

БЕТА-РАСПАД $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$

В рамках динамической коллективной модели описан бета-распад ^{125}I и спектроскопические характеристики дочернего ядра. Учтены квазичастичные и многофононные состояния и вакуумные флуктуации квазичастиц. Проведено сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: ядро, квазичастица, фонон, вероятности бета-переходов, спектроскопические характеристики.

Введение

Приведенные вероятности бета-переходов рассчитывались в различных моделях ядра. В некоторых моделях все бета-переходы рассматривались как одночастичные, например: неаксиального деформированного ядра [1], обобщенной [2], одночастичной оболочечной [3]. В работе [1] при их расчете использовался дополнительный параметр, а рассчитанные вероятности интенсивных переходов в [3] отличались от экспериментальных почти на два порядка.

Впервые коллективные степени свободы при бета-распаде ядер начали учитывать в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) [4 - 7]. В работе [4] были получены приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия для бета-переходов с одноквазичастичных состояний материнских ядер на одноквазичастичные состояния дочерних сферических ядер и для бета-переходов с двухквазичастичных состояний нечетно-нечетных ядер на основные и двухквазичастичные состояния четно-четных сферических ядер. В работе [7] в рамках КФМ получены выражения для приведенных матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия для β^+ - и β^- -распадов с основных состояний четно-четных ядер на однофононные состояния дочерних ядер.

В работе [8] использовалась КФМ и учитывался вклад в волновые функции однофононных и двухфононных компонент. Были получены приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия для бета-переходов между одноквазичастичными состояниями, между квазичастично-фононными состояниями и переходов с одноквазичастичного на квазичастично-фононные состояния. Рассчитанные приведенные вероятности для некоторых интенсивных бета-переходов рассмотренных ядер отличались от экспериментальных на полтора порядка.

Возбужденные состояния ядер рассматривались как чисто одноквазичастичные или однофононные с целью упрощения расчетов, но вклад в

структуру состояний, между которыми происходят бета-переходы, могут давать многофононные компоненты волновой функции, особенно для тяжелых ядер и при больших энергиях распада. Поэтому приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия, через которые выражаются приведенные вероятности бета-переходов, необходимо получать, используя более реалистичные приближения для волновых функций. Кроме того, если для расчета бета-распада одного ядра используется несколько матричных элементов, возникают неудобства, связанные с выбором матричного элемента, необходимого для расчета конкретного перехода. Авторы перечисленных работ не учитывают влияние вакуумных флуктуаций квазичастиц на перенормировку одночастичных матричных элементов бета-распада. Учет этих флуктуаций снимает l -запрет, открывает новые каналы распада.

В настоящей работе использована динамическая коллективная модель (ДКМ) [9 - 12]. В рамках ДКМ разработан метод описания бета-распада ядер [13] с учетом квазичастичных и многофононных компонент волновой функции и вакуумных флуктуаций квазичастиц. Для расчета приведенных вероятностей бета-переходов конкретного ядра используется один из двух полученных матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия, в зависимости от того распадается нечетная частица или частица из пары. В рамках ДКМ описан бета-распад более 40 ядер. Приведенные вероятности некоторых интенсивных бета-переходов, рассчитанные в ДКМ для группы ядер [14], на полтора порядка лучше согласуются с экспериментальными данными, чем вероятности для тех же переходов, рассчитанные в [8].

Во втором разделе приведено краткое описание ДКМ, в третьем – изложена суть метода расчета приведенных вероятностей бета-переходов, в четвертом – исследован бета-распад ^{125}I . До начала расчета приведенных вероятностей бета-переходов рассчитываются энергии, спектроскопические факторы, магнитные дипольные и

электрические квадрупольные моменты основного и возбужденных состояний ^{125}Te , а также приведенные вероятности электромагнитных переходов между ними. Потом без введения дополнительных подгоночных параметров рассчитываются приведенные вероятности бета-переходов на возбужденные состояния дочернего ядра.

