

А. А. Куртева^{1,*}, В. Е. Митрошин²¹ *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*² *Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков, Украина*

*Ответственный автор: ann.kurteva17@gmail.com

**БЕТА-РАСПАД И СТРУКТУРА НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР,
ОСЛАБЛЕНИЕ СЛАБЫХ СИЛ В ЯДРАХ**

Представлены результаты расчетов в рамках динамической коллективной модели вероятностей бета-переходов более 20 ядер с массовыми числами от $A = 31$ до $A = 231$ с одной универсальной перенормировкой констант слабого взаимодействия. Учтены квазичастичные и многофононные (до 10 фононов) состояния, а также вакуумные флуктуации квазичастиц. Рассчитанные значения $\lg ft$ хорошо согласуются с экспериментальными. В совокупности результаты расчетов показывают, что ослабление слабых сил в ядрах не зависит от массового числа и энергии возбуждаемых при бета-распаде состояний.

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

1. Введение

Перед ядерной физикой давно стоит вопрос о корректном описании вероятностей бета-переходов при распаде атомных ядер, но успехи в этом вопросе очень скромные. Проблем две. Во-первых, в настоящее время пока не существует модели атомного ядра, которая с приемлемой точностью описывала бы наблюдаемые на эксперименте свойства основных и возбужденных состояний ядер в широкой области масс, хотя бы при малых энергиях возбуждения. Во-вторых, не совсем понятна природа наблюдаемого сильного подавления слабого взаимодействия в многонуклонных системах, хотя принято считать, что это обусловлено формированием фермиевского (F) и гамов-теллеровского (GT) резонансов [1, 2] за счет зарядово-обменных и спин-зарядово-обменных остаточных сил.

Одной из наиболее успешных при описании структуры ядер оказалась динамическая коллективная модель (ДКМ) [3 - 5], развиваемая уже более 30 лет. Однако даже в рамках ДКМ не всегда удавалось удовлетворительно описать свойства некоторых переходных и сильнодеформированных ядер.

Если бы подавление слабых сил при бета-распаде ядер было обусловлено именно ролью F- и GT-резонансов, то при удовлетворительном описании их спектроскопических характеристик в рамках ДКМ величина перенормировки констант слабого взаимодействия зависела бы как от массового числа, так и от энергии возбуждаемых при бета-распаде состояний. Но, как мы увидим в дальнейшем, это не наблюдается. Доказательству этого обстоятельства посвящена настоящая

работа, в которой продемонстрирована фундаментальная роль различных структурных эффектов при описании бета-распада ядер в рамках ДКМ.

Во втором разделе кратко описана ДКМ, в третьем – изложена суть метода расчета приведенных вероятностей бета-переходов, подробно описанного в [6] и кратко в [7], в четвертом – проиллюстрированы основные закономерности бета-распада нечетных ядер на конкретных примерах, в заключении – подведены итоги, в приложении – приведена сводная таблица полученных результатов.

2. Динамическая коллективная модель

Формально ДКМ представляет собой типичную модель связи нечетной квазичастицы с коллективными степенями свободы четно-четного остова. Из всех коллективных возбуждений остова учитывается только полоса, связанная с основным состоянием. В большинстве случаев именно она отвечает за формирование спектра низколежащих состояний, на которые идет бета-распад.

Отличие ДКМ от подобных моделей заключается в последовательном учете роли принципа Паули как при формировании многофононных (до 10 фононов) состояний, так и при их взаимодействии с нечетной квазичастицей, а также в учете влияния флуктуаций «поверхности ядра» – вакуумных флуктуаций на перенормировку одночастичных моментов и эффективных сил. В совокупности это позволило единообразно и вполне удовлетворительно описывать спектроскопические характеристики сферических, переходных и слабо деформированных ядер. На эту тему было опубликовано много работ.

© А. А. Куртева, В. Е. Митрошин, 2019

В 90-х годах прошлого века была разработана микроскопическая версия ДКМ для описания коллективных и неколлективных степеней свободы сферических, переходных и деформированных четно-четных ядер [8]. Ее обобщение на нечетные ядра так и не было воплощено из-за многих причин, главной из которых является потеря научного интереса к изучению структуры атомных ядер в целом. Но в плане интересующей нас проблемы (о природе ослабления слабых сил в ядрах) версия ДКМ-78 вполне нас устраивала, так как нужно было взглянуть на проблему «в целом».

В ДКМ-78 используются три варьируемых параметра:

1) протонная или нейтронная константа спин-орбитальных сил V_{ls}^r , сумма которых постоянна по всей массовой области. При описании спектра одна из них определялась либо из описания (где это было возможно) относительного положения основных состояний положительной и отрицательной четности, либо из сравнения значений энергии нижайших возбужденных состояний ядра с экспериментальными;

2) массовый параметр B_2 , который определялся по экспериментальному значению $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ для четно-четного остова и варьировался в пределах экспериментальной погрешности;

3) квадрупольный момент $Q(2_1^+)$, величина которого во многих случаях не определена или определена с большой погрешностью. Поэтому он фиксировался из описания наблюдаемого в эксперименте расщепления дублетов состояний в какой-либо из квазиротационных полос.

Параметры варьировались так, чтобы получалось удовлетворительное описание наблюдаемых в эксперименте спектров возбуждения. Подчеркнем, что в слова «удовлетворительное описание» каждый исследователь вкладывает свою систему оценок, так как общепринятого критерия не существует.

В расчетах учитывались все удовлетворяющие правилам отбора по полному моменту и четности одночастичные состояния от -50 до $+5$ МэВ в потенциале Саксона - Вудса с универсальной для всех ядер параметризацией и до 10 фононов ирраст-полосы.

В итоге удавалось описать не только спектры ядер, но и вероятности гамма-переходов различной мультипольности, спектроскопические факторы, магнитные и квадрупольные моменты состояний, изменения в зарядовых радиусах ядер.

Довольно устойчивое расхождение с экспериментальными данными в ряде случаев наблюдалось при описании магнитных моментов и M1-переходов, а также слабых E2-переходов. Этому не

стоит придавать большого значения, так как в ДКМ-78 не учитываются спин-мультипольные силы из-за невозможности их универсальной параметризации для всей области масс, а при расчетах M1-моментов учитывались только первые два класса диаграмм, о которых мы скажем при обсуждении бета-распада, тогда как остальные 10 классов диаграмм могут играть важную роль в корректном описании M1-моментов.

Расчет приведенных вероятностей бета-переходов проводился после расчета перечисленных спектроскопических характеристик ядер без какой-либо дополнительной вариации параметров модели.

3. Приведенные вероятности бета-переходов

В работе [6] в рамках ДКМ получены приведенные матричные элементы гамильтониана слабого взаимодействия. Мы не будем их приводить, так как они громоздки и требуют многочисленных комментариев. В этой же работе описан и метод, позволяющий определить величину перенормировки слабых сил в ядрах, она оказалась равной $[g_A / g_V] = 0,343 [g_A / g_V]_{free}$, где g_A и g_V – аксиально-векторная и векторная константы слабого взаимодействия соответственно, $[g_A / g_V]_{free}$ – отношение констант при распаде свободного нейтрона.

Мы различаем два типа бета-распадов. U-типом называется β^+ -распад нечетно-протонных и β^- -распад нечетно-нейтронных ядер, а бета-распадом V-типа называется β^- -распад нечетно-протонных и β^+ -распад нечетно-нейтронных ядер. Название типа распада принято в соответствии с имеющимися сомножителями – коэффициентами Боголюбова в первых слагаемых приведенных матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия.

Выражения для приведенных матричных элементов для бета-распада U- и V-типов структурно похожи. Каждое из выражений содержит по 12 слагаемых, каждое из которых является суммой по 11 переменным. Эти слагаемые можно изобразить с помощью 12 классов диаграмм, показанных на рис. 1.

