

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ БЕТА-РАСПАДЕ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

И. Н. Вишневский¹, А. А. Куртева¹, В. Е. Митрошин²¹Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина²Харьковский национальный университет, Харьков, Украина

В рамках динамической коллективной модели (ДКМ) с использованием выражений для приведенных матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия, полученных в [1], проведены расчеты бета-распада группы ядер, сравнение с экспериментальными данными и расчетами в других моделях. Учтено влияние вакуумных флуктуаций, рождения и уничтожения одного или двух фононов на вероятности бета-переходов нечетных ядер. В работах других авторов учитываются только одночастичные бета-переходы, а в работах [2, 3] – дополнительно бета-распад с рождением одного фонона.

1. Введение

Долгое время в теоретических расчетах учитывались только одночастичные бета-переходы. Однако рассчитанные, например, в одночастичной оболочечной модели [4] вероятности бета-переходов на коллективные возбужденные состояния ⁹⁷Mo отличаются от экспериментальных почти на два порядка, а используемое приближение не отражает суть процесса, так как переход на коллективное состояние рассматривается как одночастичный. Кроме того, область применимости модели ограничена ядрами с числом нуклонов, близким к магическим числам. Только для легких ядер в этом направлении были достигнуты вполне определенные успехи в описании всей совокупности спектроскопической информации, включая и одночастичные бета-переходы на некоторые из состояний.

В модели деформированных атомных ядер [5] бета-распад рассматривается как одночастичный переход в соответствующем деформированном среднем поле. Эта модель нередко хорошо описывает наблюдаемые в эксперименте отношения вероятностей бета-переходов на соседние по спине состояния вращательных полос. Все, чего можно добиться с ее помощью, учитывается у нас в «первом классе диаграмм», что будет показано далее.

В работе [6] при описании бета-переходов используется модель неаксиального деформированного ядра, а бета-переходы рассматриваются как одночастичные, что учтено у нас в «первом классе диаграмм». В этом подходе при расчете приведенных вероятностей бета-переходов используется один свободный параметр, а в нашем методе все параметры модели подбираются до начала их расчета из описания всей совокупности спектроскопических характеристик дочернего ядра.

Впервые коллективные степени свободы при бета-распаде ядер начал учитывать В. Г. Соловьев. В монографии [7] он пришел к выводу, что общепринятые правила отбора для бета-переходов на конкретные состояния ядер являются недостаточными, и ввел дополнительные правила отбора по асимптотическим квантовым числам для разрешенных и запрещенных (первого порядка) бета-переходов. В рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) 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 в основные и двухквазичастичные состояния четно-четных сферических ядер. В работе [2] в рамках КФМ получены выражения для приведенных матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия для β^+ - и β^- -распадов с основных состояний четно-четных ядер в однофононные состояния дочерних.

Самой близкой по идеологии к нашим исследованиям является работа [3], опубликованная на четыре года позже нашей основной работы [1]. В ней использована микроскопическая квазичастично-фононная модель (МКФМ) и учитывается влияние на вероятности бета-распада нечетных ядер лишь вклада однофононных компонент в волновой функции. В развиваемом нами подходе учитываются все многофононные состояния четного остова, формирующие иррациональную полосу, которые могут давать вклад в структуру низколежащих состояний нечетных ядер.

Кроме того, авторы всех работ никак не учитывают влияния вакуумных флуктуаций на перенормировку одночастичных матричных элементов бета-распада. А в некоторых случаях эта перенормировка играет определяющую роль в адекватном описании экспериментальных данных.

В настоящей работе исследуется бета-распад на возбужденные состояния ряда нечетных ядер. При его описании определяющим моментом является выбор используемой модели, так как приведенные

вероятности бета-переходов главным образом зависят от структуры состояний, между которыми происходит бета-переход, т. е. сами являются индикаторами этой структуры. Именно поэтому в процессе бета-распада проявляется индивидуальность ядер, а его исследование является очень информативным способом изучения их структуры при малых энергиях возбуждения.

