

P4-2017-41

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

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

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Сушенок Е. О. и др.

P4-2017-41

Роль тензорного взаимодействия в описании эмиссии запаздывающих нейтронов в нейтронно-избыточных изотопах никеля

На основе сил Скирма с учетом тензорного взаимодействия дано микроскопическое описание вероятности 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 обсуждаются скорости β -распада и 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.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2017

Sushenok E. O. et al.

P4-2017-41

The Impact of the Tensor Interaction on the β -Delayed Neutron Emission of the Neutron-Rich Ni Isotopes

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.

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

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

ВВЕДЕНИЕ

Измерения и теоретические предсказания β -распадных характеристик ядер вблизи дважды магического ядра ^{78}Ni исключительно важны для решения проблемы r -процесса [1]. Эмиссия запаздывающих нейтронов зачастую является единственным источником информации об их β -силовой функции [2, 3]. При этом учет тензорного нуклон-нуклонного взаимодействия оказывает существенное влияние на гамов-теллеровские (ГТ) переходы в окне β -распада [4].

Одним из основных подходов описания зарядово-обменных ядерных возбуждений является квазичастичное приближение случайных фаз (ПСФ) с эффективными силами Скирма (см., например, [5–8]). 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 частично-дырочных конфигураций с более сложными (двухфононными) конфигурациями [9]. Это делает необходимым расчет в большом конфигурационном пространстве. Сепарабельзация остаточного взаимодействия Скирма позволяет обойти эту трудность и проводить вычисления независимо от конфигурационного пространства [10–12].

Целью данной работы является изучение влияния тензорных корреляций на вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов, сопровождающей β -распад $^{74,76,78,80}\text{Ni}$, и этим мотивирован выбор параметризаций из серии TIJ [13]. Индексы I и J обозначают целые числа от 1 до 6, которые определяются так, чтобы зафиксировать вклады тензорных членов в спин-орбитальный потенциал:

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

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

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

где ρ_q , J_q ($q = n, p$) — плотность нуклонов и спин-орбитальная 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 [14], мы отобрали те параметризации TIJ , для которых выполняется условие $G'_0 \geq 0,1$ [15]. В этой 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).

1. МЕТОД

Детальное изложение метода для описания фрагментации ГТ-переходов β -распада нейтронно-избыточного ядра можно найти в работах [9, 16, 17]. Среднее поле определяется решением уравнений Хартри–Фока (ХФ) с силами Скирма. Спаривание трактуется в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) с контактным взаимодействием:

$$\begin{aligned} V_{T=1}^{(pp)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= V_0 \left(\frac{1 - P_\sigma}{2} \right) \left(1 - \eta \frac{\rho(r_1)}{\rho_0} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \\ V_{T=0}^{(pp)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= f V_0 \left(\frac{1 + P_\sigma}{2} \right) \left(1 - \eta \frac{\rho(r_1)}{\rho_0} \right) \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \end{aligned} \quad (4)$$

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 этой работе мы используем $f = 1$, что соответствует реализации $SU(4)$ -симметрии [18], а также выбираем объемное спаривательное взаимодействие ($\eta = 0$). Параметр $V_0 = -270 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^3$ фиксируется так, чтобы воспроизвести разницу масс соседних нечетных и четно-четных ядер в области ^{78}Ni [19, 20]. Одночастичный континуум дискретизируется посредством диагонализации гамильтониана ХФ на базе волновых функций гармонического осциллятора. Мы работаем в рамках квазичастичного приближения случайных фаз (ПСФ), волновые функции однофононных состояний являются суперпозицией двухквазичастичных конфигураций. Остаточное взаимодействие получено как вторая производная функционала плотности энергии по нормальной и парной плотности нуклонов. Диагонализовав гамильтониан в пространстве однофононных состояний, можно получить систему линейных уравнений ПСФ для нахождения фононных амплитуд и энергий однофононных состояний [21, 22]. Хорошо известно, что сепарабельный вид остаточного взаимодействия позволяет найти энергии ПСФ как решение относительно простого секулярного уравнения [22]. В случае взаимодействия Скирма эта процедура была впервые предложена в работе [23]. В [11, 12, 17] для описания гамов-теллеровских и спин-дипольных зарядово-обменных состояний