Первая сумма в матричном элементе 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 (до 10) следует иметь в виду для каждой диаграммы, потому и называемые «классом диаграмм». Стоит отметить, что в f_{jk} -представлении [3] первое слагаемое совпадает с выражением, описывающим бета-распад

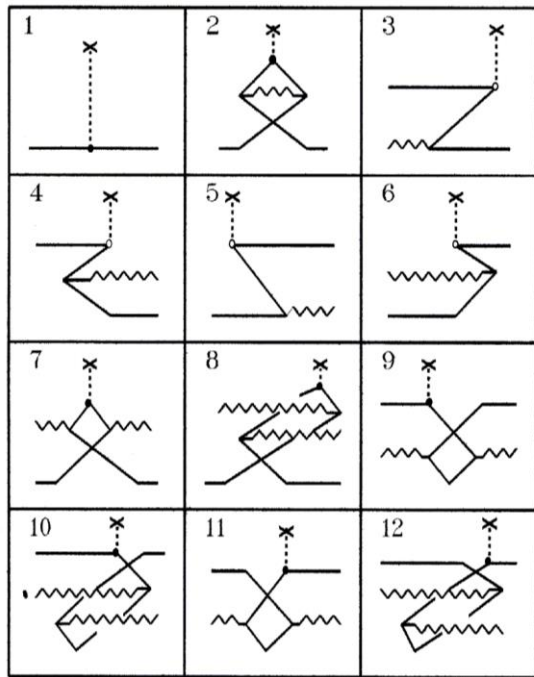


Рис. 1. Классы диаграмм, учитываемые при расчете бета-распада ядер (сплошная линия – квазичастица, волнистая – фонон, пунктир – бета-распад).

нечетной частицы, находящейся во вращающемся деформированном поле. При описании бета-распада нечетных ядер в ротационной модели учитывается только это слагаемое. Но, как мы увидим в дальнейшем, вклад остальных сумм велик и в ряде случаев является определяющим.

Вторая сумма описывает влияние вакуумных флуктуаций на вероятности бета-переходов, она представлена классом диаграмм 2 на рис. 1. Их влияние сводится к перенормировке соответствующих членов из первой суммы. Одно из замечательных свойств вакуумных флуктуаций состоит в снятии *l*-запрета, которое проявляется тем сильнее, чем с более коллективным ядром мы имеем дело. В некоторых случаях, особенно для переходов V-типа, их вклад очень велик.

Остальные суммы описывают влияние на вероятности бета-переходов различных эффектов некоммутируемости одноквазичастичных и коллективных мод. Все эти процессы не имеют аналога на языке ротационной модели. Как мы увидим в дальнейшем, для многих ядер вклад в вероятности бета-переходов дают классы диаграмм до 9-й включительно.

3. Бета-распад конкретных ядер

При выборе ядер мы руководствовались следующими мотивами. Необходимо было рассмотреть бета-распад U- и V-типов, чтобы выяснить, какую роль играют разные классы диаграмм. Интересно

было изучить закономерности бета-распада изотопов, изотонов и ядер одной цепочки бета-распада.

В рамках развитого метода были изучены бета-распады следующих ядер: $^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$, $^{95}\text{Tc} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$, $^{97}\text{Rh} \rightarrow ^{97}\text{Ru}$, $^{99}\text{Rh} \rightarrow ^{99}\text{Ru}$, $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$, $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$, $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$, $^{113}\text{Sb} \rightarrow ^{113}\text{Sn}$, $^{115}\text{Sb} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$, $^{117}\text{Sb} \rightarrow ^{117}\text{Sn}$, $^{119}\text{Sb} \rightarrow ^{119}\text{Sn}$, $^{121}\text{I} \rightarrow ^{121}\text{Te}$, $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$, $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$, $^{131}\text{Cs} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$, $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$, $^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Pa}$ (U- типа) и $^{31}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Si}$, $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$, $^{127}\text{Xe} \rightarrow ^{127}\text{I}$ (V-типа) и др. С некоторыми из результатов можно ознакомиться в [6, 7, 9 - 15].

Для всех дочерних ядер были рассчитаны энергии, магнитные дипольные и электрические квадрупольные моменты, спектроскопические факторы основных и возбужденных состояний, а также вероятности M1- и E2-переходов между ними.

Выбранные для иллюстрации примеры отражают самые характерные особенности, с которыми мы сталкивались в наших исследованиях. При сравнении результатов расчетов с экспериментом представлены только те значения, для которых имеются экспериментальные данные, основным источником которых для нас был [16].

3.1. β-распад U-типа $^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$

На рис. 2 представлены фрагменты экспериментальной и рассчитанной схем уровней ^{65}Cu .

Состояния разбиты на группы «полос» с учетом анализа экспериментальных интенсивностей гамма-переходов и подобия волновых функций состояний из одной полосы в f_{jk} -представлении [3]. В ДКМ состояния, принадлежащие к одной полосе, имеют подобное распределение $|f_{jk}|^2$ по *k* и между ними идут усиленные гамма-переходы. Здесь $|f_{jk}|^2$ – модуль амплитуды волновой функции, *k* – проекция углового момента на ось симметрии ядра.

Аналогично мы будем поступать и в других случаях. При сопоставлении с экспериментом следует иметь в виду, что экспериментальная идентификация спинов и четностей для высоковозбужденных состояний зачастую бывает ошибочной.

В табл. 1 представлены известные экспериментальные и рассчитанные значения магнитных и квадрупольных моментов и рассчитанные значения спектроскопических факторов для указанных состояний.

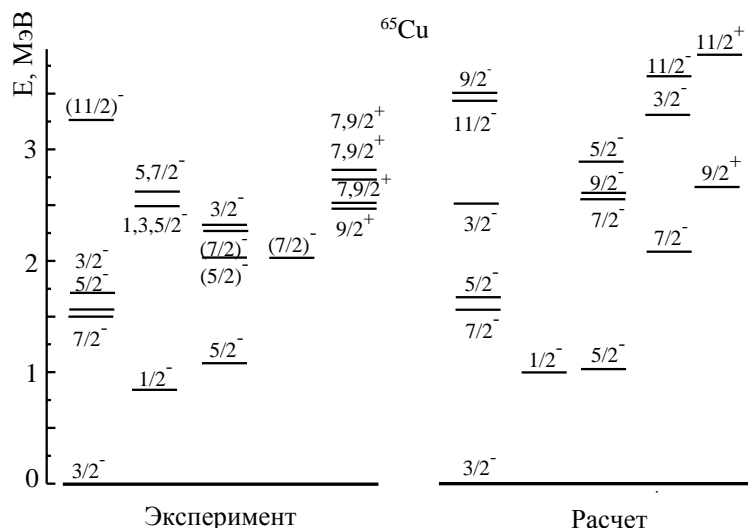


Рис. 2. Экспериментальный и рассчитанный спектры ⁶⁵Cu.

Таблица 1. Рассчитанные и экспериментальные значения энергий, магнитных и квадрупольных моментов ⁶⁵Cu и их спектроскопфакторы

<i>E</i> , кэВ, эксперимент	<i>E</i> , кэВ, расчет	<i>I</i> ^π	μ, я.м., эксперимент	μ, я.м., расчет	<i>Q</i> , бн, эксперимент	<i>Q</i> , бн, расчет	<i>S</i> ⁺ , расчет	<i>S</i> ⁻ , расчет
0	0	3/2 ⁻	2,3816(2)	2,76	-0,195(4)	-0,26	0,78	0,01
1115,6	1021	5/2 ⁻	4,4(9)	2,23	-	-0,21	0,69	0,0

В табл. 2 представлено сравнение результатов расчета *Ig ft* (*t*-парциальный период полураспада) с экспериментом. Бета-распад идет с основного состояния 5/2⁻ ⁶⁵Ni на 3/2⁻, 5/2⁻ и 7/2⁻ - состояния ⁶⁵Cu. В первой строке указаны спины состояний, на которые идут переходы, во второй – экспериментальные энергии этих состояний, в третьей – интенсивности бета-переходов, в четвертой – экспериментальные значения *Ig ft*, в пятой – рассчитанные значения *Ig ft*.