Динамическая коллективная модель

Приведем самые важные сведения о ДКМ. Гамильтониан модели имеет вид

$$H_{tot} = H_0 + H_G + H_{int}, \quad (1)$$

где H_0 описывает независимое движение нуклонов в среднем поле $V(r)$, взятом в параметризации Саксона - Вудса; H_G - спаривательный гамильтониан; H_{int} описывает взаимосвязь коллективных и одночастичных степеней свободы ядра. В представлении вторичного квантования имеем

$$H_0 = \sum_{j\pi\tau} (E_j - \lambda_\tau) a_{jm}^+ a_{jm},$$

$$H_G = -G / 4 \sum_{ijnm} (-)^{j-m+i-n} a_{jm}^+ a_{j-m}^+ a_{i-n} a_{in},$$

$$H_{int} = - \sum_{i\lambda\mu} r_i \frac{dV(r_i)}{dr_i} Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i) \alpha_{\lambda\mu}^*,$$

где E_j - энергия одночастичного состояния с полным моментом j ; λ_τ - протонный или нейтронный химпотенциал ($\tau = p$ или n); a_{jm}^+ (a_{jm}) - оператор рождения (уничтожения) нуклона в одночастичном состоянии с полным моментом j и его проекцией m ; G - константа спаривательного взаимодействия; $Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i)$ - сферическая функция; $\alpha_{\lambda\mu}^*$ - амплитуда коллективных колебаний среднего поля $V(r)$ (верхний индекс использован для отличия этой амплитуды от оператора уничтожения квазичастицы). Амплитуды $\alpha_{\lambda\mu}^*$ определяются из выражения для радиальной переменной формы поверхности ядра

$$\mathfrak{R}(\theta, \varphi) = \mathfrak{R}_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right),$$

где \mathfrak{R}_0 - средний радиус ядра. Эти амплитуды $\alpha_{\lambda\mu}^*$ в ДКМ связаны с операторами рождения и уничтожения фононов следующим образом:

$$\alpha_{\lambda\mu}^* = \left(\frac{1}{2B_2\omega_\lambda} \right)^{1/2} \left[\Omega_{\lambda\mu} + (-1)^{\lambda-\mu} \Omega_{\lambda-\mu}^+ \right], \quad (2)$$

где B_2 - массовый параметр; ω_λ - частота фонона; $\Omega_{\lambda\mu}$ - оператор уничтожения фонона с моментом λ и проекцией μ ; $\Omega_{\lambda-\mu}^+$ - оператор рождения фонона.

Волновая функция состояния нечетного ядра с полным моментом I^π представляется в виде разложения

$$|I^\pi\rangle = \sum_{jR} F_{jR}^{(I)} D_j |(jR)_I\rangle \quad (3)$$

по всевозможным состояниям $|j\rangle$ нечетной квазичастицы и остова $|R\rangle$, допустимым законами сохранения полного момента и четности. Здесь $F_{jR}^{(I)}$ - искомые амплитуды разложения; R - полный момент остова; $D_j = (1 - \eta_j)^{-1/2}$ - нормировочный множитель, где

$$\eta_j = (2j + 1)^{-1} \langle 0 | \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} | 0 \rangle \quad (4)$$

вакуумные флуктуации - вероятность заполнения квазичастицами одночастичного состояния с моментом j , α_{jm}^+ (α_{jm}) - оператор рождения (уничтожения) квазичастицы. Впервые вакуумные флуктуации квазичастиц были описаны в работах [9, 11]. Вакуум $|0\rangle$ определяется как состояние ядра, в котором отсутствуют фононы.

В ДКМ используется f_{jK} - представление унитарно-эквивалентное F_{jR} :

$$f_{jK}^{(I)} = \sqrt{2} \sum_{R=0,2,\dots} [2R + 1]^{1/2} \begin{pmatrix} j & R & I \\ -K & 0 & K \end{pmatrix} F_{jR}^{(I)}, \quad (5)$$

где f_{jK} - амплитуды, обладающие теми же свойствами симметрии и правилами отбора, что и амплитуды разложения волновой функции по состояниям модели «ротатор + частица»; I - полный момент возбужденного состояния; K - проекция углового момента j на выбранную ось симметрии. Это соотношение было получено Митрошиным в работе [10]. Наличие такой взаимосвязи между амплитудами позволяет единообразно описывать сферические, переходные и деформированные ядра.

