

УДК 539.12

БОЗОННОЕ ОПИСАНИЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ПОЛОС В ЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ Ва

© 2019 г. А. Д. Ефимов^{1, 2, *}, В. М. Михайлов³

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Государственный университет морского и речного флота имени адмирала С.О. Макарова”, Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

*E-mail: efimov98@mail.ru

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.

После доработки 08.04.2019 г.

Принята к публикации 27.05.2019 г.

На основе бозонного представления фермионных операторов изучены свойства состояний ираст-полос в четных изотопах Ва. Параметры бозонного гамильтониана и взаимодействия коллективных квадрупольных бозонов с бозонами положительной четности и спинами J^π от 0^+ до 10^+ вычислялись микроскопически. Такой подход описывает пересечение полос в ираст-полосах, воспроизводит их энергии и $V(E2)$ внутри этих полос вплоть до $I^\pi = 18^+$.

DOI: 10.1134/S0367676519090059

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное и теоретическое изучение энергий и вероятностей $E2$ -переходов в длинных ираст-полосах показало, что в широком диапазоне ядер от сферических до деформированных имеются изменения в структуре состояний, которые можно назвать пересечением полос. При относительно небольших значениях спина (например, $I^\pi \leq 10^+$ в $^{118-126}\text{Ba}$ и $I^\pi \leq 8^+$ в $^{128-130}\text{Ba}$) состояния в четно-четных ядрах могут быть интерпретированы как квадрупольные коллективные возбуждения, связанные сильными $E2$ -переходами, для которых приведенные вероятности $V(E2; I \rightarrow I-2)$ в десятки и сотни раз превышают одночастичную оценку. Однако при больших спинах ираст-полоса продолжается, имея основание совсем другой природы. Как показывают различные теоретические модели, этим состоянием является высокоспиновое двухквaziчастичное фононное возбуждение. В эксперименте это заметно по изменению значений $V(E2; I \rightarrow I-2)$ с ростом спина и по нарушению монотонности в изменении энергий ираст-состояний. Наиболее наглядным проявлением пересечения полос является зависимость эффективного момента инерции $\mathfrak{S} = (2I-1)\hbar^2/E(I \rightarrow I-2)$ от квадрата

частоты вращения $\hbar\omega = E(I \rightarrow I-2)/(\sqrt{I(I+1)} - \sqrt{(I-2)(I-1)})$. При этом нерегулярности в зависимости \mathfrak{S} от ω^2 , особенно явление “обратного загиба” — backbending, могут указывать на то, на сколько резко происходит переход в ираст-полосе от коллективного состояния к состоянию, включающему высокоспиновую фононную моду. Для четных изотопов Ва подобный график представлен на рис. 1.

Квадрупольная коллективность нижних состояний ираст-полосы для спинов $I^\pi \leq 8^+$ в изотопах Ва подтверждается как экспериментальными данными для $V(E2; I \rightarrow I-2)$, так и рядом теоретических расчетов, использующих либо квадрупольные деформационные переменные [1, 2], либо приближенный метод отображения фермионных двухквaziчастичных или фононных возбуждений на идеальные бозоны. Так как ниже именно этот метод используется в форме Модели взаимодействующих бозонов-1 (МВБ1, цифра 1 означает, что рассматривается один тип квадрупольных бозонов), то мы несколько подробнее опишем работы по бозонному описанию коллективных состояний, которое впервые было применено к четным изотопам Ва в форме МВБ2

(цифра 2 означает, что используются два типа бозонов – нейтронные и протонные) с феноменологическим набором параметров [3, 4]. Отметим, что параметры гамильтониана, полученные в этих работах, близки параметрам, соответствующим $O(6)$ -пределу МВБ, который описывает ядра с нестабильной неаксиальной деформацией. Это устанавливает связь такого описания с описанием в терминах деформационных переменных. Относительно недавно один из вариантов МВБ2 – $X(5)$ [5] был применен для описания низколежащих коллективных состояний ^{122}Ba [6]. Широко известный в последние годы формализм эффективных межнуклонных сил был использован в [7] для нахождения параметров бозонного гамильтониана МВБ2, в частности, для описания коллективных состояний с $I^\pi \leq 6^+$ в четных изотопах Ва. Эти же состояния анализировали в МВБ1 [8, 9], где параметры бозонного гамильтониана подбирали феноменологически.