Чтобы проиллюстрировать, каким именно классам диаграмм мы обязаны столь хорошим описанием эксперимента, на рис. 3 показана зависимость *Ig ft* от количества учитываемых классов диаграмм из рис. 1 (первые два класса, первые три и т.д.). Линии проведены условно, для наглядности, справа указаны спины состояний, на которые происходят переходы.

Таблица 2. Значения *Ig ft* для бета-распада ⁶⁵Ni → ⁶⁵Cu

<i>I</i> ^π	3/2 ⁻	5/2 ⁻	7/2 ⁻
<i>E</i> , эксперимент	0	1115,6	1481,8
<i>I</i> , %	60	10,18	28,4
<i>Ig ft</i> , эксперимент	6,6	6,1	4,9
<i>Ig ft</i> , расчет	6,6	6,3	4,6

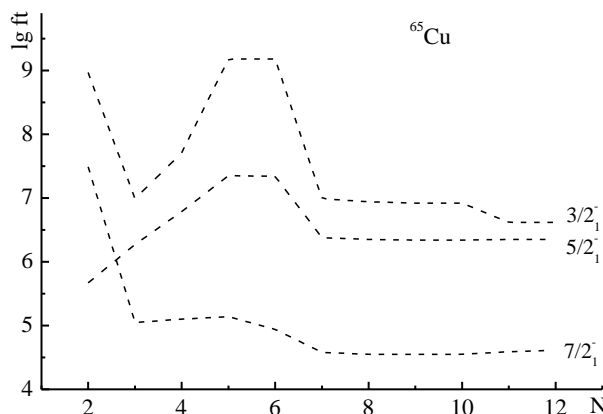


Рис. 3. Зависимости *Ig ft* от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распада ⁶⁵Ni → ⁶⁵Cu.

Как видим, хорошее описание эксперимента в рассматриваемом случае достигается при суммировании до 11-го класса диаграмм. Но рассмотренный пример скорее исключение из правил из-за очень сложной «дырочной» природы основного 5/2⁻ -состояния ⁶⁵Ni. Это очень сложная смесь базисных векторов от |2p_{1/2}⟩ ⊗ |2₁⁺⟩, вплоть до |1f_{7/2}⟩ ⊗ |10₁⁺⟩. Обычно хватает учета до 9-го класса диаграмм включительно.

3.2. β^+ -распад V-типа $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$

На рис. 4 представлена часть схемы уровней ^{97}Tc . При сопоставлении результатов расчета с экспериментом следует иметь в виду, что довольно часто при экспериментальном определении спина и четности состояния случаются ошибки, на что систематически указывают повторные эксперименты.

В табл. 3 представлены результаты расчетов магнитных и квадрупольных моментов, спектро-

скопических факторов для низколежащих состояний ^{97}Tc . К сожалению, экспериментальные значения магнитных и квадрупольных моментов для этих состояний не приведены ни в ENSDF, ни в Nuclear Data Sheets.

В табл. 4 приведено сравнение экспериментальных вероятностей электромагнитных переходов с рассчитанными. Как видим, в пределах интервала достоверности согласие можно считать удовлетворительным.

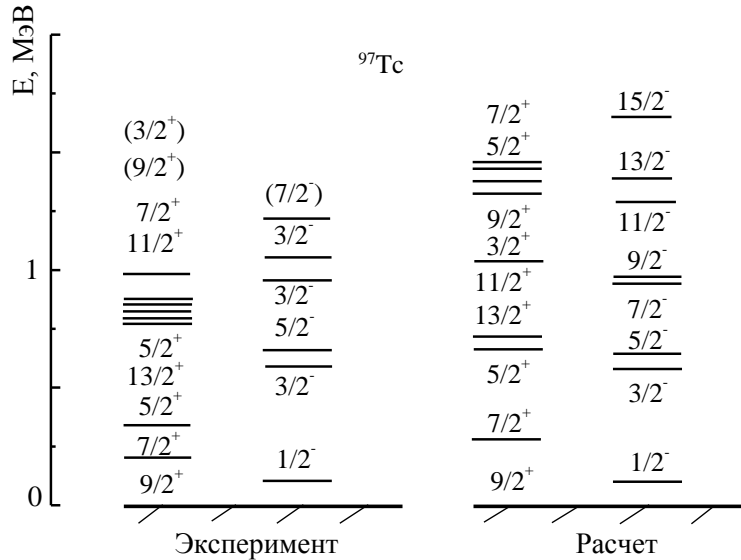


Рис. 4. Экспериментальный и рассчитанный спектры ^{97}Tc .

Таблица 3. Рассчитанные магнитные и квадрупольные моменты, спектроскопические факторы для некоторых состояний ^{97}Tc

E , кэВ, эксперимент	I^π	μ , я.м., расчет	Q , бн, расчет	S^+ , расчет	S^- , расчет
0	9/2 ⁺	5,53	-0,66	0,68	0,47
96,6	1/2 ⁻	-0,07	0,0	0,20	0,75
215,7	7/2 ⁺	4,43	-0,48	0,08	0,02
580,2	3/2 ⁻	1,69	0,19	0,11	0,54
656,9	5/2 ⁻	2,11	0,04	0,0	0,31

Таблица 4. Рассчитанные и экспериментальные вероятности электромагнитных переходов ^{97}Tc в единицах Вайскопфа

E , кэВ, эксперимент	E_γ , кэВ, эксперимент	I_i	I_f	$B(M1)$, W.u., эксперимент	$B(M1)$, W.u., расчет	$B(E2)$, W.u., эксперимент	$B(E2)$, W.u., расчет
215	215	7/2 ⁺	9/2 ⁺	0,029(8)	0,039	43(14)	18,4
324	324	5/2 ⁺	9/2 ⁺	–	–	14,6(20)	41,0
656	560	5/2 ⁻	1/2 ⁻	–	–	≤ 500	37,3
772	772	13/2 ⁺	9/2 ⁺	–	–	≤ 220	41,5
785	460	5/2 ⁺	5/2 ⁺	0,05(4)	0,002	90(10)	11,26
785	569	5/2 ⁺	7/2 ⁺	0,29(15)	0,02	14(8)	25,14
785	785	5/2 ⁺	9/2 ⁺	–	–	15(8)	4,16
855	639	7/2 ⁺	7/2 ⁺	$\leq 0,0073$	0,006	≤ 70	21,9
855	855	7/2 ⁺	9/2 ⁺	$\leq 0,077$	0,006	≤ 20	0,09
861	861	(9/2 ⁺)	9/2 ⁺	$\leq 0,071$	0,0003	≤ 34	10,77

Как показывает анализ компонентного состава волновой функции основного состояния ^{97}Ru , главный вклад дает нейтронная подоболочка $2d_{5/2}$, менее существенный вклад дают нейтронные подоболочки $1g_{7/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$. В β^+ -распаде $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$ с максимальной интенсивностью и ве-

роятностью возбуждаются $7/2_1^+$ - и $5/2_1^+$ -состояния ^{97}Tc , которые являются однофоновыми возбуждениями на основном состоянии ^{97}Tc . В табл. 5 приведено сравнение рассчитанных и экспериментальных значений $\lg ft$ и экспериментальная интенсивность переходов.

Таблица 5. Сравнение рассчитанных и экспериментальных значений $\lg ft$ для бета-распада $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$

I^π	$7/2_1^+$	$5/2_1^+$	$5/2_2^+$	$7/2_2^+$	$7/2_3^+$	$3/2_1^+$
E , кэВ, эксперимент	215,7	324,4	785,0	855,4	969,7	994,7
$\lg ft$, эксперимент	5,5	6,3	6,5	7,6	6,7	7,6
I , %	87,68	11,01	1,06	0,05	0,099	0,007
$\lg ft$, расчет	5,5	5,9	6,7	7,6	6,3	7,5

На рис. 5 приведены зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм.