продемонстрирована применимость сепарабельной аппроксимации центрального и тензорного взаимодействия 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 [22, 24]:

$$\Psi_\nu(JM) = \left(\sum_i R_i(J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) \left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ \bar{Q}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{JM} \right) |0\rangle, \quad (5)$$

где индекс λ обозначает угловой момент, а μ — его z -проекция в лабораторной системе координат. ГТ-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 $P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$ [16], которые имеют такой же вид, как в квазичастично-фононной модели [22, 24], но в описанном методе одночастичный спектр и параметры остаточного взаимодействия рассчитываются с силами Скирма [16]. 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) [9, 16]. При построении волновой функции состояний 1^+ в окне β -распада учитывались одно- и двухфононные состояния до 19 МэВ. При проведении расчетов мы учитываем одночастичный континуум до 100 МэВ. Такой учет одночастичного континуума позволяет полностью исчерпать правило сумм Икеды, $S_- - S_+ = 3(N - Z)$. Одновременный учет тензорных корреляций и эффектов связи $1p - 1h$ - и $2p - 2h$ -конфигураций позволяет нам не использовать эффективный фактор подавления силы ГТ-переходов [25].

При использовании приближения 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 [26]:

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

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 (5) позволяют найти вероятности ГТ-переходов $B(\text{GT})_k$. Значение энерговыделения β -распада определяется следующим образом:

$$Q_\beta = \Delta M_{n-H} + B(Z + 1, N - 1) - B(Z, N), \quad (7)$$

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 ядер соответственно.

В силу различия временных масштабов β -распада и последующей эмиссии нейтронов мы предполагаем статистическую независимость этих двух процессов. В этом случае вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов P_{xn} , сопутствующей β -распаду на возбужденные состояния в дочернем ядре, может быть рассчитана следующим образом [27]:

$$P_{xn} = T_{1/2} D^{-1} \left(\frac{G_A}{G_V} \right)^2 \sum_{k'} f_0(Z + 1, A, E_{k'}^{GT}) B(GT)_{k'}. \quad (8)$$

Окно эмиссии запаздывающих нейтронов определяется значением $Q_{\beta xn} \equiv Q_{\beta} - S_{xn}$, 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 $Q_{\beta 2n} \leq E_{k'}^{GT} \leq Q_{\beta n}$, тогда как для двух нейтронов $E_{k'}^{GT} \leq Q_{\beta 2n}$.

2. 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 энергывыделения Q_{β} . Как видно из рис. 1, результаты расчетов значений Q_{β} и энергии отрыва одного нейтрона S_n , выполненных с взаимодействиями Скирма Т43 и Т45, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и систематикой [28, 29], что также объясняет выбор данных параметризаций. Отметим различное поведение величин Q_{β} и S_n в зависимости от массового числа, а именно увеличение энергывыделения 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 энергывыделения и энергии отрыва нейтрона, которое наблюдается экспериментально. При этом заметно заполнение оболочки $N = 50$. Следует отметить, что в случае нечетно-нечетных и четно-нечетных ядер при решении уравнений БКШ учитывается хорошо известный эффект блокировки [30, 31]. В случае $^{74,76,78}\text{Cu}$ блокируется нейтронная подоболочка $1g_{9/2}$, тогда как в случае ^{80}Cu начинает заполняться подоболочка $2d_{5/2}$, которая должна быть заблокирована. Также блокируются 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 указанных изотопов меди [32].