Описание бета-распада нечетных ядер в ДКМ

Изложим основную идею метода описания бета-распада ядер в рамках ДКМ, предложенного в работе [13]. Гамильтониан слабого взаимодействия в представлении вторичного квантования имеет вид [4]

$$H_{\beta}^{\lambda\mu} = \frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{j_p m_p j_n m_n} [(-1)^{j_n-m_n} C_{j_n m_n j_p -m_p}^{\lambda-\mu} \langle j_p | \Gamma_{\beta}^{\lambda} | j_n \rangle a_{j_p m_p}^{+} a_{j_n m_n} + (-1)^{j_p-m_p} C_{j_p m_p j_n -m_n}^{\lambda-\mu} \langle j_n | \Gamma_{\beta}^{\lambda} | j_p \rangle a_{j_n m_n}^{+} a_{j_p m_p}], \quad (6)$$

где λ - мультипольность бета-перехода; μ - ее проекция; β - указывает, что гамильтониан описывает слабое взаимодействие; j_p и j_n - полные моменты протонного и нейтронного одночастичных состояний; m_p и m_n - проекции полных моментов (протонного и нейтронного); C_{jm}^{IM} - коэффициенты Клебша - Гордана; Γ_{β}^{λ} - оператор бета-перехода; $\langle j_n | \Gamma_{\beta}^{\lambda} | j_p \rangle$ - одночастичный приведенный матричный элемент фермиевского ($\lambda = 0$) или гамов-теллеровского ($\lambda = 1$) переходов.

Главная особенность нашего подхода заключается в использовании более реалистичных приближений для волновых функций, в которых учитываются многофононные (до 10 фононов) компоненты и вакуумные флуктуации квазичастиц. Такое количество фононов учитывается для возможности описания бета-распада тяжелых ядер и ирраст-полосы остова при высоких энергиях.

Используем преобразование Боголюбова. Рассмотрим для определенности β^{+} -переход между состояниями $|I_p\rangle$ материнского и $|I_n\rangle$ дочернего ядер. Волновые функции этих состояний запишем в виде

$$|I_p\rangle = \sum_{i_p \sigma_p R \Omega} F_{i_p R} D_i C_{i_p \sigma_p R \Omega}^{I_p M_p} \alpha_{i_p \sigma_p}^{+} R_{\Omega}^{+} |0\rangle, \\ |I_n\rangle = \sum_{i_n \sigma_n R \Omega} F_{i_n R} D_i C_{i_n \sigma_n R \Omega}^{I_n M_n} \alpha_{i_n \sigma_n}^{+} R_{\Omega}^{+} |0\rangle, \quad (7)$$

где F_{iR} - амплитуда разложения; i_p и i_n - полные моменты протонного и нейтронного одноквазичастичных состояний; σ_p и σ_n - их проекции; R и Ω - момент коллективного состояния и его проекция; D_i - нормировочный множитель с вероятностью заполнения квазичастицами одночастичного состояния с моментом i , согласно формуле (4); $\alpha_{i_n}^{+}$ - оператор рождения квазичастицы; R_{Ω}^{+} - оператор рождения выстроенной N - фононной конфигурации.