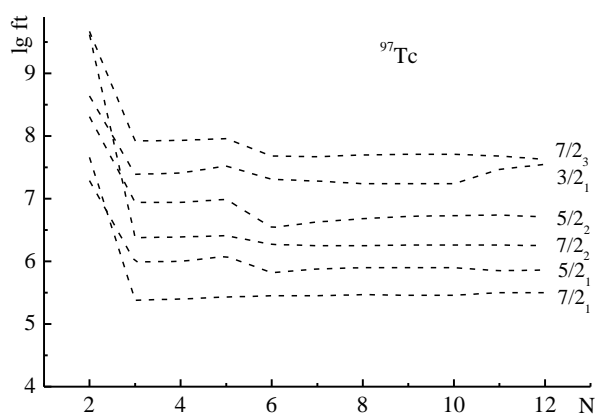


Рис. 5. Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм для ^{97}Tc .

Отметим, что во многих случаях для бета-распада V-типа вклады с 3-го по 6-й класс диаграмм зачастую являются определяющими: для некото-

рых состояний после их учета вероятности меняются до четырех порядков.

3.3. β -распад $^{109}\text{Pd} \rightarrow ^{109}\text{Ag} \leftarrow ^{109}\text{Cd}$

На рис. 6 приведена часть схемы уровней ^{109}Ag . Для низколежащей области в этом изотопе выделяются две полосы состояний, образованные связью близких к одноквазичастичным состояниями $1/2_1^-$ и $9/2_1^+$ с ираст-полосой четно-четного остова. Подчеркнем, что $7/2_1^+$ -состояние является почти чисто однофоновым возбуждением на одноквазичастичном состоянии $9/2_1^+$ (так называемая “j-1”-аномалия). Согласие с экспериментальными данными в целом хорошее, если учесть то обстоятельство, что идентифицированного в эксперименте состояния $(3/2)^+$ в области мультиплета $[g_{9/2} \otimes 2_1^+]$ быть не может. На это указывает и то, что в экспериментальном спектре ^{107}Ag такое состояние отсутствует.

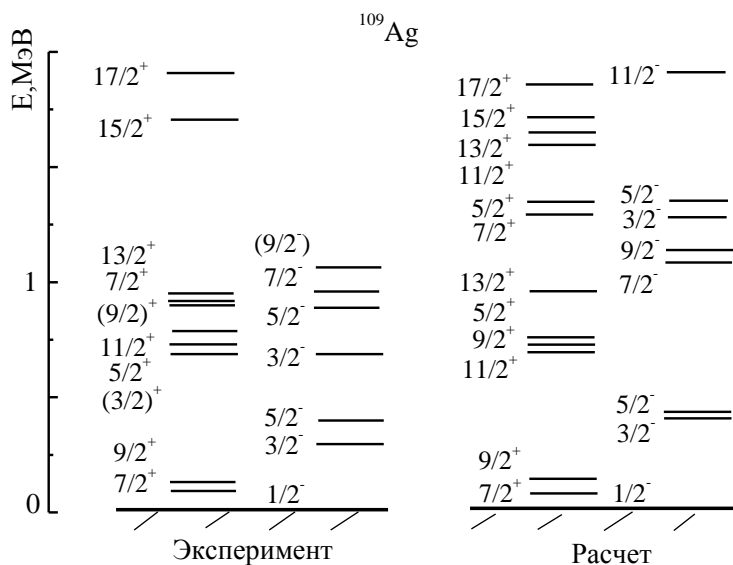


Рис. 6. Фрагмент схемы уровней ^{109}Ag .

В табл. 6 приведено сравнение некоторых рассчитанных спектроскопических характеристик с имеющимися экспериментальными значениями для ^{109}Ag .

Таблица 6. Сравнение рассчитанных значений энергии, магнитных и квадрупольных моментов с экспериментальными данными и рассчитанные спектроскопические факторы для ^{109}Ag

E , кэВ, эксперимент	E , кэВ, расчет	I^π	μ , я.м., эксперимент	μ , я.м., расчет	Q , бн, эксперимент	Q , бн, расчет	S^+ , расчет	S^- , расчет
0	0	$1/2^-$	-0,13(01)	-0,09	-	0	0,32	0,79
88,0	76	$7/2^+$	4,400(6)	4,75	1,02(12)	0,52	0,03	0,03
311,4	416	$3/2^-$	0,99(15)	1,6	-0,7(1)	-0,47	0,14	0,28
415,2	449	$5/2^-$	0,90(13)	0,6	-0,3(1)	-0,67	0,03	0,22

Таблица 7. Сравнение рассчитанных вероятностей электромагнитных переходов с экспериментальными для ^{109}Ag в единицах Вайскопфа

E , кэВ, эксперимент	E_γ , эксперимент	I_i	I_f	$B(M1)$, W.u., эксперимент	$B(M1)$, W.u., расчет	$B(E2)$, W.u., эксперимент	$B(E2)$, W.u., расчет
132,7	44,7	$9/2^+$	$7/2^+$	0,008(4)	0,039	30(3)	22,8
311,4	311,4	$3/2^-$	$1/2^-$	0,117(15)	0,13	40(4)	34,9
415,2	103,9	$5/2^-$	$3/2^-$	0,043(7)	0,0011	5(11)	10,6
	415,2	$5/2^-$	$1/2^-$	-	-	41(6)	36,2

Как видим, ДКМ вполне удовлетворительно описывает спектроскопию ^{109}Ag .

Теперь собственно о бета-распаде $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag} \leftarrow ^{109}\text{Pd}$. В силу малой энергии β -распада как слева, так и справа заселяется только $7/2_1^+$ -состояние, которое является почти чисто однофононным возбуждением на $1g_{9/2}$ квазичастичном состоянии дырочного типа. Результат расчета для бета-распада V-типа $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$ дает значение $\lg ft = 5,97$, что хорошо согласуется с экспериментальным значением $\lg ft = 6,0$. Аналогичный результат получается и для бета-распада U-типа $^{109}\text{Pd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$: расчет дает $\lg ft = 5,9$, а эксперимент – $\lg ft = 6,1$.

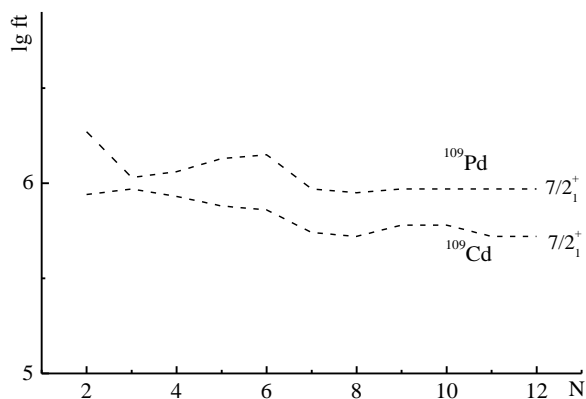


Рис. 7. Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распадов $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$ и $^{109}\text{Pd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$.

В табл. 7 приведено сравнение рассчитанных приведенных вероятностей электромагнитных переходов с имеющимися экспериментальными данными.

Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распадов ^{109}Cd и ^{109}Pd показаны на рис. 7. Как видим, зависимости оказываются во многом подобными из-за специфической структуры именно $7/2_1^+$ -состояния.

3.4. β^+ -распад U-типа $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$

Фрагменты рассчитанного и экспериментального спектров ^{111}Sn показаны на рис. 8.

Напомним, что расположение уровней в некоторое подобие полос основано на анализе интенсивностей гамма-переходов и на сопоставлении со структурой волновых функций в f_{jk} -представлении. В табл. 8 представлено сравнение имеющихся экспериментальных значений магнитных и квадрупольных моментов с рассчитанными.