2. Описание бета-распада нечетных ядер в динамической коллективной модели

В данной работе использована динамическая коллективная модель [8]. От КФМ и других моделей она отличается возможностью единообразного описания сферических, переходных и деформированных ядер; учетом влияния вакуумных флуктуаций на перенормировку одночастичных моментов и эффективных сил; учетом влияния принципа Паули на формирование коллективных и квазичастичных мод и их взаимосвязь. В используемой в настоящей работе версии ДКМ-79, предназначенной для описания нечетных ядер, из всех коллективных возбуждений остова учитывается только иррациональная полоса состояний. Бета-распад с максимальной интенсивностью обычно происходит на низколежащие состояния нечетных ядер. Неучет других полос остова влияет на результаты расчета приведенных вероятностей бета-переходов только в тех случаях, когда энергия бета-распада велика и состояние из неучтенной полосы дает существенный вклад в формирование возбужденного состояния дочернего ядра, на которое идет бета-переход. В версии ДКМ-90 [9] учитываются все коллективные полосы, но она предназначена для расчета спектроскопических характеристик четно-четных ядер, а для нечетных ядер пока не развита. Название модели отражает не конкретно выбираемый гамильтониан, а метод его исследования. Формальная суть этого метода заключается в том, что «параметры» базисных векторов (фононные и квазичастичные амплитуды) определяются из минимизации полного гамильтониана, а не какой-то его отдельной части.

Полный гамильтониан модели имеет вид, формально совпадающий с гамильтонианом квазичастично-фононной модели

$$H_{tot} = H_0 + H_G + H_{int},$$

где H_0 описывает независимое движение нуклонов в сферически симметричном среднем поле $V(r)$, взятом в параметризации Саксона - Вудса; H_G - спаривательный гамильтониан; H_{int} - описывает колебания поля $V(r)$.

В представлении вторичного квантования они имеют вид

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

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

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

где e_j - энергия одночастичного состояния j ; λ_τ - протонный или нейтронный химпотенциал (отсчет энергии ведется от $E_0 = \lambda_p N_p + \lambda_n N_n$; N_τ - число протонов и нейтронов соответственно); a_{jm}^+ (a_{jm}) - оператор рождения (уничтожения) нуклона в одночастичном состоянии с полным моментом j и его проекцией m , G - константа спаривания; $Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i)$ - сферическая функция; $\alpha_{\lambda\mu}^*$ - амплитуда колебаний самосогласованного поля $V(r)$.

Используя каноническое преобразование Боголюбова, переходим от представления частиц к представлению квазичастиц. Волновая функция состояния нечетного ядра с полным моментом I^π ищется в виде разложения

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

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 - момент остова; $D_j = (1 - \eta_j)^{-1/2}$ - нормировочный множитель, где $\eta_j = (2j + 1)^{-1} \langle 0 | \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} | 0 \rangle$ - вакуумные амплитуды (средние); α_{jm}^+ (α_{jm}) - оператор рождения (уничтожения) квазичастицы в соответствующем одночастичном состоянии. Величина $n_j = (2j + 1)\eta_j$ дает нам число неспаренных квазичастиц в одночастичном состоянии с моментом j .

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

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

где K - проекция полного момента состояния на выбранную ось симметрии; f_{jK} - амплитуды обладают теми же свойствами симметрии и правилами отбора, что и амплитуды разложения волновой функции по состояниям модели "ротатор + частица". Открытие этой взаимосвязи между амплитудами позволяет единообразно описывать сферические, переходные и деформированные ядра.

Гамильтониан слабого взаимодействия в представлении вторичного квантования имеет вид [7]

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

где $\langle j_p | \Gamma_{\beta}^{\lambda} | j_n \rangle$ - одночастичный приведенный матричный элемент фермиевского ($\lambda = 0$) или гамов-теллеровского ($\lambda = 1$) переходов; $C_{jmj'm'}^{IM}$ - коэффициенты Клебша - Гордана.

Приведенная вероятность бета-перехода выражается через приведенный матричный элемент этого гамильтониана