Приведенная вероятность бета-перехода выражается через приведенный матричный элемент гамильтониана (6) по волновым функциям (7) как

$$B(\lambda, I_p \rightarrow I_n) = (2I_p + 1)^{-1} |\langle I_n || H_{\beta}^{\lambda} || I_p \rangle|^2. \quad (8)$$

В работе [13] получены приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия для бета-распада U-типа (β^{-} -распад нечетно-нейтронных и β^{+} -распад нечетно-протонных ядер) и V-типа (β^{-} -распад нечетно-протонных и β^{+} -распад нечетно-нейтронных ядер). Название типа распада принято условно в соответствии с имеющимся множителем (коэффициентом преобразования Боголюбова) в первом слагаемом матричного элемента. В первом случае распадается нечетная частица, во втором - частица из пары. Каждый матричный элемент состоит из 12 слагаемых, являющихся суммами по 10 переменным. Первое слагаемое учитывает прямой бета-распад с вакуумными флуктуациями квазичастиц, остальные слагаемые связаны с различными эффектами некоммутативности квазичастичных и коллективных мод. При расчете приведенных вероятностей бета-переходов на конкретные состояния ядер для бета-распада U-типа вклад некоторых слагаемых может превышать два порядка, а для бета-распада V-типа иногда и четыре порядка. При расчете бета-распада ^{125}I использован матричный элемент для бета-распада U-типа из [13] и та же перенормировка констант слабого взаимодействия, что для ядер из области $31 < A < 231$:

$$\left[\frac{g_A}{g_V} \right] = 0.343 \left[\frac{g_A}{g_V} \right]_{free},$$

где g_A и g_V - аксиально-векторная и векторная константы слабого взаимодействия соответственно; $[g_A / g_V]_{free}$ - отношение констант для распада свободного нейтрона.

Особенности бета-распада $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$

Бета-распад ^{125}I происходит путем ε -захвата. Для вычисления приведенных вероятностей бета-переходов мы используем ту же формулу, что и при β^{+} -распаде нечетно-протонного ядра, так как в формуле (6) записаны операторы рождения (уничтожения) частиц независимо от способа их рождения (уничтожения). Распад идет с основного состояния $5/2^{+}$, энергия бета-распада $Q = 186$ кэВ. В качестве остова выбран ^{124}Te . На рис. 1 представлена часть использованного в расчетах базиса.

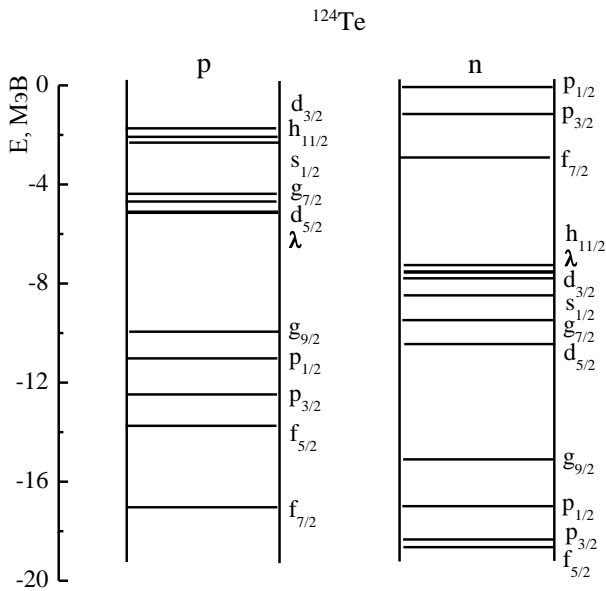


Рис. 1. Часть использованного базиса.

Указаны протонные и нейтронные одночастичные состояния (всего использовано по 15 состояний). Справа буквами обозначены орбитальные моменты состояний, цифрами – полные моменты, жирными линиями – положения химпотенциалов. У материнского ядра сверх заполненной оболочки $Z = 50$ есть 3 протона (начинается заполнение такой протонной оболочки, какая уже почти заполнена нейтронами). Процесс бета-распада зависит главным образом от взаимного расположения заполняемых протонной и нейтронной оболочек и положения химпотенциалов. В данном случае при очень малой энергии распада процесс идет с большой вероятностью