Пересечению полос в ираст-полосе четных изотопов Ва было посвящено до сих пор всего три работы. В [10] на основе МВБ2 была сделана попытка описания пересечения полос в ^{126}Ba с учетом двухквaziчастичных возбуждений. Эта же модель была применена к пересечению полос в [11], где было учтено взаимодействие квадрупольных бозонов с двухчастичными парами из подоболочки $h_{1/2}$ с моментами $J^\pi > 2^+$. Параметры расширенной МВБ2 подбирались феноменологически, что позволило для изотопов Ва и Се описать свойства состояний до $I^\pi = 16^+$. В третьей, нашей работе [12], удалось описать пересечение полос также в изотопах Ва и Се. Однако она уже имела полуфеноменологический характер. Параметры традиционного гамильтониана МВБ1 фиксировали по низкоспиновым коллективным состояниям, а взаимодействие коллективных квадрупольных бозонов со всеми прочими положительной четности со спинами от 0^+ до 10^+ , формируемыми нейтронами и протонами в оболочке $50 < N, Z < 82$, рассматривали на микроскопическом уровне. При этом параметры гамильтониана МВБ1 различались в зависимости от того имеется ли неколлективный бозон в компоненте волновой функции или нет.

В данной работе мы продолжаем изучение пересечения полос в переходных ядрах. В нашей работе [13] мы использовали для изотопов Хе вычисления на фермионном уровне как параметров МВБ1, так и взаимодействие коллективных квадрупольных фононов (образов квадрупольных бозонов) со всеми другими фононами положительной четности со спинами $I^\pi \leq 10^+$. Здесь эти вычисления продолжены для изотопов $^{120-130}\text{Ba}$. В первой части статьи кратко описан наш метод,

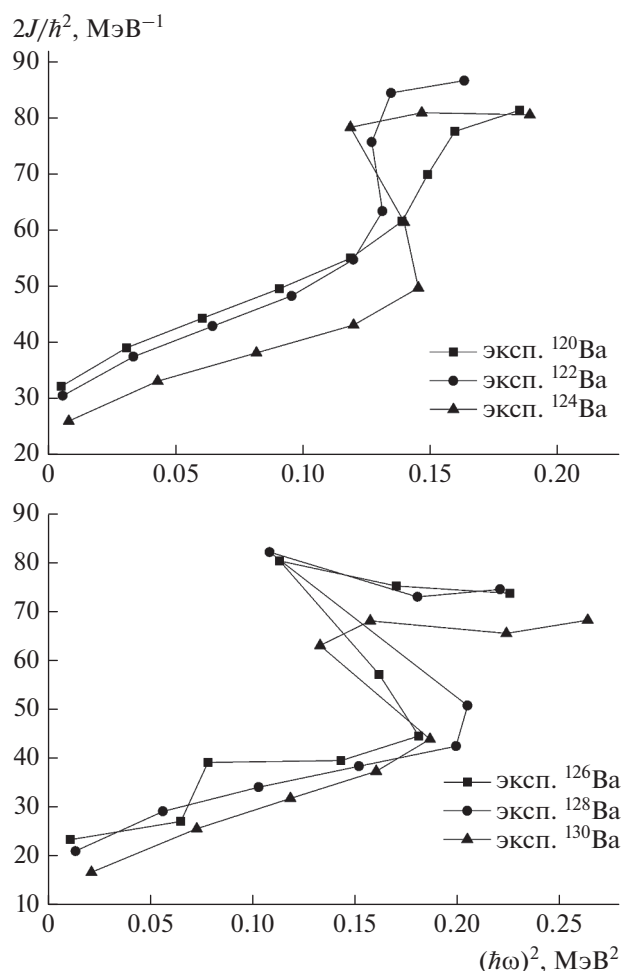


Рис. 1. Зависимость эффективного момента инерции от $(\hbar\omega)^2$ для ираст-полос в $^{120-130}\text{Ba}$ по экспериментальным значениям энергий.