Обращает на себя внимание значительное расхождение в описании магнитного момента $7/2_1^+$ -состояния. Можно подумать, что это указывает либо на заметный вклад спин-мультипольных сил, которые не учитываются в рамках ДКМ, либо на большой вклад класса диаграмм типа 3 - 12 из рис. 1, которые в настоящей версии расчета M1-моментов не учитываются. Но на наш взгляд, мы имеем дело с большой экспериментальной погрешностью. Дело в том, что в $7/2_1^+$ -состояние главный вклад дает $1g_{7/2}$ -одночастичное состояние, а экспериментальное значение $\mu(7/2_1^+) = 0,61$ более чем в два раза меньше его одночастичного магнитного момента.

В табл. 9 приведено сравнение рассчитанных $\lg ft$ с экспериментальными и интенсивности бета-переходов.

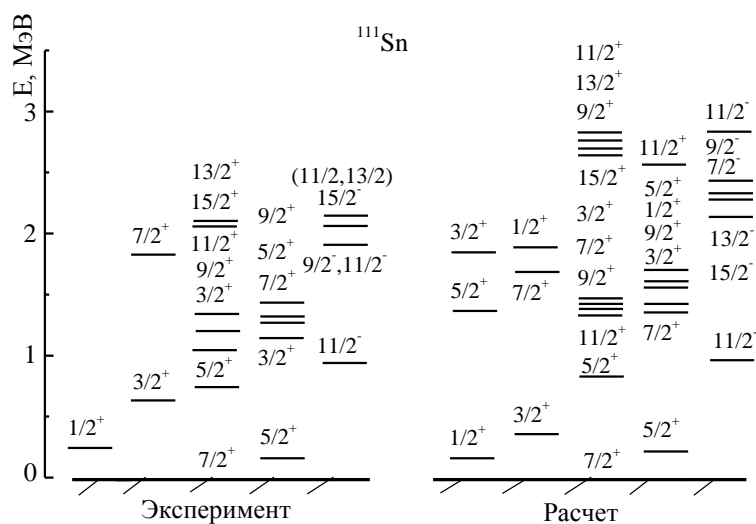


Рис. 8. Фрагмент схемы уровней ^{111}Sn .

Таблица 8. Магнитные и квадрупольные моменты некоторых состояний ^{111}Sn

Γ^π	E , кэВ, эксперимент	μ , я.м., эксперимент	μ , я.м., расчет	Q , бн эксперимент	Q , бн расчет
$7/2_1^+$	0	0,61	1,08	0,18	0,05
$11/2_1^-$	979,6	-1,26	-1,34	-	-0,48

Таблица 9. Значения $\lg ft$ для бета-распада $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$

Γ^π	$7/2_1^+$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	$5/2_2^+$	$3/2_2^+$	$3/2_3^+$	$7/2_2^+$
E , кэВ, эксперимент	0	154,5	643,6	755,3	1032,6	1151,7	1276,6
$\lg ft$, эксперимент	>5,4	5,0	4,6	5,5	4,9	5,4	>6,1
$\lg ft$, эксперимент	-	4,8	4,7	5,5	4,7	5,0	-
I , %	-	45,7	29,2	4,0	15,0	6,1	-
$\lg ft$, эксперимент	-	5,4	4,8	5,7	5,2	5,6	6,6
I , %	-	24,2	47	5,4	13,3	3,8	0,4
$\lg ft$, расчет	7,1	5,5	4,8	5,8	5,1	5,4	6,7

Во третьей строчке таблицы приведены старые экспериментальные данные по $\lg ft$ из [17], в следующей строке - данные из [18], потом последние данные из [16]. Заметим, что для двух последних экспериментов интенсивности бета-переходов на $5/2_1^+$ - и $3/2_1^+$ -состояния отличаются почти в два раза, а $\lg ft$ для $5/2_1^+$ -состояния – на 0,6. Этот пример показывает, что при сравнении теории с экспериментом к экспериментальным данным нужно относиться достаточно осторожно и не делать радикальных выводов. Более того, наши расчеты, опубликованные в 1994 г., хорошо согласуются с результатами эксперимента [16], выполненного после публикации.

На рис. 9 приведены значения $\lg ft$ в зависимости от количества учитываемых классов диаграмм для разных состояний при бета-распаде $^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$.

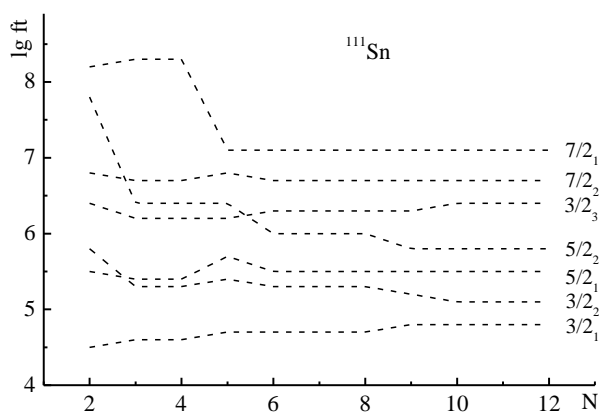


Рис. 9. Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм для ^{111}Sn .

Главный вклад в волновую функцию основного состояния ^{111}Sb дает протонное одночастичное состояние $2d_{5/2}$. Поэтому с максимальной интенсивностью и вероятностью бета-переходы идут на состояния ^{111}Sn , в волновые функции

которых главный вклад дают нейтронные одночастичные состояния $2d_{3/2}$ и $2d_{5/2}$. Переход на одноквазичастичное $7/2_1^+$ -состояние является l -запрещенным. 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 (см. рис. 1, классы диаграмм 3 - 6), ослабляющими запрет до значения $\lg ft \approx 7$. Эта ситуация типична для всех изотопов Sn для перехода на состояние $7/2_1^+$. Большой интерес для нас представляет состояние $5/2_1^+$ – 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.

3.5. β^- -распад U-типа $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$

На рис. 10 представлена часть схемы уровней ^{133}Cs : экспериментальная, рассчитанная в рамках ДКМ и в рамках микроскопической квазичастично-фононной модели (МКФМ) [19].

В табл. 10 приведено сравнение некоторых рассчитанных спектроскопических характеристик с имеющимися экспериментальными значениями для ^{133}Cs .

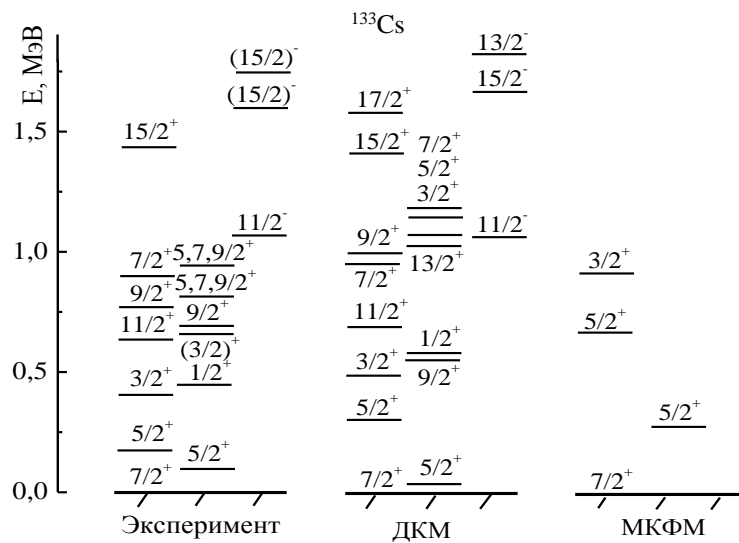


Рис. 10. Фрагмент схемы уровней ^{133}Cs .

Таблица 10. Сравнение рассчитанных значений магнитных и квадрупольных моментов с экспериментальными данными и рассчитанные спектроскопические факторы для ^{133}Cs

E , кэВ, эксперимент	I^π	μ , я.м., эксперимент	μ , я.м., расчет	Q , бн, эксперимент	Q , бн, расчет	S^+ , расчет	S^- , расчет
0	$7/2^+$	2,582(1)	2,1	-0,009(4)	-0,17	0,69	0,62
80,99	$5/2^+$	3,45(2)	2,72	-0,33(2)	-0,47	0,6	0,14
160,6	$5/2^+$	2,0(2)	1,87	-	-0,04	0,33	0,17

Смущает сильное расхождение в описании магнитного момента $5/2_1^+$ -состояния, экспериментальное значение которого очень близко к одночастичному с перенормированным спиновым g_s -фактором на 0,6 от свободного значения для протона. Это указывает на важную роль в корректном описании магнитных моментов состояний в сильноколлективных ядрах диаграмм 3 - 9 из рис. 1.