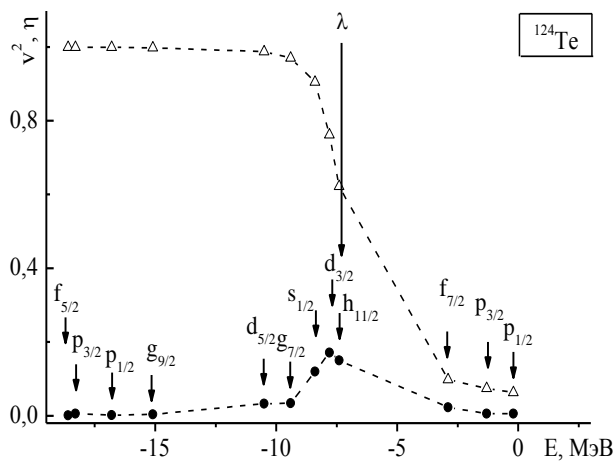


Рис. 2. Распределение числа пар частиц и вакуумных флуктуаций квазичастиц.

В табл. 1 приведено сравнение некоторых рассчитанных данных с экспериментальными значениями из [15].

Почти каждый момент измерялся в разных экспериментах, для $3/2_2^+$ -состояния приведены 3 экспериментальных значения магнитного мо-

именно потому, что вблизи поверхностей Ферми имеются родственные по l подоболочки (протонная $d_{5/2}$ и нейтронная $d_{3/2}$), которые дают основной вклад в состояния, между которыми происходит бета-переход. Из рисунка также видно, что в спектре ядра могут быть основания полос, главный вклад в которые будут давать нейтронные подоболочки $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$, $g_{7/2}$.

На рис. 2 показано распределение числа пар частиц v^2 (треугольники) и вакуумных флуктуаций квазичастиц η (кружки) по одночастичным состояниям для нейтронной системы. Стрелками указано положение одночастичных состояний и химпотенциала, линии проведены условно. Видно, как проявляется сверхтекучесть, а также поведение вакуумных флуктуаций квазичастиц (достигают почти 0,2).

На рис. 3 показана часть спектра ^{125}Te (экспериментального и рассчитанного). Все экспериментальные данные взяты из [15]. Сравнение проводим только для тех состояний, в сопоставлении которых мы уверены. Состояния разбиты на группы «полос» с учетом анализа экспериментальных интенсивностей гамма-переходов и подобия волновых функций состояний из одной полосы в f_{jk} -представлении. Главный вклад в основания полос в ДКМ дают одночастичные состояния $s_{1/2}$, $d_{3/2}$, $h_{11/2}$, $g_{7/2}$. На рисунке видны мультиплеты, образованные связью оснований полос с однофононным и двухфононным состояниями остова.

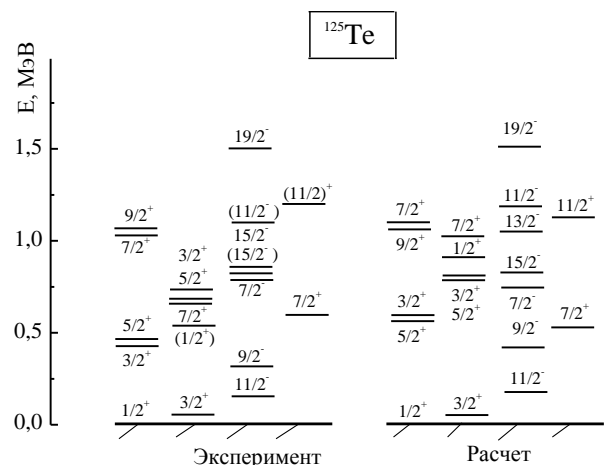


Рис. 3. Часть схемы уровней для ^{125}Te .