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

В [1] получены приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия для бета-распада U-типа (β^- -распад нечетно-нейтронных ядер и β^+ -распад нечетно-протонных) и V-типа (β^- -распад нечетно-протонных ядер и β^+ -распад нечетно-нейтронных). Название типа перехода принято условно в соответствии с имеющимся сомножителем в первом слагаемом матричного элемента. В первом случае распадается нечетная частица, во втором - частица из пары. Учтены только фермиевские и гамов-теллеровские бета-переходы. Для бета-распада V-типа он имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \langle I_p || H_{\beta}^{\lambda} || I_n \rangle &= [(2I_n + 1)(2I_p + 1)]^{1/2} \left\{ \sum (-1)^{j_n + I_n} D_{j_p} D_{j_n} v_{j_p} v_{j_n} \times \right. \\ &\times \Gamma_{j_p j_n}^{\lambda} F_{j_p R} F_{j_n R} (1 - \eta_{j_p} - \eta_{j_n}) \left. \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R \end{Bmatrix} + \sum (-1)^{j_p + I_n + \lambda - \Lambda} \times \right. \\ &\times (2\Lambda + 1) D_{i_p} D_{i_n} u_{j_p} u_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^{\lambda} F_{i_p R} F_{i_n R} (1 - \eta_{j_p} - \eta_{i_p}) \times \\ &\times (1 - \eta_{j_n} - \eta_{i_n}) s_{j_p i_p} s_{j_n i_n} \left. \begin{Bmatrix} i_n & i_p & \lambda \\ I_p & I_n & R \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_p & j_n & \lambda \\ i_n & i_p & \Lambda \end{Bmatrix} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum (-1)^{i_n+j_n} \left[\frac{R}{\Lambda} (2\Lambda+1)(2R+1) \right]^{1/2} D_{i_n} D_{j_p} v_{j_p} u_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^\lambda \times \\
& \quad \times (1-\eta_{j_p})(1-\eta_{j_n}-\eta_{i_n}) \left[F_{i_n R-\Lambda} F_{j_p R} r_{j_n i_n} \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R \end{Bmatrix} \right] \times \\
& \quad \times \left\{ \begin{Bmatrix} j_n & i_n & \Lambda \\ R-\Lambda & R & I_n \end{Bmatrix} + (-1)^\Lambda F_{i_n R} F_{j_p R-\Lambda} S_{j_n i_n} \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R-\Lambda \end{Bmatrix} \right\} \times \\
& \quad \times \left\{ \begin{Bmatrix} j_n & i_n & \Lambda \\ R & R-\Lambda & I_n \end{Bmatrix} \right\}] + \sum (-1)^{j_n+i_p+l_p-j_n} \left[\frac{R}{\Lambda} (2\Lambda+1)(2R+1) \right]^{1/2} \times \\
& \quad \times D_{i_p} D_{j_n} u_{j_p} v_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^\lambda (1-\eta_{j_n})(1-\eta_{j_p}-\eta_{i_p}) \left[F_{i_p R-\Lambda} F_{j_n R} r_{j_p i_p} \times \right. \\
& \quad \times \left. \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R \end{Bmatrix} \right] \left\{ \begin{Bmatrix} j_p & i_p & \Lambda \\ R-\Lambda & R & I_p \end{Bmatrix} + (-1)^\Lambda F_{i_p R} F_{j_n R-\Lambda} S_{j_p i_p} \times \right. \\
& \quad \times \left. \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R-\Lambda \end{Bmatrix} \right\} \left\{ \begin{Bmatrix} j_p & i_p & \Lambda \\ R & R-\Lambda & I_p \end{Bmatrix} \right\}] + \sum (-1)^{j_n+l_p+\lambda} \frac{R}{\Lambda} \times \\
& \quad \times (2\Lambda+1)(2R+1)(2J_1+1)(2J_2+1) F_{i_p R} F_{i_n R} D_{i_p} D_{i_n} u_{j_p} u_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^\lambda \times \\
& \quad \times r_{j_p i_p} r_{j_n i_n} (1-\eta_{j_p}-\eta_{i_p})(1-\eta_{j_n}-\eta_{i_n}) \left\{ \begin{Bmatrix} I_p & i_p & R \\ \Lambda & R-\Lambda & J_1 \end{Bmatrix} \right\} \times \\
& \quad \times \left\{ \begin{Bmatrix} I_n & i_n & R \\ \Lambda & R-\Lambda & J_2 \end{Bmatrix} \right\} \left\{ \begin{Bmatrix} J_2 & J_1 & \lambda \\ I_p & I_n & R-\Lambda \end{Bmatrix} \right\} \left\{ \begin{Bmatrix} \Lambda & i_p & J_1 \\ i_n & \Lambda & J_2 \\ j_n & j_p & \lambda \end{Bmatrix} \right\} + \\
& \quad + \sum (-1)^{j_p-l_p} \frac{R}{\Lambda} (2\Lambda+1)(2R+1) F_{i_p R} F_{i_n R} D_{i_p} D_{i_n} u_{j_p} u_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^\lambda \times \\
& \quad \times s_{i_p j_p} s_{i_n j_n} (1-\eta_{j_p}-\eta_{i_p})(1-\eta_{j_n}-\eta_{i_n}) \left\{ \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R-\Lambda \end{Bmatrix} \right\} \times \\
& \quad \times \left\{ \begin{Bmatrix} I_p & i_p & R \\ \Lambda & R-\Lambda & j_p \end{Bmatrix} \right\} \left\{ \begin{Bmatrix} I_n & i_n & R \\ \Lambda & R-\Lambda & j_n \end{Bmatrix} \right\} + \sum (-1)^{j_n-l_n} \frac{R}{\Lambda} (2\Lambda+1) \times \\
& \quad \times (2R+1) D_{i_p} D_{j_n} v_{j_p} v_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^\lambda F_{i_p R} F_{j_n R} \left\{ \begin{Bmatrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R \end{Bmatrix} \right\} \times \\
& \quad \times \left\{ \begin{Bmatrix} I_p & j_p & R \\ \Lambda & R-\Lambda & J \end{Bmatrix} \right\} \left\{ \begin{Bmatrix} I_p & i_p & R \\ \Lambda & R-\Lambda & J \end{Bmatrix} \right\} \left[(1-\eta_{j_p}-\eta_{l_p}) r_{j_p l_p} r_{i_p l_p} \times \right. \\
& \quad \times (2J+1) \left\{ \begin{Bmatrix} \Lambda & j_p & l_p \\ \Lambda & i_p & J \end{Bmatrix} \right\} - (1-\eta_{i_p}-\eta_{l_p}) s_{j_p l_p} s_{i_p l_p} \delta_{J, l_p} \left. \right] +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum (-1)^{j_n - I_n} \frac{R}{A} (2A + 1)(2R + 1) D_{j_p} D_{i_n} v_{j_p} v_{j_n} \Gamma_{j_p j_n}^\lambda F_{j_p R} F_{i_n R} \times \\
& \times \left\{ \begin{matrix} j_n & j_p & \lambda \\ I_p & I_n & R \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I_n & j_n & R \\ A & R - A & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} I_n & i_n & R \\ A & R - A & J \end{matrix} \right\} \times \\
& \times \left[(1 - \eta_{i_n} - \eta_{i_n}) r_{j_n i_n} r_{i_n i_n} (2J + 1) \left\{ \begin{matrix} A & j_n & i_n \\ A & i_n & J \end{matrix} \right\} - \right. \\
& \left. - (1 - \eta_{j_n} - \eta_{i_n}) s_{j_n i_n} s_{i_n i_n} \delta_{J j_n} \right] \}, \tag{1}
\end{aligned}$$