В табл. 11 представлено сравнение рассчитанных приведенных вероятностей M1- и E2-переходов с имеющимися экспериментальными данными. Как видим, согласие вполне удовлетворительное, если не считать невозможные в принципе “патологически” завышенные значения $B(E2)$ для двух переходов.

В табл. 12 приведены $\lg ft$ для переходов на возбужденные состояния ^{133}Cs : экспериментальные, рассчитанные в ДКМ и в МКФМ.

Таблица 11. Сравнение рассчитанных вероятностей электромагнитных переходов с экспериментальными для ^{133}Cs в единицах Вайскопфа

E , кэВ, эксперимент	E_γ , кэВ, эксперимент	I_i	I_f	$B(M1)$, W.u., эксперимент	$B(M1)$, W.u., расчет	$B(E2)$, W.u., эксперимент	$B(E2)$, W.u., расчет
80,99	81,0	5/2 ⁺	7/2 ⁺	0,002381(22)	0,009	5,8(4)	10,8
160,6	79,6	5/2 ⁺	5/2 ⁺	0,081(4)	0,117	1,3·10 ² (3)	7,5
	160,6	5/2 ⁺	7/2 ⁺	0,00126(8)	0,004	28,6(18)	14,7
383,8	223,2	3/2 ⁺	5/2 ⁺	0,0007(2)	0,008	0,12(4)	0,07
	302,9	3/2 ⁺	5/2 ⁺	0,011(3)	0,006	0,04 + 7/-4	5,3
	383,8	3/2 ⁺	7/2 ⁺	–	–	12(3)	28,6
437,0	53,2	1/2 ⁺	3/2 ⁺	> 0,024	0,089	> 18	29,2
	276,4	1/2 ⁺	5/2 ⁺	–	–	> 4,8	12,9
	356,0	1/2 ⁺	5/2 ⁺	–	–	> 12	45,1
632,6	632,6	11/2 ⁺	7/2 ⁺	–	–	26,1(20)	27,0
640,4	480,0	3/2 ⁺	5/2 ⁺	0,13(4)	0	3,6(23)	15,7
	559,1	3/2 ⁺	5/2 ⁺	0,03(3)	0,0003	1,0·10 ⁺² (7)	1,38
	641,0	3/2 ⁺	7/2 ⁺	–	–	3,4(7)	2,1

Таблица 12. 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 , кэВ, эксперимент	80,99	160,61	383,84
I , %	98,5(13)	1,4(6)	0,0087(10)
$\lg ft$, эксперимент	5,619(12)	7,10(19)	6,86(9)
$\lg ft$, ДКМ	5,58	6,83	5,85
$\lg ft$, МКФМ	3,8	6,8	5,6

$\lg ft$ для интенсивного бета-перехода на 5/2₁⁺-состояние, рассчитанный в МКФМ, на 1,8 отличается от экспериментального, значит вероятность бета-перехода отличается более чем на полтора порядка. Причину такого расхождения авторы работы [19] объясняют наличием примесей в волновых функциях: при расчете бета-перехода на это состояние они использовали приведенный матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия по одноквазичастичным волновым функциям. Кроме этого, они не учитывали вакуумные флуктуации квазичастиц, которые в этом случае играют существенную роль. 5/2₂⁺-состояние является однофононным возбуждением на 7/2₁⁺-состоянии, главный вклад в которое дает одночастичное состояние $g_{7/2}$. $\lg ft$, рассчитанный в МКФМ для этого состояния, хорошо согласуется с экспериментальным, потому что в модели учитывается вклад однофононных компонент волновой функции.

Сильное расхождение в описании $\lg ft$ для 3/2₁⁺ непонятно даже из общетеоретических соображений. Скорее всего, это связано с ошибкой в эксперименте из-за крайней слабости перехода на него – менее 0,01 %.

На рис. 11 приведены зависимости $\lg ft$ от ко-

личества учитываемых классов диаграмм. Обращаем внимание, что для перехода на состояние 5/2₂⁺ вклад 3-го класса диаграмм уменьшает приведенную вероятность почти на два порядка, что встречается именно для “j-1”-аномалии в распадах U-типа, тогда как в распадах V-типа эти диаграммы увеличивают вероятность распада.

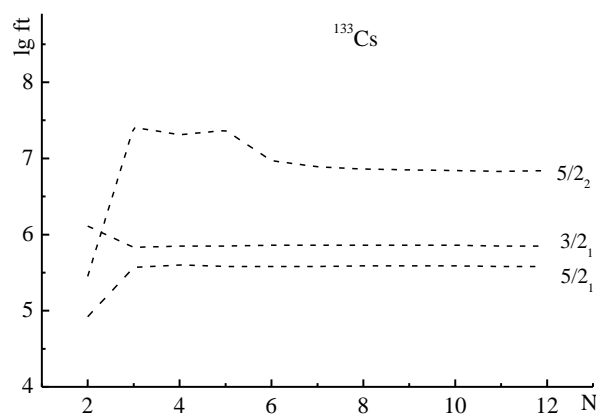


Рис. 11. Зависимости $\lg ft$ от количества учитываемых классов диаграмм для бета-распада $^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$.

4. Заключение

Приведенные нами примеры иллюстрируют типичные ситуации при описании в рамках ДКМ

структуры состояний нечетных ядер, их спектроскопических характеристик и вероятностей бета-распада на них. Для удобства чтения сводная табл. 13 по $\lg ft$ для широкого круга ядер вынесена в Приложение.

Важно подчеркнуть, что для корректного описания вероятностей бета-распада практически всегда необходимо учитывать до 9-го класса диаграмм включительно.

Но самым главным итогом исследования является то, что с одной и той же величиной перенормировки слабых сил $[g_A / g_V] = 0,343 [g_A / g_V]_{free}$, полученной из специальной процедуры систематики экспериментальных данных для ядер из области $A = 90 - 128$ [6], удается вполне успешно описать экспериментальные значения $\lg ft$ как по спектру возбуждаемых при бета-распаде уровней ядер, так и в очень широкой области их масс: от $A = 31$ до $A = 231$. Наблюдаемые расхождения в описании $\lg ft$ редко превышают 0,4 для интенсивных бета-переходов. Это может быть обусловлено как неточностью описания волновых функций в рамках

ДКМ (ведь это далеко не совершенная модель), так и тем, что в расчетах не учитывалась роль гамов-теллеровского и фермиевского резонансов.

Так какова же природа столь устойчивого и постоянного подавления слабых сил в многонуклонных системах? Если среднее поле ядра формируется главным образом за счет зарядово-обменных сил, на что указывает π -мезонная теория, то протоны и нейтроны постоянно «перетекают» друг в друга. Значит, слабые силы автоматически будут как бы подавлены где-то в 2 раза, т. е. должно быть $[g_A / g_V] = 0,5 [g_A / g_V]_{free}$. Но этого мало. Можно допустить, что подавление слабых сил в ядрах от 0,5 до 0,343 обусловлено именно ролью фермиевского и гамов-теллеровского резонансов. Однако их вклад сильно зависит от структуры ферми-поверхности ядра, а значит и от массового числа. Но именно этого мы не наблюдаем: величина перенормировки не зависит от массового числа. Так что вопрос остается открытым, несмотря на его многолетние теоретические исследования, например в [20].

Приложение

В сводной табл. 13 представлены экспериментальные и рассчитанные значения $\lg ft$ для большой группы изотопов. Здесь J_i – спин состояния материнского ядра, J_f – спин состояния дочернего ядра, E_f – экспериментальное значение энергии состояния, на которое идет бета-переход, I – интенсивность перехода.