мента. Экспериментальное значение квадрупольного момента для состояния $3/2_1^+$, вероятно, завышено, а для $11/2_1^-$ - занижено, так как возбужденные состояния с большим моментом обычно имеют большие Q , а состояния с небольшим моментом – малые Q . Спектроскопи-

Таблица 1. Сравнение рассчитанных значений энергии, магнитных и квадрупольных моментов с экспериментальными данными и рассчитанные спектроскопические факторы для ¹²⁵Te

E, кэВ эксперимент	E, кэВ расчет	I ^π	μ, я.м, эксперимент	μ, я.м, расчет	Q, б эксперимент	Q, б расчет	S ⁺ расчет	S ⁻ расчет
0	0	1/2 ⁺	-0,888(43)	-0,89	-	0	0,39	0,73
35	52	3/2 ⁺	0,605(4)	0,97	-0,31(2)	0,04	0,55	0,59
144	185	11/2 ⁻	-0,985(6)	-1,51	-0,06(2)	-0,29	0,73	0,61
321	412	9/2 ⁻	-0,92(3)	-1,45	0,12(5)	-0,19	0	0
443	607	3/2 ⁺	0,65(18) 1,0(3) 0,59(9)	0,55	-	-0,16	0,16	0,2

ческие факторы для состояний близких к одноквазичастичным велики, для коллективных состояний – малы.

В табл. 2 приведено сравнение рассчитанных и экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов. В первом и втором столбцах указаны экспериментальные значения энергии состояний E_{ур} и энергии гамма-переходов E_γ, в третьем и четвертом – спины начального и конечного состояний, в 5 и 6 – вероятности M1-переходов (экспериментальные и теоретические), в 7 и 8 – вероятности E2-переходов (экспериментальные и теоретические). В целом согласие удовлетворительное, но некоторые рассчитанные

вероятности переходов значительно отличаются от экспериментальных. Переходы с E_γ = 35 кэВ и E_γ = 408 кэВ происходят между состояниями, главный вклад в которые дают подболочки s_{1/2} и d_{3/2}. Экспериментальные значения вероятностей M1-переходов для них, возможно, завышены, так как между состояниями с большим различием орбитальных моментов не может быть сильных M1-переходов. Для перехода E_γ = 204 кэВ экспериментальная оценка B(E2) завышена, так как вероятность E2-перехода между членами мультиплета не может быть больше, чем вероятность перехода между членом мультиплета и основным полюсом (переход с E_γ = 380 кэВ).

Таблица 2. Сравнение экспериментальных и рассчитанных вероятностей электромагнитных переходов для ¹²⁵Te

E _{ур} , кэВ	E _γ , кэВ	I _i	I _f	B(M1), W.u, эксперимент	B(M1), W.u, расчет	B(E2), W.u, эксперимент	B(E2), W.u, расчет
35	35	3/2 ⁺	1/2 ⁺	0,0226(4)	0,0066	11,9(24)	6,9
321	176	9/2 ⁻	11/2 ⁻	0,00377(10)	0,0028	30,2(16)	22,9
443	408	3/2 ⁺	3/2 ⁺	0,00192(14)	0,0001	17,9(8)	9,97
443	443	3/2 ⁺	1/2 ⁺	0,00130(11)	0,0067	24,2(9)	11,29
	19	5/2 ⁺	3/2 ⁺	0,107(7)	0,096	-	-
	427	5/2 ⁺	3/2 ⁺	0,0119(6)	0,009	13,0(8)	3,0
	463	5/2 ⁺	1/2 ⁺	-	-	14,1(6)	17,96
525	204	7/2 ⁻	9/2 ⁻	>0,00075	0,055	>32	0,47
	380	7/2 ⁻	11/2 ⁻	-	-	>9,5	26,13
671	208	5/2 ⁺	5/2 ⁺	0,035(3)	0,045	6,2(17)	0,02
	635	5/2 ⁺	3/2 ⁺	0,0511(26)	0,0053	9,6(5)	19,75
	671	5/2 ⁺	1/2 ⁺	-	-	11,9(6)	3,7

Бета-распад идет с основного состояния ¹²⁵I, главный вклад в которое дает одночастичное состояние d_{5/2}, есть примесь состояний s_{1/2}, d_{3/2}, g_{7/2}. С интенсивностью 100 % переход идет на 3 / 2₁⁺ - состояние ¹²⁵Te, главный вклад в которое дает одночастичное состояние d_{3/2}, есть примесь состояний s_{1/2}, d_{3/2}, g_{7/2}. Экспериментальное и рассчитанное значения lg ft соответственно равны: 5,4 и 5,39 (t - парциальный период полураспада). Поведение зависимости lg ft от количества учитываемых слагаемых в приведенном матричном элементе гамильтониана слабого взаимодействия

типично для бета-переходов U-типа между состояниями с родственной структурой: четвертое слагаемое дает вклад 0,4; остальные слагаемые слабо влияют на значение lg ft.