где $u_{j_n}, u_{j_p}, v_{j_n}, v_{j_p}$ - числа Боголюбова; r, s - амплитуды рождения и уничтожения фононов; A - проекция момента, остальные обозначения указаны ранее.

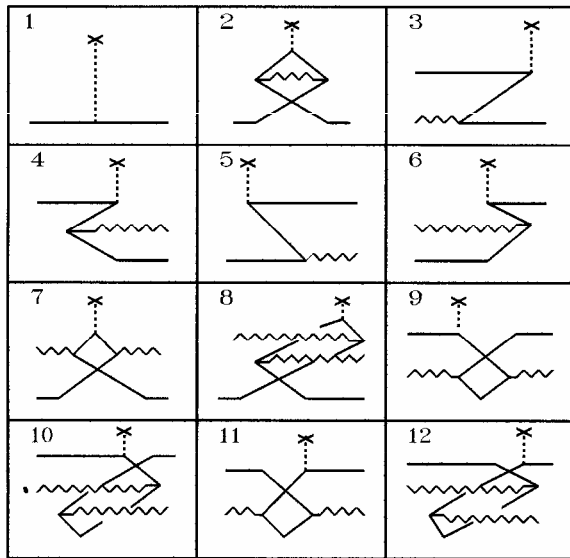


Рис. 1. Диаграммы, учитываемые при расчете вероятностей бета-переходов.

Выражения для приведенных матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия для бета-распада U- и V-типа структурно похожи. Каждое из выражений содержит по 12 слагаемых, связанных с одноквaziчастичным бета-переходом, влиянием вакуумных флуктуаций, рождением или уничтожением одного или двух фононов. Условно эти слагаемые можно изобразить с помощью 12 классов диаграмм, изображенных на рис. 1 (прямая линия обозначает квазичастицу, волнистая – фонon, пунктирная – слабое взаимодействие). Первая сумма в приведенном выражении отвечает за прямой бета-распад нечетной квазичастицы в «окружении» 0 фононов, 1 фонона и т. д. и изображается диаграммой 1 на рис. 1. Аналогичную развертку по числу фононов следует иметь в виду для каждой диаграммы, представленной на рис. 1. Вторая сумма отвечает за процессы, представленные на рис. 1 (2), и описывает влияние вакуумных флуктуаций на вероятности бета-переходов. Одно из важнейших свойств вакуумных флуктуаций –

снятие l -запрета, которое проявляется тем сильнее, чем с более коллективным ядром мы имеем дело. В некоторых случаях их вклад является просто определяющим. Остальные суммы описывают влияние на вероятности бета-переходов различных эффектов некоммутативности одноквaziчастичных и коллективных мод. Все эти процессы не имеют аналога на языке ротационной модели. В то же время, как мы увидим в дальнейшем, третья и четвертая суммы играют зачастую определяющую роль при бета-распаде на конкретные состояния ядер.