поскольку подробно он представлен в [13]. Во второй части приведены используемые параметры расчета, результаты вычислений и обсуждение этих результатов в сравнении с экспериментальными данными.

1. БОЗОННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФОНОНОВ

Используемый в настоящей работе подход связан с МВБ1, т.е. операторы физических величин, соотносимые в ядре с коллективными низколежащими состояниями, описываются с помощью бозонных операторов. При этом используется традиционный способ МВБ1 для отображения D -фононов на d -бозоны, приближенно учитывающий принцип Паули посредством квадратного корня, ограничивающего число d -бозонов некоторым максимальным числом Ω : $D_\mu^+ \rightarrow d_\mu^+ \sqrt{1 - \hat{n}_d/\Omega} \rightarrow$

$\rightarrow \Omega^{-1/2} d_{\mu}^+ s$. При формальном введении s -бозона вакуум d -бозонов трансформируется в функцию $(\Omega!)^{-1/2} (s^+)^{\Omega} |$, где $|$ – вакуум d - и s -бозонов. При этом Ω имеет смысл общего числа d - и s -бозонов в каждой бозонной волновой функции. Сам D -фонон имеет вид фонона метода случайной фазы (МСФ)

$$D_{\mu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{12\tau} (\psi_{12} a_1^+ a_2^+ + \phi_{12} a_{\bar{2}} a_{\bar{1}})_{\tau} (j_1 j_2 m_1 m_2 | 2\mu). \quad (1)$$

Бозонное представление операторов и волновых функций значительно облегчает вычисления по сравнению с чисто фермионной задачей. Энергии и бозонные волновые функции коллективных состояний в терминах d - и s -бозонов описываются с помощью гамильтониана МВБ1

$$H_{\text{ВМ}} = \varepsilon_d d^+ \cdot d + (k_1 d^+ \cdot d^+ s s + k_2 (d^+ d^+)^{(2)} \cdot d s + \text{H.c.}) + \frac{1}{2} \sum_L C_L (d^+ d^+)^{(L)} \cdot (d d)^{(L)}. \quad (2)$$

Микроскопический вариант МВБ1 состоит в том, что параметры бозонных операторов находятся через независимые переменные: параметры преобразования Боголюбова u и v , амплитуды D -фонона ψ и ϕ , амплитуды бозонного состава. Все они находятся из функционала, включающего полную энергию, т.е. учитывается многобозонность каждого состояния. Энергетический функционал содержит также члены Лагранжа, отвечающие за выполнение дополнительных условий, таких как сохранение значения числа частиц в среднем, нормировки всех амплитуд и целочисленные значения числа Ω . Специальным условием является малость значений амплитуд D -фонона ϕ , что становится одной из отличительных черт разработанной нами модификации МСФ (ММСФ). В рамках традиционного МСФ предполагается малость их значений, что для переходных ядер в стандартном МСФ не выполняется. В нашем подходе, используя ММСФ, уменьшение меры корреляций в основном состоянии, определяемой отношением $r = \sum \phi^2 / \sum \psi^2$, реализуется введением дополнительного члена в функционал. Этот член критически необходим для достижения согласования теоретических значений параметров гамильтониана $H_{\text{ВМ}}$ и средних от бозонных операторов, входящих в $H_{\text{ВМ}}$. Дополнительным критерием выбора значения r является требование выполнения принципа Паули для каждого одноквазичастичного состояния, а именно, что число квазичастиц на каждом из них не должно превышать величины $j + 1/2$, где j – спин этого уровня. Чтобы удовлетворить этому условию, с ростом числа бозонов в основном состоянии r должно уменьшаться. Условие уменьшения меры кор-