Выводы

Процесс бета-распада ядра зависит от взаимного расположения заполняемых протонной и нейтронной оболочек и химпотенциалов. Он имеет существенные различия для ядер с разными массовыми числами и для соседних ядер из одной цепочки распадчиков, поэтому представ-

ляет интерес его систематическое исследование в различных ядрах. Учет коллективных степеней свободы позволил с хорошей точностью описать бета-распад ^{125}I . Получено еще одно подтвер-

ждение того, что с одной и той же перенормировкой констант слабого взаимодействия можно описывать бета-распад ядер из разных областей масс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кашуба И.Е., Овчаренко В.И.* β -переходы в модели неаксиального нечетного ядра // УФЖ. - 1972. - Т. 17, № 2. - С. 315 - 322.
2. *Бор О., Моттelson Б.* Структура атомного ядра: В 2-х т. - М.: Мир, 1977. - Т. 2. Деформация ядер. - 664 с.
3. *Takahashi K., Mathews G.J., Bloom S.D.* Shell-model calculation of ^{99}Tc beta decay in astrophysical environments // Phys. Rev. C. - 1986. - Vol. 33. - P. 296 - 302.
4. *Соловьев В.Г.* Теория сложных ядер. - М.: Наука, 1971. - 559 с.
5. *Соловьев В.Г.* Квазичастично-фононная модель ядра. Основные положения // ЭЧАЯ. - 1978. - Т. 9. - С. 580 - 621.
6. *Вдовин А.П., Воронов В.В., Соловьев В.Г. и др.* Квазичастично-фононная модель ядра. Нечетные сферические ядра // ЭЧАЯ. - 1985. - Т. 16. - С. 245 - 279.
7. *Kuzmin V.A., Soloviev V.G.* Gamow-Teller β^+ -decays and strength functions of (n, p) transitions in spherical nuclei // Nucl. Phys. - 1988. - Vol. A486. - P. 118 - 132.
8. *Toivanen J., Suhonen J.* Microscopic quasiparticle-phonon description of odd-mass $^{127-133}\text{Xe}$ isotopes and their β decay // Phys. Rev. C. - 1998. - Vol. 57, No. 3. - P. 1237 - 1245.
9. *Митрошин В.Е.* Влияние корреляционных поправок на вероятности β^\pm -переходов. - Л., 1977. - 30 с. - (Препр. / АН СССР. ЛИЯФ; 326).
10. *Митрошин В.Е.* Об описании атомных ядер с нечетным массовым числом. - Л., 1978. - 31 с. - (Препр. / АН СССР. ЛИЯФ; 441).
11. *Ковригин О.Д., Митрошин В.Е.* Структура ядер $^{107,109,111,113,115}\text{In}$ // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1983. - Т. 47. - С. 2231.
12. *Крыгин Г.Б., Митрошин В.Е.* Зарядовые радиусы и структура атомных ядер // ЭЧАЯ. - 1985. - Т. 16. - С. 927 - 965.
13. *Вероятности бета-переходов и структура ядер / И. Н. Вишневецкий, Г. Б. Крыгин, А. А. Куртева, В. Е. Митрошин, В. В. Тришин // Ядер. физика. - 1994. - Т. 57, № 1. - С. 17 - 33.*
14. *Вишневецкий И.Н., Куртева А.А., Митрошин В.Е.* Коллективные эффекты при бета-распаде нечетных ядер // Proc. Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (May 29 - June 03, 2006). - Kyiv, 2007. - P. 225 - 233.
15. www.nndc.bnl.gov Evaluated Nuclear Structure Data File.