3. Коллективные эффекты при бета-распаде конкретных ядер

В рамках ДКМ проведены расчеты бета-распада группы ядер: $^{97}\text{Rh} \rightarrow ^{97}\text{Ru}$, $^{99}\text{Rh} \rightarrow ^{99}\text{Ru}$, $^{95}\text{Tc} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$, $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$, $^{113}\text{Sb} \rightarrow ^{113}\text{Sn}$, $^{115}\text{Sb} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$, $^{117}\text{Sb} \rightarrow ^{117}\text{Sn}$, $^{95}\text{Ru} \rightarrow ^{95}\text{Tc}$, $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$, $^{131}\text{Cs} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$, $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$. Для всех дочерних ядер рассчитаны энергии, спектроскопические факторы, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты основного и возбужденных состояний, а также приведенные вероятности электромагнитных переходов между ними.

Рассмотрим любую цепочку бета-распада нечетных ядер, например для $A = 97$. Основанием цепочки является стабильный ^{97}Mo , с одной стороны изображены β^- , а с другой - β^+ -распады (или ε -захваты) ядер с $A = 97$. В начале цепочки β^+ -распадчиков энергия бета-распада превышает 7 МэВ, время жизни материнского ядра измеряется секундами, а в конце цепочки энергия бета-распада равна 0,3 МэВ, время жизни ^{97}Tc равно $2,6 \cdot 10^6$ лет. Ядра этой части цепочки являются нейтронно-дефицитными, протонная поверхность Ферми у них расположена выше по энергии, чем нейтронная, а

разница между ними уменьшается с приближением к стабильному ядру ^{97}Mo . Чем больше эта разница, тем больше выбор состояний, которые могут возбуждаться при бета-распаде, и легче возбуждаются коллективные состояния. Реальные бета-переходы на коллективные состояния заторможены по сравнению с одночастичной оценкой, а наш метод учитывает все многофононные состояния остова, формирующие ираст-полосу. Отмечаем, что в обеих частях цепочки могут распадаться как нечетные нуклоны, так и спаренные, т. е. чередуются бета-распады U- и V-типа.

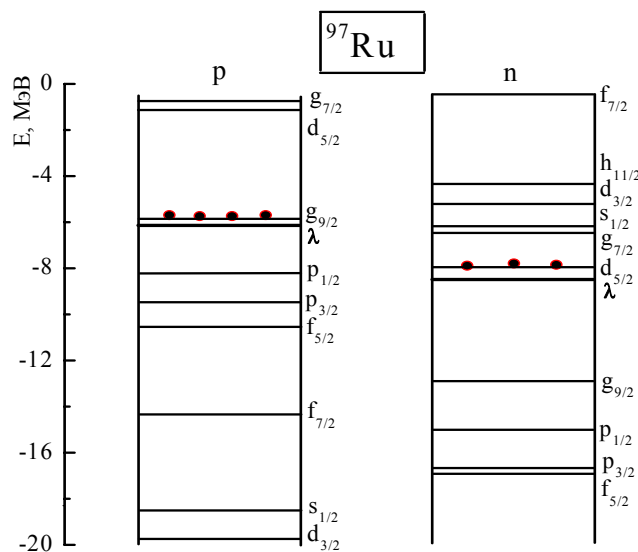


Рис. 2. Часть одночастичной схемы уровней ^{97}Ru .

поверхность Ферми расположена выше нейтронной, поэтому распадается спаренный протон подоболочки $g_{9/2}$. Родившийся нейтрон переходит на нейтронную подоболочку $g_{7/2}$, т. к. остальные переходы являются l -запрещенными. Вероятности бета-переходов определяются в основном амплитудой нейтронного двухквазичастичного состояния $[2d_{5/2}1g_{7/2}]\lambda = 2$ в однофононных состояниях ^{97}Tc .

У дочернего нечетно-протонного ядра ^{97}Tc в низкоэнергетической области, которая при изучении бета-распада нас интересует, может возбуждаться одноквазичастичное состояние, основной вклад в которое дает одночастичное состояния $p_{1/2}$. При взаимодействии квазичастиц, основной вклад в которые дают одночастичные состояния $g_{9/2}$ и $p_{1/2}$ с ираст-полосой остова ^{96}Mo , образуются две полосы состояний.