реляций приводит к более широкому распределению амплитуд D -фононов по квазичастичным уровням среднего поля, что в свою очередь дает значительный рост рассчитанных значений Ω . Если его каноническое значение (число пар валентных частиц или дырок) для изотопов Ва не превышает $\Omega = 11$, то в наших расчетах их значения доходят до 20.

Для получения бозонных параметров, которые дают значения энергий и $B(E2)$, согласующиеся с экспериментальными данными, учитывается вклад (перенормировка) в эти параметры от фононов B_J , отличающихся от D . Эти фононы также бозонизированы по схеме $B_{J\mu}^+ \rightarrow \Omega^{-1/2} b_{J\mu}^+ s$. При этом микроскопическая структура B_J -фононов с четными спинами $J^{\pi} = 2^+ - 10^+$ рассчитывалась в приближении Тамма–Данкова. Из всей совокупности $B_{J=2^+}$ -фононов исключался фонон с самой нижней энергии. Функции оставшихся фононов 2^+ фактически ортогональны функции D -фонона. Для фононов с $J^{\pi} = 0^+$ применялся МСФ для исключения духового состояния.

В микроскопическом варианте МВБ1 параметры бозонного гамильтониана (2) различаются для каждого из рассматриваемых коллективных состояний. Это связано с тем, что в минимизируемый функционал входят средние от бозонных операторов, изменяющихся с ростом энергий и спинов. Сами параметры при этом меняются достаточно плавно, но при расчете возбужденных состояний это приходится учитывать.

Для учета связи d и b бозонов вводится расширенный гамильтониан H_b

$$\begin{aligned} H_b &= H_{b1} + H_{b2}; \\ H_{b1} &= H_{\text{ВМ}} + \sum_i \omega_i b_i^+ b_i + V^{(1)}; \\ H_{b2} &= V^{(2)} + V^{(3)}, \end{aligned} \quad (3)$$

$H_{\text{ВМ}}$ – гамильтониан МВБ1 (2) с соответствующими параметрами, ω_i – энергии прочих бозонов, во взаимодействии $V^{(1)}$ содержатся члены $d^+ s^+ (b d)$; $(d^+ d^+) s b_i$; $(d^+ d^+) (d b_i)$, которые учитываются в процедуре перенормировки параметров коллективного гамильтониана $H_{\text{ВМ}}$ [14]. Взаимодействие $V^{(2)}$ пропорционально операторам $(d^+ d^+ d^+) b_i s s$, которые впервые были рассмотрены нами в работе [12]. Эти операторы связывают 3-х d -бозонные конфигурации с b_J -бозоном со спинами вплоть до $J = 4^+$ и 6^+ . Взаимодействие $V^{(3)}$ определяется операторами $(b^+ d^+) b s$, $(b^+ d^+ d^+) b s s$,

$(b^+ d^+)(bd)$. Они связывают конфигурации с различными b_J -бозонами, отличающимися мультипольностью. В частности, $b_{J=6}$ с $b_{J=8,10}$ и $b_{J=4}$ с $b_{J=6,8}$. Таким образом, если взаимодействие $V^{(2)}$ в первом порядке по взаимодействию связывает коллективные состояния с состояниями содержащими $b_{J=4,6}$, то взаимодействие $V^{(3)}$ совместно с $V^{(2)}$ во втором порядке по взаимодействию связывает коллективные состояния с $b_{J=8,10}$, то есть теми компонентами волновой функции, которые приводят к эффекту пересечения полос (см. также [13]). Все параметры при бозонных операторах в H_b и $E2$ определяются матричными элементами (м.э.) в фермионном пространстве через процедуру Марумори [15]. При этом учитываются только те м.э., которые содержат когерентное рождение или уничтожение D -фононов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ
ДЛЯ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ С $A = 120-130$