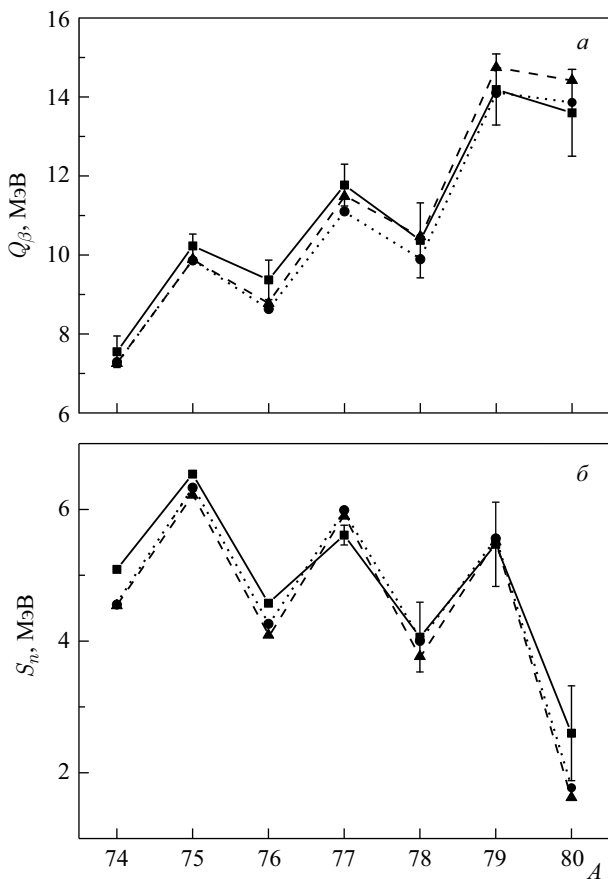


Рис. 1. Рассчитанные энерговыделения β -распада $^{74-80}\text{Ni}$ (а) и энергии отрыва одного нейтрона в случае $^{74-80}\text{Cu}$ (б). Штриховой линией обозначены результаты, полученные с силами Скирма Т45, пунктирной — с силами Скирма Т43, сплошной линии соответствуют экспериментальные значения [29]

В работе [16] 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, которое приводит к наибольшему значению энергии ГТ-перехода. Обсудим свойства нижайших состояний 2_1^+ в нейтронно-избыточных изотопах $^{74-80}\text{Ni}$. Результаты расчетов энергии и вероятности переходов на состояния 2_1^+ представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, результаты вычислений хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [33] и качественно описывают зависимость от

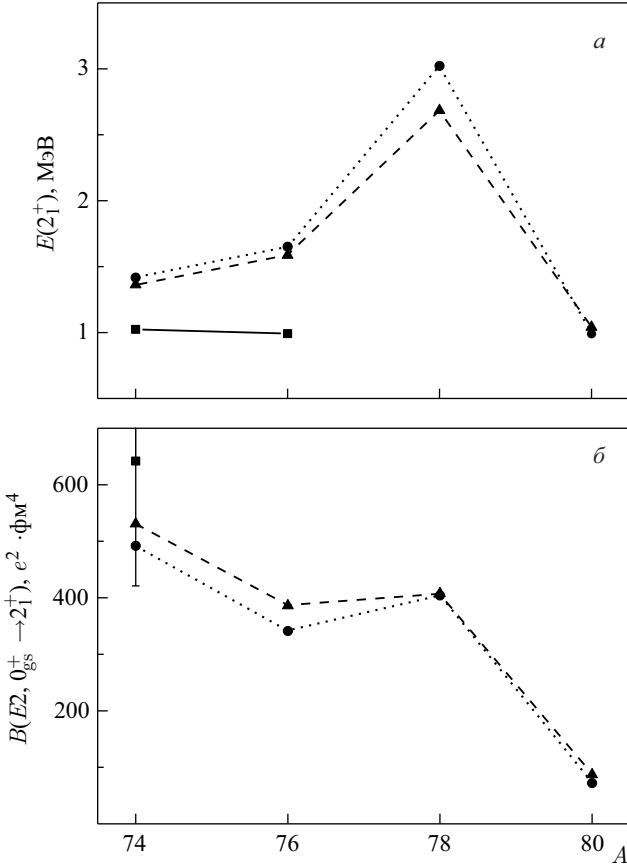


Рис. 2. Энергии $E_{2_1^+}$ (а) и приведенные вероятности $B(E2, 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ (б) в случае $^{74,76,78,80}\text{Ni}$, рассчитанные с силами Скирма Т43 и Т45. Обозначения те же, что и на рис. 1. Экспериментальные данные взяты из работы [33]