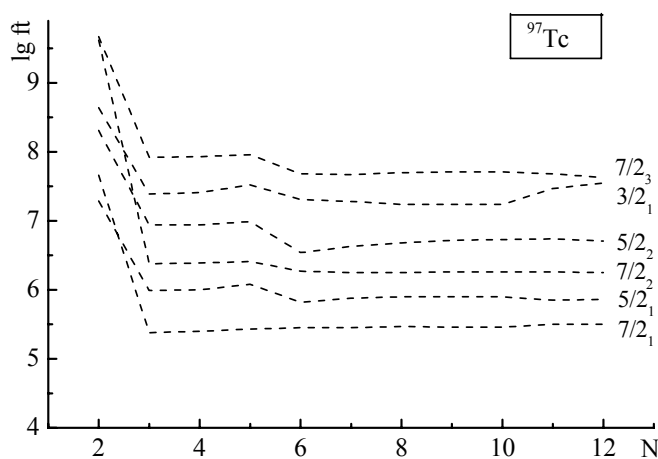


Рис. 3. Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм.

После вычисления всех спектроскопических характеристик материнского ядра по формуле (1) рассчитываем приведенный матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия, через который выражаются приведенные вероятности бета-переходов. На рис. 3 изображены зависимости $\lg ft$ (t – период полураспада, пунктирные линии проведены условно) от количества учитываемых классов диаграмм, изображенных на рис. 1, а в табл. 1 приведено сравнение рассчитанных значений $\lg ft$ с экспериментальными (указаны экспериментальные значения энергии состояний, на которые идет бета-переход). Видно, что максимальный вклад в значения $\lg ft$ для распада на все состояния дает класс диаграмм 3, связанный с рождением одного фонона, а для $7/2_2$ -состояния этот вклад превышает три единицы, т. е. вероятности бета-переходов в результате их учета меняются на три порядка. Из такого перепада значений можно получить амплитуду рождения фонона. Менее значительный вклад для некоторых состояний дает класс диаграмм 6, связанный с уничтожением одного фонона, и класс диаграмм 11, связанный с рождением двух фононов. Такое поведение $\lg ft$ типично для бета-распада V-типа. Рисунок является убедительным подтверждением необходимости учета коллек-

Рассмотрим бета-распад $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$ (V-типа). При расчете спектроскопических характеристик конкретного ядра в качестве базиса используются одночастичные волновые функции, полученные в результате учета среднего поля ядра без остаточных взаимодействий (использован потенциал Вудса - Саксона, учитывается по 15 нейтронных и протонных одночастичных состояний). На рис. 2 приведена часть одночастичной схемы уровней ^{97}Ru для протонов (p) и нейтронов (n), жирной линией указан соответствующий химпотенциал (λ), буквами обозначены орбитальные моменты, цифрами справа – спины нуклонов, находящихся на этих подоболочках. Кружками условно обозначены нуклоны на последних подоболочках, напоминаем, что в ДКМ учитываются вакуумные флуктуации и спаривание квазичастиц. Видно, что у нейтронно-дефицитного ядра ^{97}Ru протонная поверх-

ности Ферми расположена выше нейтронной, поэтому распадается спаренный протон подоболочки $g_{9/2}$. Родившийся нейтрон переходит на нейтронную подоболочку $g_{7/2}$, т. к. остальные переходы являются l -запрещенными. Вероятности бета-переходов определяются в основном амплитудой нейтронного двухквазичастичного состояния $[2d_{5/2}1g_{7/2}]\lambda = 2$ в однофононных состояниях ^{97}Tc .

У дочернего нечетно-протонного ядра ^{97}Tc в низкоэнергетической области, которая при изучении бета-распада нас интересует, может возбуждаться одноквазичастичное состояние, основной вклад в которое дает одночастичное состояния $p_{1/2}$. При взаимодействии квазичастиц, основной вклад в которые дают одночастичные состояния $g_{9/2}$ и $p_{1/2}$ с ираст-полосой остова ^{96}Mo , образуются две полосы состояний.

тивных степеней свободы при бета-распаде ядер. Как видно из табл. 1, результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными, особенно для состояний, на которые переходы идут с максимальной интенсивностью.