Таблица 13. Экспериментальные и рассчитанные значения $\lg ft$

Изотопы	J_i	J_f	E_f , эксперимент	I , %	$\lg ft$, эксперимент	$\lg ft$, расчет
$^{31}\text{Al} \rightarrow ^{31}\text{Si}$	$3/2_1^+$	$3/2_1^+$	0	65	4,8	4,5
		$1/2_1^+$	752	1	6,4	6,1
		$5/2_1^+$	1694	8	5,2	5,9
		$3/2_2^+$	2316	26	5,5	5,6
$^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$	$5/2_1^-$	$3/2_1^-$	0	60	6,6	6,6
		$5/2_1^-$	1115,6	10,18	6,1	6,3
		$7/2_1^-$	1481,8	28,4	4,9	4,6
$^{95}\text{Tc} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	766	93,77	4,95	4,93
		$9/2_1^+$	948	1,58	6,52	7,95
		$7/2_2^+$	1074	4,13	5,94	5,77
		$11/2_1^+$	1541	0,038	6,7	8,1
$^{97}\text{Rh} \rightarrow ^{97}\text{Ru}$	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	422	68,2	5,2	5,2
		$7/2_2^+$	840	8,1	5,8	7,1
		$9/2_1^+$	880	5,6	5,9	7,4
		$11/2_1^+$	1200	1,5	6,2	7,9
		$9/2_2^+$	1229	3,36	5,9	6,1
		$7/2_3^+$	1932	3,63	5,3	5,5
		$7/2_4^+$	1990	0,53	6,1	5,8

Изотопы	J_i	J_f	E_f , эксперимент	I , %	$\lg ft$, эксперимент	$\lg ft$, расчет
$^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	215,7	87,69	5,5	5,5
		$5/2_1^+$	324,4	11,01	6,3	5,9
		$5/2_2^+$	785,0	1,06	6,5	6,7
		$7/2_2^+$	855,4	0,05	7,6	6,3
		$7/2_3^+$	969,7	0,144	6,6	7,6
		$3/2_1^+$	994,7	0,009	7,6	7,5
$^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	658	98,39	5,4	5,8
		$7/2_2^+$	1024	1	6,8	6,89
		$9/2_1^+$	1116	0,086	7,7	7,6
		$7/2_3^+$	1268	0,197	7,0	7,9
		$9/2_2^+$	1515	0,167	6,4	6,2
		$7/2_4^+$	1629	0,065	6,3	6,6
$^{99}\text{Rh} \rightarrow ^{99}\text{Ru}$	$9/2_1^+$	$7/2_1^+$	341	65	5,2	5,3
		$7/2_2^+$	617	14,1	5,7	6,8
		$9/2_1^+$	720	0,87	6,8	7,1
		$11/2_1^+$	1049	0,059	7,8	8,5
		$7/2_4^+$	1261	12,7	5,2	5,5
		$9/2_2^+$	1277	3,2	5,8	6,6
		$7/2_5^+$	1307	0,4	6,7	7,5
		$9/2_3^+$	1499	0,48	6,4	6,5
$^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	93	99,7	4,9	4,88
		$5/2_1^+$	922	0,23	6,7	5,59
$^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	88	100	5,99	5,97
$^{109}\text{Pd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	88	99,9	6,1	5,9
$^{111}\text{Sb} \rightarrow ^{111}\text{Sn}$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	0	5,4	6,1	7,1
		$5/2_1^+$	154,5	22,0	5,4	5,5
		$3/2_1^+$	643,6	43,7	4,9	4,8
		$5/2_2^+$	755,4	4,7	5,7	5,8
		$3/2_2^+$	1032,6	12,6	5,2	5,1
		$3/2_3^+$	1151,7	3,6	5,7	5,4
		$7/2_2^+$	1276,6	0,4	6,0	6,7
$^{113}\text{Sb} \rightarrow ^{113}\text{Sn}$	$5/2_1^+$	$7/2_1^+$	77,4	<2	>6,6	7,2
		$5/2_1^+$	409,8	5,9	5,9	5,6
		$3/2_1^+$	498,0	87,0	4,7	4,7
		$3/2_2^+$	1013,2	2,6	5,9	5,3
		$5/2_2^+$	1018,1	3,4	5,8	6,0
		$5/2_3^+$	1283,2	0,1	6,9	7,6
		$3/2_3^+$	1314,0	0,1	7,0	6,9
		$3/2_4^+$	1556,4	1,8	5,7	5,3
$^{115}\text{Sb} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	497,3	96,3	4,7	4,7
		$7/2_1^+$	612,9	0,18	7,4	7,6
		$5/2_1^+$	986,5	1,4	6,3	5,9
		$3/2_2^+$	1280,2	0,3	6,8	6,3
		$5/2_2^+$	1416,9	0,06	7,4	6,9
		$5/2_3^+$	1733,9	1,0	6,0	5,9
		$7/2_2^+$	1857,5	0,07	7,0	7,5

Изотопы	J_i	J_f	E_f , эксперимент	I , %	$\lg ft$, эксперимент	$\lg ft$, расчет
$^{117}\text{Sb} \rightarrow ^{117}\text{Sn}$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	158,6	99	4,9	4,8
$^{119}\text{Sb} \rightarrow ^{119}\text{Sn}$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	23,9	100	5,1	5,15
$^{121}\text{I} \rightarrow ^{121}\text{Te}$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	212	86,5	5,1	5,0
		$5/2_1^+$	475	–	–	6,6
		$3/2_2^+$	532	7,1	6,0	5,8
		$5/2_2^+$	594	0,53	7,1	6,1
$^{121}\text{I} \rightarrow ^{121}\text{Te}$	$5/2_1^+$	$7/2_2^+$	683	0,72	6,9	6,6
		$3/2_1^+$	159	97	5,2	5,2
		$3/2_2^+$	439	0,42	7,3	6,5
		$7/2_1^+$	489	0,003	9,5	8,2
$^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$	$5/2_1^+$	$5/2_1^+$	505	0,4	7,3	6,4
		$3/2_3^+$	687	1,5	6,4	6,5
		$5/2_2^+$	783	0,15	7,2	6,7
		$3/2_1^+$	35,5	100	5,4	5,4
$^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	35,5	100	5,4	5,4
		$3/2_1^+$	202,8	53	6,6	6,7
$^{127}\text{Xe} \rightarrow ^{127}\text{I}$	$1/2_1^+$	$1/2_1^+$	374,9	47	6,2	6,2
		$5/2_1^+$	0	98,8	5,5	5,3
$^{127}\text{Te} \rightarrow ^{127}\text{I}$	$3/2_1^+$	$3/2_1^+$	202,8	0,027	8,5	6,0
		$5/2_2^+$	417,9	1,19	6,1	5,6
		$3/2_1^+$	0	100	5,5	5,4
$^{131}\text{Cs} \rightarrow ^{131}\text{Xe}$	$5/2_1^+$	$3/2_1^+$	0	100	5,5	5,4
$^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$	$3/2_1^+$	$5/2_1^+$	81	98,5	5,6	5,6
		$5/2_2^+$	161	1,4	7,1	6,8
		$3/2_1^+$	384	0,0087	6,9	5,9
$^{231}\text{Th} \rightarrow ^{231}\text{Pa}$	$5/2_1^+$	$5/2_1^+$	84,2	32	6,1	6,2
		$7/2_1^+$	101,4	40	5,9	5,8
		$3/2_1^+$	102,3	12	6,4	6,4
		$5/2_2^+$	183,5	12,1	6,0	6,2