массового числа. В случае ^{78}Ni энергия достигает максимального значения, что соответствует изменению энергии вблизи замкнутых оболочек. Поведение $B(E2, 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+)$ связано с соотношением между нейтронными и протонными фоновыми амплитудами [16, 19]. 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 двухквaziчастичная конфигурация $\{2d_{5/2}, 2d_{5/2}\}$ исчерпывает около 92 % нормировки волновой функции первого квадрупольного

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 Скирма Т43 и Т45. Экспериментальные данные взяты из работы [29]

A	Т43			Т45			Эксперимент		
	$T_{1/2},$ 10^{-3}c	$P_{1n},$ %	$P_{2n},$ %	$T_{1/2},$ 10^{-3}c	$P_{1n},$ %	$P_{2n},$ %	$T_{1/2},$ 10^{-3}c	$P_{1n},$ %	$P_{2n},$ %
74	40	1	0	281	3	0	$507,7 \pm 46$	—	—
76	19	9	0	162	11	0	$234,6 \pm 27$	$14 \pm 3,6$	—
78	10	12	0	115	100	0	$122,2 \pm 51$	—	—
80	4	80	19	40	0	94	24 ± 21	—	—

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 вклады доминирующих конфигураций, но качественно структура состояния 2_1^+ остается неизменной. Переоценка энергии показывает необходимость учета взаимодействия между одно- и двухфоновными конфигурациями волновой функции квадрупольных состояний [20].

Изменение периода β -распада вдоль цепочки изотопов Ni приведено в таблице. Показано, что результаты, полученные с учетом взаимодействия Т45, воспроизводят заметное сокращение измеренных периодов $^{74-80}\text{Ni}$ при увеличении числа нейтронов и находятся в согласии с экспериментальными данными. 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%. Волновая функция состояния 1_1^+ состоит из двухквaziчастичной конфигурации $\{\pi 2p_{3/2}, \nu 2p_{1/2}\}$ на 98%. Тем не менее вклад четырехквaziчастичной конфигурации $\{\pi 2p_{3/2} \nu 2p_{1/2} \nu 1g_{9/2} \nu 1g_{9/2}\}$ заметен. 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. Стоит отметить эту тенденцию 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 учетом взаимодействий Т43 и Т45 дают близкие значения P_{1n} . В случае ^{76}Ni также хорошо описывается экспериментальная вероятность однейтронной запаздывающей эмиссии $P_{1n} = (14,0 \pm 3,6)\%$ [29]. Однако, как видно из рис. 3, распределения скоростей β -распада в ^{76}Ni существенно отличаются. Отметим, что в случае Т45 возрастает число состояний с $\lambda_{\text{if}}^k < 10^{-3} \text{c}^{-1}$. Ослабление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия ведет к замедлению β -распада, при этом вероятность эмиссии нейтрона остается той же. С другой стороны, в случае $^{78,80}\text{Ni}$ ослабление нейтрон-протонного тензорного взаимодействия сказывается на значениях