Таблица 1. Сравнение рассчитанных и экспериментальных $\lg ft$

I^π	$7/2_1^+$	$5/2_1^+$	$5/2_2^+$	$7/2_2^+$	$7/2_3^+$	$3/2_1^+$
$E_{\text{экс.}}, \text{кэВ}$	215,7	324,4	785,0	855,4	969,7	994,7
$\lg ft, \text{экс.}$	5,5	6,3	6,5	7,6	6,7	7,6
$I_{\beta^+}, \%$	87,68	11,01	1,06	0,05	0,099	0,007
$\lg ft, \text{рас.}$	5,5	5,9	6,7	6,3	7,6	7,5

Для бета-распада U-типа вклад коллективных степеней свободы при расчете приведенных вероятностей бета-переходов не так ярко выражен, но при больших энергиях распада тоже бывает существенным. Для примера рассмотрим бета-распад $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$. В табл. 2 приведено сравнение рассчитанных $\lg ft$ с экспериментальными, в процентах указана интенсивность переходов, использованы экспериментальные данные из различных источников, причем значения интенсивностей бета-переходов и $\lg ft$ из разных источников отличаются существенно. Лучше всего наши результаты согласуются с самыми последними по дате измерений данными.

Таблица 2. Значения $\lg ft$ для бета-распада $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$

I^π	$7/2_1^+$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	$5/2_2^+$	$3/2_2^+$	$3/2_3^+$	$7/2_2^+$
$E_{\text{экс.}}, \text{кэВ}$	0	154,5	643,6	755,3	1032,6	1151,7	1276,6
$\lg ft, \text{эксп. [10]}$	>5,4	5,0	4,6	5,5	4,9	5,4	>6,1
$\lg ft, \text{эксп. [11]}$	-	4,8	4,7	5,5	4,7	5,0	-
$I_{\beta^+}, \%$	-	45,7	29,2	4,0	15,0	6,1	
$\lg ft, \text{эксп. [12]}$	-	5,4	4,8	5,7	5,2	5,6	6,6
$I_{\beta^+}, \%$	-	24,2	47	5,4	13,3	3,8	0,4
$\lg ft, \text{расч.}$	7,1	5,5	4,8	5,8	5,1	5,4	6,7

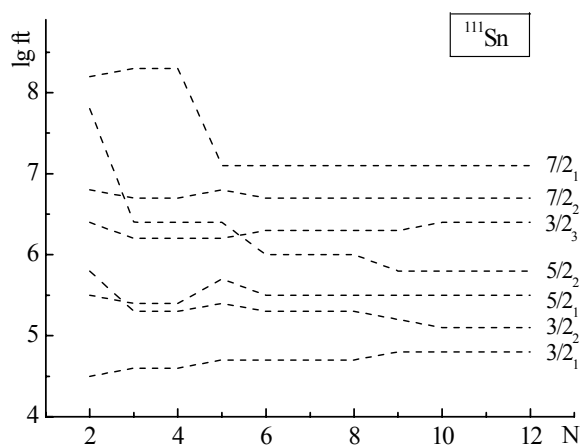


Рис. 4. Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм.

На рис. 4 приведены зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распада $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$. Волновая функция основного состояния $5/2_1^+$ в ^{111}Sb , также как и состояния $7/2_1^+$ в ^{111}Sn , близка к одночастичной и отвечает l -запрещенному переходу $2d_{5/2} \rightarrow 1g_{7/2}$. Снятие запрета на этот переход до значения $\lg ft \approx 7$ обусловлено двумя факторами: вакуумными флуктуациями, которые снимают l -запрет до значения $\lg ft \approx 8,3$, и линейными паулевскими диаграммами (рис. 1), ослабляющими запрет до значения $\lg ft \approx 7$. Большой интерес для нас представляет состояние $5/2_2^+$ - однофононное возбуждение на одноквазичастичном $1g_{7/2}$ -состоянии, т.е. так называемая " $j-1$ "-аномалия. Из рисунка видно, что практически все классы диаграмм дают вклад в значения $\lg ft$ для указанного состояния.

Бета-переход на одноквазичастичное состояние $3/2_1^+$, основной вклад в которое дает одночастичное состояние $d_{3/2}$, близок к одночастичному, но даже в этом случае заметен вклад коллективных степеней свободы.

Интересный коллективный эффект проявляется при бета-распаде U-типа $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$. Бета-распад с основного состояния ^{133}Xe , в формировании которого основной вклад дает нейтронное одночастичное состояние $d_{3/2}$, с очень большой интенсивностью (99 %) идет на одноквазичастичное $5/2_1^+$ -состояние ^{133}Cs , в которое основной вклад дает протонное одночастичное состояние $d_{5/2}$ и значитель-

ный вклад – $g_{7/2}$. Второе и третье возбужденные состояния ^{133}Cs образованы связью нечетного протона $g_{7/2}$ с квадрупольным фононом остова, поэтому существенный вклад в значения приведенных вероятностей бета-переходов на эти состояния дает слагаемое, связанное с рождением одного фонона. В табл. 3 приведены $\lg ft$ для переходов на возбужденные состояния ^{133}Cs : экспериментальные, рассчитанные в ДКМ и в микроскопической квазичастично-фононной модели (МКФМ) [3].

