Phys. Rept. **450**, 97 (2007).
- A. Arcones and G. Martínez-Pinedo, Phys. Rev. C **83**, 045809 (2011).
- J. Engel, M. Bender, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, and R. Surman, Phys. Rev. C **60**, 014302 (1999).
- M. Bender, J. Dobaczewski, J. Engel, and W. Nazarewicz, Phys. Rev. C **65**, 054322 (2002).
- S. Fracasso and G. Colò, Phys. Rev. C **76**, 044307 (2007).
- C. L. Bai, H. Sagawa, H. Q. Zhang, X. Z. Zhang, G. Colò, and F. R. Xu, Phys. Lett. B **675**, 28 (2009).
- I. N. Borzov, Phys. Rev. C **71**, 065801 (2005).
- I. N. Borzov, EPJ Web Conf. **107**, 06002 (2016).
- T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, Phys. Rev. C **93**, 025805 (2016).
- National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov>
- F. Minato and C. L. Bai, Phys. Rev. Lett. **110**, 122501 (2013).
- A. P. Severyukhin, N. N. Arsenyev, I. N. Borzov, and E. O. Sushenok, Phys. Rev. C **95**, 034314 (2017).
- Nguyen Van Giai, Ch. Stoyanov, and V. V. Voronov, Phys. Rev. C **57**, 1204 (1998).
- A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, and Nguyen Van Giai, Prog. Theor. Phys. **128**, 489 (2012).
- A. P. Severyukhin and H. Sagawa, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 103D03 (2013).
- T. Lesinski, M. Bender, K. Bennaceur, T. Duguet, and J. Meyer, Phys. Rev. C **76**, 014312 (2007).
- А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983).
- А. П. Северюхин, Е. О. Сушенок, ЯФ **78**, 725 (2015) [Phys. Atom. Nucl. **78**, 680 (2015)].
- A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, I. N. Borzov, N. N. Arsenyev, and Nguyen Van Giai, Phys. Rev. C **90**, 044320 (2014).
- Е. О. Сушенок, А. П. Северюхин, Н. Н. Арсеньев, И. Н. Борзов, Препринт № Р4-2016-77, ОИЯИ (2016).
- Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютостанский, ЭЧАЯ **12**, 1324 (1981).
- A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, and Nguyen Van Giai, Phys. Rev. C **77**, 024322 (2008).
- A. P. Severyukhin, N. N. Arsenyev, and N. Pietralla, Phys. Rev. C **86**, 024311 (2012).
- В. Г. Соловьев, *Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер* (Госатомиздат, Москва, 1963).
- J. Terasaki, J. Engel, M. Bender, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, and M. Stoitsov, Phys. Rev. C **71**, 034310 (2005).

27. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: квази-частицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
28. V. A. Kuzmin and V. G. Soloviev, *J. Phys. G* **10**, 1507 (1984).
29. G. F. Bertsch and I. Hamamoto, *Phys. Rev. C* **26**, 1323 (1982).
30. J. Suhonen, *From Nucleons to Nucleus* (Springer-Verlag, Berlin, 2007).
31. A. C. Pappas and T. Sverdrup, *Nucl. Phys. A* **188**, 48 (1972).
32. M. Wang, G. Audi, A. H. Wapstra, F. G. Kondev, M. MacCormick, X. Xu, and B. Pfeiffer, *Chin. Phys. C* **36**, 1603 (2012).
33. M. Birch, B. Singh, I. Dillmann, D. Abriola, T. D. Johnson, E. A. McCutchan, and A. A. Sonzogni, *Nuclear Data Sheets* **128**, 131 (2015).
34. V. G. Soloviev, *Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Skr.* **1**, No. 11 (1961).
35. P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem* (Springer, Berlin, 1980).
36. E. O. Sushenok and A. P. Severyukhin, *J. Phys. Conf. Ser.* **788**, 012046 (2017).
37. B. Pritychenko, M. Birch, B. Singh, and M. Horoi, *At. Data Nucl. Data Tables* **107**, 1 (2016).
38. M. F. Alshudifat, R. Grzywacz, M. Madurga, C. J. Gross, K. P. Rykaczewski, J. C. Batchelder, C. Bingham, I. N. Borzov, N. T. Brewer, L. Cartegni, A. Fijałkowska, J. H. Hamilton, J. K. Hwang, S. V. Ilyushkin, C. Jost, M. Karny, A. Korgul, W. Królas, S. H. Liu, C. Mazzocchi, A. J. Mendez II, K. Miernik, D. Miller, S. W. Padgett, S. V. Paulauskas, A. V. Ramayya, D. W. Stracener, R. Surman, J. A. Winger, M. Wolińska-Cichocka, and E. F. Zganjar, *Phys. Rev. C* **93**, 044325 (2016).
39. M. Madurga, S. V. Paulauskas, R. Grzywacz, D. Miller, D. W. Bardayan, J. C. Batchelder, N. T. Brewer, J. A. Cizewski, A. Fijałkowska, C. J. Gross, M. E. Howard, S. V. Ilyushkin, B. Manning, M. Matoš, A. J. Mendez II, K. Miernik, S. W. Padgett, W. A. Peters, B. C. Rasco, A. Ratkiewicz, K. P. Rykaczewski, D. W. Stracener, E. H. Wang, M. Wolińska-Cichocka, and E. F. Zganjar, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 092502 (2016).
40. A. Gottardo, D. Verney, I. Deloncle, S. Péru, C. Delafosse, S. Roccia, I. Matea, C. Sotty, C. Andreoiu, C. Costache, M.-C. Delattre, A. Etilé, S. Franchoo, C. Gaulard, J. Guillot, F. Ibrahim, M. Lebois, M. MacCormick, N. Marginean, R. Marginean, M. Martini, C. Mihai, I. Mitu, L. Olivier, C. Portail, L. Qi, B. Roussière, L. Stan, D. Testov, J. Wilson, and D. T. Yordanov, *Phys. Lett. B* **772**, 359 (2017).

THE IMPACT OF THE TENSOR INTERACTION ON THE β -DELAYED NEUTRON EMISSION OF THE NEUTRON-RICH Ni ISOTOPES

E. O. Sushenok, A. P. Severyukhin, N. N. Arsenyev, I. N. Borzov

The neutron emission of the β decay of $^{74,76,78,80}\text{Ni}$ is studied with the Skyrme interaction taking into account the tensor terms. Calculations are performed within the quasiparticle random-phase approximation. The coupling between one- and two-phonon terms in the wave functions of the low-energy 1^+ states of the daughter nuclei is taken into account. It is shown that the strength decrease of the neutron-proton tensor interaction leads to the substantial increase of the half-life and the neutron-emission probability.