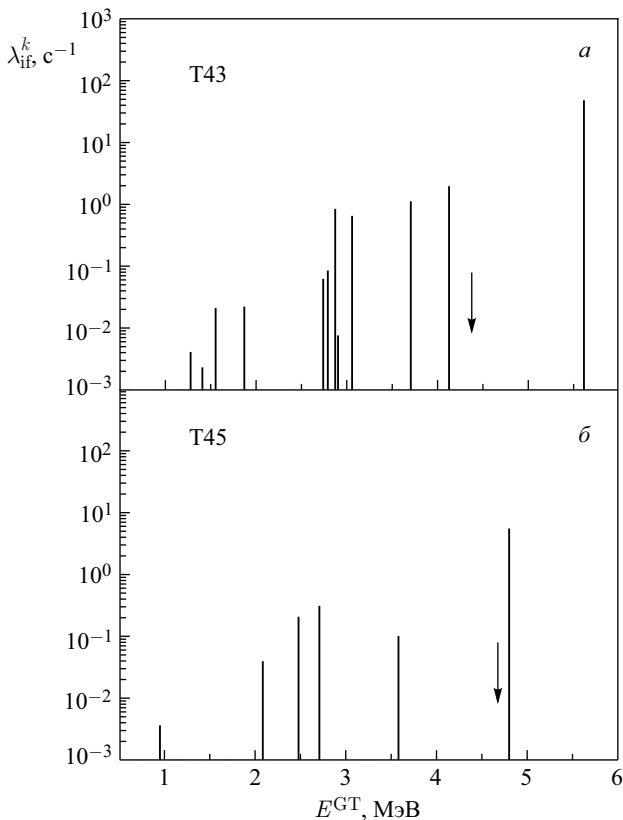


Рис. 3. Скорости β -распада ^{76}Ni , рассчитанные с взаимодействиями Скимра Т43 (а) и Т45 (б). Стрелками обозначены значения $Q_{\beta n}$

P_{1n} и P_{2n} , что объясняется чувствительностью вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов к свойствам β -силовой функции. Следует отметить, что при изучении эмиссии запаздывающих нейтронов не учитывались эффекты γ -девозбуждения, которые могут сказаться в расчетах. В дальнейшем в рамках данного подхода планируется оценить этот вклад.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучено влияние тензорных корреляций на скорости β -распада и вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов на примере нейтронно-избыточных изотопов Ni. С этой целью были выбраны две пара-

метризации взаимодействия Скирма Т43 и Т45 с сильным и слабым нейтрон-протонными тензорными членами соответственно. Скорости β -распада рассчитаны в рамках квазичастичного приближения случайных фаз с учетом связи одно- и двухфонных 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 хорошее 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 $^{78,80}\text{Ni}$.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. *Madurga M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. P. 092502.
2. *Borzov I. N.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 065801.
3. *Borzov I. N.* // EPJ Web of Conferences. 2016. V. 107. P. 06002.
4. *Minato F., Bai C. L.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 122501.
5. *Engel J. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014302.
6. *Bender M. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 054322.
7. *Fracasso S., Colò G.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 044307.
8. *Bai C. L. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 675. P. 28.
9. *Severyukhin A. P. et al.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 034314.
10. *Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V. V.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204.
11. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* // Prog. Theor. Phys. 2012. V. 128. P. 489.
12. *Severyukhin A. P., Sagawa H.* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2013. V. 2013. P. 103D03.
13. *Lesinski T. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 014312.
14. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
15. *Северюхин А. П., Сушенков Е. О.* // Ядерная физика. 2015. Т. 78. С. 725.
16. *Severyukhin A. P. et al.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 044320.
17. *Сушенков Е. О. и др.* Препринт ОИЯИ Р4-2016-77. Дубна, 2016.
18. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1324.
19. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai* // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 024322.
20. *Severyukhin A. P., Arsenyev N. N., Pietralla N.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. P. 024311.
21. *Terasaki J. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 034310.
22. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.

23. *Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V. V.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204.
24. *Kuzmin V. A., Soloviev V. G.* // J. Phys. G. 1984. V. 10. P. 1507.
25. *Bertsch G. F., Hamamoto I.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 1323.
26. *Suhonen J.* From Nucleons to Nucleus. Berlin: Springer-Verlag, 2007.
27. *Pappas A., Sverdrup T.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 517. P. 48.
28. *Wang M. et al.* // CPC (HEP & NP). 2012. V. 36 (12). P. 1603.
29. *Birch M. et al.* // Nuclear Data Sheets. 2015. V. 128. P. 131.
30. *Soloviev V. G.* // Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Skr. 1961. V. 1, No. 11.
31. *Ring P., Schuck P.* The Nuclear Many Body Problem. Berlin: Springer, 1980.
32. *Sushenok E. O., Severyukhin A. P.* // Acta Physica Polonica B. 2017. V. 48. P. 533.
33. *Pritychenko B. et al.* // Atomic Data & Nuclear Data Tables. 2016. V. 107. P. 1–139.

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. 0,8. Уч.-изд. л. 1,0. Тираж 245 экз. Заказ № 59243.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

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

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/