Таблица 3. Значения $\lg ft$ для бета-распада $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$

I^π	$5/2_1^+$	$5/2_2^+$	$3/2_1^+$
$E_{\text{экс.}}, \text{кэВ}$	81	161	384
$I_{\beta^-}, \%$	99	0,81	0,0076
$\lg ft, \text{эксп.}$	5,6	7,3	6,9
$\lg ft, \text{ДКМ}$	5,3	7,6	6,0
$\lg ft, \text{МКФМ}$	3,8	6,8	5,6

Переход на первое возбужденное состояние в ДКМ описан значительно лучше, потому что в ней учитываются вакуумные флуктуации. Переход на второе возбужденное состояние в обеих моделях описывается хорошо, так как в них учитывается бета-распад с рождением одного фонона. Переход на третье состояние в ДКМ описан лучше. Переходы на первое и второе возбужденные состояния, согласно общепринятой классификации, являются гамов-теллеровскими, спины состояний одинаковы, но их интенсивности и вероятности отличаются значительно. Этот случай является очень ярким примером чувствительности вероятностей бета-переходов к структуре волновой функции и подтверждением того, что классификация бета-переходов по спинам недостаточна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вероятности бета-переходов и структура ядер* / И. Н. Вишнеvский, Г. Б. Крыгин, А. А. Куртева, В. Е. Митрошин, В. В. Тришин // ЯФ. - 1994. - Т.57, № 1. - С. 17 - 33.
2. *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.
3. *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.
4. *Takahashi K., Mathews G. J., Bloom S. D. Shell-model calculation of ^{99}Tc beta decay in astrophysical environments* // Phys. Rev. - 1986. - Vol. C33. - P. 296 – 302.
5. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра: В 2-х т. - М.: Мир, 1977. - Т. 2: Деформация ядер. - 664 с.
6. *Кашуба И. Е., Овчаренко В. И.* β -переходы в модели неаксиального нечетного ядра // УФЖ. - 1972. - Т. 17, № 2. - С. 315 - 322.
7. *Соловьев В. Г.* Теория сложных ядер. - М.: Наука, 1971. - 559 с.
8. *Крыгин Г. Б., Митрошин В. Е.* Зарядовые радиусы и структура атомных ядер // ЭЧАЯ. - 1985. - Т. 16. - С. 927 - 965.
9. *Митрошин В. Е.* Динамическая коллективная модель структуры атомных ядер // ЭЧАЯ. - 2002. - Т. 33, вып. 6. - С. 1446 - 1513.
10. *Tuli J. K.* // Nuclear Data Sheets. - 1993. - Vol. 70, No. 1. - P. 145 - 155.
11. *Blachot J.* // Nuclear Data Sheets. - 1990. - Vol. 59, No. 4. - P. 729 - 766.
12. *Wigmans M. E. J., Heynis R. J., Kam P. M. A. et al.* Decay of $^{111,112,113,114,115}\text{Sb}$ // Phys. Rev. C. - 1976. - Vol. 14, No. 1. - P. 229 - 242.
13. *Evaluated Nuclear Structure Data File-2000.*

COLLECTIVE EFFECTS FOR β -DECAY OF ODD NUCLEI

I. M. Vyshnevskiy, A. A. Kurteva, V. E. Mitroshin

The calculations of the beta-decay of group nuclei, comparison with experimental data and calculations in other models have been carried out in the framework of dynamic collective model by use the expressions for reduced matrix elements of the weak interaction Hamiltonian derived in [1]. The influences of vacuum fluctuations, creation or destruction of one or two phonons to the probabilities of beta-transitions of odd nuclei were taken into account. Only one particle beta-transitions were taken into account in works of other authors and in works [2, 3] – additionally beta-decay with creation of one phonon.

КОЛЕКТИВНІ ЕФЕКТИ ПРИ БЕТА-РОЗПАДІ НЕПАРНИХ ЯДЕР

І. М. Вишневський, Г. О. Куртєва, В. Є. Мітрошин

У рамках динамічної колективної моделі з використанням виразів для зведених матричних елементів гамільтоніана слабкої взаємодії, отриманих у [1], проведено розрахунки бета-розпаду групи ядер, порівняння з експериментальними даними та розрахунками в інших моделях. Ураховано вплив вакуумних флюктуацій, народження та знищення одного чи двох фононів на ймовірності бета-переходів непарних ядер. У роботах інших авторів ураховуються тільки одночастинкові бета-переходи, а в роботах [2, 3] – додатково бета-розпад із народженням одного фонона.