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Fujita, K. Ikeda. Existence of isobaric states and beta decay of heavier nuclei. *Nucl. Phys. A* 67 (1965) 145.
2. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер (Москва: Наука, 1983) 430 с.
3. В.Е. Митрошин. Об описании атомных ядер с нечетным массовым числом. Препринт Ленинградского института ядерной физики ЛИЯФ-441 (Ленинград, 1978) 25 с.
4. В.Е. Митрошин. Об описании ядер с нечетным массовым числом. Изв. АН СССР. Сер. физ. 44 (1980) 986.
5. Г.Б. Крыгин, В.Е. Митрошин. Зарядовые радиусы и структура атомных ядер. *ЭЧАЯ* 16 (1985) 927.
6. И.Н. Вишневский и др. Вероятности бета-переходов и структура ядер. *ЯФ* 57 (1994) 17.
7. А.А. Куртева. Бета-распад $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$. *Ядерна фізика та енергетика* 17(2) (2016) 150.
8. В.Е. Митрошин. Динамическая коллективная модель. Четно-четные ядра. *ЯФ* 68 (2005) 1368.
9. И.Н. Вишневский и др. Бета-распад $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$. Изв. РАН. Сер. физ. 62 (1998) 893.
10. І.М. Вишневський, Г.П. Куртева, В.Е. Митрошин. Структура збуджених станів ядра ^{95}Mo і бета-розпад $^{95}\text{Tc} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$. *УФЖ* 47(2) (2002) 125.
11. И.Н. Вишневский, А. А. Куртева, В. Е. Митрошин. Коллективные эффекты при бета-распаде нечетных ядер. В кн.: *Proc. of the Int. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy", Kyiv, Ukraine, May 29 - June 03, 2006 (Kyiv, 2007) p. 225.*
12. А.А. Куртева, В.Е. Митрошин. Структура возбужденных состояний ^{123}Te . *Изв. РАН. Сер. физ.* 73 (2009) 916.
13. А.А. Куртева, В.Е. Митрошин. Бета-распад $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$. *Изв. РАН. Сер. физ.* 73 (2009) 919.

14. А.А. Куртева, В.Е. Митрошин. Учет коллективных степеней свободы при бета-распаде нечетных ядер. *Изв. РАН. Сер. физ.* 74 (2010) 911.
15. А.А. Куртева, В.Е. Митрошин. Бета-распад $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$ и $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$. *Изв. РАН. Сер. физ.* 75 (2011) 617.
16. [Evaluated Nuclear Structure Data File.](#)
17. J.K. Tuli. *Nuclear Data Sheets* 38 (1983) 1.
18. J. Blachot, F. Haas. Nuclear data sheets update for $A = 111$. *Nuclear Data Sheets* 60 (1990) 889.
19. J. Toivanen, J. Suhonen, Microscopic quasiparticle-phonon description of odd-mass $^{127-133}\text{Xe}$ isotopes and their β -decay. *Phys. Rev. C* 57 (1998) 1237.
20. В.А. Кузьмин. Структура сферических ядер и зарядово-обменные процессы при низких и промежуточных энергиях. Диссертация д-ра физ.-мат. наук (Дубна, ОИЯИ, 2002).

Г. П. Куртева^{1,*}, В. С. Митрошин²

¹ *Институт ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків, Україна*

*Відповідальний автор: ann.kurteva17@gmail.com

БЕТА-РОЗПАД І СТРУКТУРА НЕПАРНИХ ЯДЕР, ОСЛАБЛЕННЯ СЛАБКИХ СИЛ У ЯДРАХ

Представлено результати розрахунків у рамках динамічної колективної моделі ймовірностей бета-переходів більше 20 ядер з масовими числами від $A = 31$ до $A = 231$ з одним універсальним перенормуванням констант слабкої взаємодії. Враховано квазічастинкові й багатофононні (до 10 фононів) стани, а також вакуумні флуктуації квазічастинок. Розраховані значення $lg ft$ добре узгоджуються з експериментальними. У сукупності результати розрахунків показують, що ослаблення слабких сил в ядрах не залежить від масового числа й енергії збуджуваних при бета-розпаді станів.

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

A. A. Kurteva^{1,*}, V. E. Mitroshin²

¹ *Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine*

² *V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine*

*Corresponding author: ann.kurteva17@gmail.com

BETA-DECAY AND STRUCTURE OF ODD NUCLEI, SUPPRESSION OF WEAK FORCES IN NUCLEI

Results of calculations in the framework of the dynamic collective model of probabilities of beta-transitions for more than 20 nuclei with mass numbers from $A = 31$ to $A = 231$ with one universal renormalization of weak interaction constants are presented. The quasi-particle and many-phonon (up to 10 phonons) states, as well as vacuum fluctuations of quasi-particles were taken into account. The calculated values $lg ft$ show good agreement with the experimental data. In the aggregate the results of the calculations show that suppression of weak forces in nuclei does not depend on mass number and energy of states excited in beta-decay.

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

REFERENCES

1. J. Fujita, K. Ikeda. Existence of isobaric states and beta decay of heavier nuclei. *Nucl. Phys. A* 67 (1965) 145.
2. A.B. Migdal. *Theory of Finite Fermi Systems and Properties of Atomic Nuclei* (Moskva: Nauka, 1983) 430 p. (Rus)
3. V.E. Mitroshin. On the description of atomic nuclei with an odd mass number. Preprint of the Leningrad Institute of Nuclear Physics LINP-441 (Leningrad, 1978) 25 p. (Rus)
4. V.E. Mitroshin. On the description of nuclei with an odd mass number. *Izvestiya AS USSR. Ser. Fiz.* 44 (1980) 986. (Rus)
5. G.B. Krygin, V.E. Mitroshin. Charge radii and structure of atomic nuclei. *Sov. J. Part. Nucl.* 16 (1985) 927. (Rus)
6. I.N. Vishnevsky et al. Probabilities of beta transitions and nuclear structure. *Phys. At. Nucl.* 57 (1994) 17. (Rus)
7. A.A. Kurteva. Beta-decay $^{125}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Te}$. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 17(2) (2016) 150. (Rus)
8. V.E. Mitroshin. Dynamic collective model. Even-

- even nuclei. *Phys. At. Nucl.* **68** (2005) 1314.
9. I.N. Vishnevsky et al. Beta decay of $^{97}\text{Ru} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$. *Izvestiya RAS. Ser. Fiz.* **62** (1998) 893. (Rus)
 10. I.M. Vishnevsky, G.P. Kurteva, V.E. Mitroshin. Structure of excited states of the nucleus ^{95}Mo and beta-decay $^{95}\text{Ta} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$. *Ukr. J. Phys.* **47(2)** (2002) 125. (Ukr)
 11. I.M. Vyshnevskiy, A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin. Collective effects for β -decay of odd nuclei. In: *Proc. of the Int. Conf. "Current Problems in Nucl. Phys. and At. Energy"*, Kyiv, Ukraine, May 29 - June 03, 2006 (Kyiv, 2007) p. 225. (Rus)
 12. A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin. Structure of excited states of ^{123}Te . *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73** (2009) 1499.
 13. A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin. $^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$ beta decay. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **73** (2009) 1502.
 14. A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin. Accounting for collective degrees of freedom in beta decay of odd nuclei. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **74** (2010) 881.
 15. A.A. Kurteva, V.E. Mitroshin. Beta decay $^{107}\text{Cd} \rightarrow ^{107}\text{Ag}$ and $^{109}\text{Cd} \rightarrow ^{109}\text{Ag}$. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **75** (2011) 580.
 16. *Evaluated Nuclear Structure Data File.*
 17. J.K. Tuli. *Nuclear Data Sheets* **38** (1983) 1.
 18. J. Blachot, F. Haas. Nuclear data sheets update for $A = 111$. *Nuclear Data Sheets* **60** (1990) 889.
 19. J. Toivanen, J. Suhonen, Microscopic quasiparticle-phonon description of odd-mass $^{127-133}\text{Xe}$ isotopes and their β -decay. *Phys. Rev. C* **57** (1998) 1237.
 20. V.A. Kuzmin. The structure of spherical nuclei and charge-exchange processes at low and intermediate energies. PhD Thesis (Dubna, JINR, 2002). (Rus)

Надійшла 14.02.2019

Received 14.02.2019