Г. П. Куртева

Институт ядерних досліджень НАН України, Київ

Бета-розпад $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$

У рамках динамічної колективної моделі описано бета-розпад ^{125}I і спектроскопічні характеристики дочірнього ядра. Ураховано квазічастинкові та багатофононні стани й вакуумні флуктуації квазічастинок. Проведено порівняння результатів розрахунків із наявними експериментальними даними.

Ключові слова: ядро, квазічастинка, фонон, імовірності бета-переходів, спектроскопічні характеристики.

A. A. Kurteva

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv

Beta-decay $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$

Beta-decay of the nucleus ^{125}I and spectroscopic characteristics of the daughter nucleus are described within the framework of the dynamic collective model. Quasiparticle and multiphonon states, as well as vacuum fluctuations of quasiparticles are taken into account. The comparison of the results of calculations with the available experimental data is performed.

Keywords: nucleus, quasiparticle, phonon, probabilities of beta-transitions, spectroscopic characteristics.

REFERENCES

1. *Kashuba I.E., Ovcharenko V.I.* // UFZh. - 1972. - Vol. 17, No. 2. - P. 315 - 322. (Rus)
2. *Bohr O., Mottelson B.* Atomic nucleus structure. - Moskva: Mir, 1977. - Vol. 2. The deformation of the nuclei. - 664 p. (Rus)
3. *Takahashi K., Mathews G.J., Bloom S.D.* Shell-model calculation of ^{99}Tc beta decay in astrophysical environments // Phys. Rev. C. - 1986. - Vol. 33. - P. 296 - 302.
4. *Soloviev V.G.* The theory of complex nuclei. - Mos-

- kva: Nauka, 1971 - 559 p. (Rus)
5. *Soloviev V.G.* // EChAYa. - 1978. - Vol. 9. - P. 580 - 621. (Rus)
 6. *Vdovin A.P., Voronov V.V., Solov'ev V.G. et al* // EChAYa. - 1985. - Vol. 16. - P. 245 - 279. (Rus)
 7. *Kuzmin V.A., Soloviev V.G.* Gamow-Teller β^+ -decays and strength functions of (n, p) transitions in spherical nuclei // Nucl. Phys. - 1988. - Vol. A486. - P. 118 - 132.
 8. *Toivanen J., Suhonen J.* Microscopic quasiparticle-phonon description of odd-mass $^{127-133}\text{Xe}$ isotopes and their β decay // Phys. Rev. C. - 1998. - Vol. 57, No. 3. - P. 1237 - 1245.
 9. *Mitroshin V.E.* Influence of correlative amendments on β^\pm -transitions probabilities. - Leningrad, 1977. - 30 p. - (Preprint / USSR Academy of Sciences. LINP; 326). (Rus)
 10. *Mitroshin V.E.* - Leningrad, 1978. - 31 p. - (Preprint / USSR Academy of Sciences. LINP; 441). (Rus)
 11. *Kovrigin O.D., Mitroshin V.E.* // Izv. AN SSSR, Ser. fiz. - 1983. - Vol. 47. - P. 2231. (Rus)
 12. *Krygin G.B., Mitroshin V.E.* // EChAYa. - 1985. - Vol. 16. - P. 927 - 965. (Rus)
 13. *Beta transitions* probabilities and nuclei structure / I. N. Vishnevskiy, G. B. Krygin, A. A. Kurteva, V. E. Mitroshin, V. V. Trishin // Yadernaya fizika. - 1994. - Vol. 57, No. 1. - P. 17 - 33. (Rus)
 14. *Vishnevskiy I.N., Kurteva A.A., V.E. Mitroshin.* Collective effects in the beta decay of odd nuclei // Proc. Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (May 29 - June 03, 2006). - Kyiv, 2007. - P. 225 - 233. (Rus)
 15. www.nndc.bnl.gov Evaluated Nuclear Structure Data File.

Надійшла 18.03.2016
Received 18.03.2016