Изложенная в первом разделе схема расчета бозонных параметров основана на квазичастичном приближении. Это может быть метод Хартри–Фока–Боголюбова с различным выбором эффективных межнуклонных сил. В наших работах используется простейшее приближение. В настоящей работе, как и в представленной ранее [14] и приведенных в ней ссылок, использовались Саксон–Вудсовские одночастичные энергии, монопольное спаривание и факторизованные мультипольные силы в частично-дырочном и частично-частичном каналах. С ними рассчитываются однофононные энергии и м.э. операторов в фононном пространстве, что в свою очередь дает возможность вычислить все параметры H_b (3).

Параметры потенциала Саксон–Вудса приняты в соответствии с табл. 4 работы [16], кроме параметра спин-орбитального расщепления. Используемое значение отличается от предложенного в [16] для двух наиболее легких и наиболее коллективных ядер $^{120,122}\text{Ba}$, соответственно, в 1.2 и 1.15 раз. Их варьировали таким образом, чтобы получить отрицательные значения квадрупольного момента первого возбуждения. Использовали широкий спектр одночастичных состояний, вплоть до резонансных состояний, всего 26 (njl) протонных и столько же нейтронных уровней.

Константы монопольного спаривания определяли по значениям парных энергий за исключением ^{122}Ba , где они оказываются заниженными по сравнению с соседними изотопами. Константы квадрупольного взаимодействия в частично-частичном ($G^{(2)}$) и частично дырочном каналах (κ_{nn} и κ_{np}), приведенные в табл. 1 в единицах [17], по

Таблица 1. Параметры, используемые в расчетах. Все величины безразмерны. Силовые параметры $G^{(2)}$, κ_{nn} , κ_{np} даны в единицах [17]

A	$G^{(2)}$	κ_{nn}	κ_{np}	ξ
120	1.50	0.390	1.56	0.975
122	1.55	0.390	1.56	0.960
124	1.50	0.393	1.57	0.920
126	1.50	0.393	1.57	0.906
128	1.80	0.375	1.50	0.837
130	1.82	0.395	1.58	0.814

существо претерпевают изменения только для двух самых тяжелых изотопов. При этом полусумма κ_{nn} и κ_{np} близка единице, т.е. изоскалярной константе, данной в [17].

В соответствии с условиями, налагаемыми на меру корреляций в основном состоянии, $r = \sum \varphi^2 / \sum \psi^2$ была принята для $^{120,122}\text{Ba}$ и $^{124-130}\text{Ba}$ соответственно равной 0.012 и 0.020.

Коллективные состояния, построенные на высокоспиновых фононах или бозонах, как это следует из анализа энергий состояний после пересечения полос, и как это было учтено в [12], могут отличаться в сторону меньшей коллективности, что проявляется в больших энергиях d -бозонных состояний по сравнению с теми, что строятся на фононном вакууме, причем, чем больше коллективность, тем меньше это различие. Поэтому для легких изотопов Ba с $A < 126$ это различие не учитывается, однако, присутствует для ядер с большим массовым числом, которые менее коллективны, что видно по большим энергиям коллективных состояний и меньшим значениям $B(E2)$. Объясняется это тем, что высокоспиновый фонон определяется конфигурацией $(h_{1/2})^2$. По мере роста числа нейтронов химический потенциал приближается к нейтронному уровню $h_{1/2}$, приводя к тому, что двухквазичастичное состояние $(h_{1/2})^2$ дает существенный вклад в структуру D -фонона. Поэтому явное присутствие в волновой функции высокоспиновой пары приводит к сокращению квазичастичного конфигурационного пространства на котором формируются остальные фононы, в частности, увеличивая энергию D -фонона, перераспределяя его компоненты по более высоколежащим двухквазичастичным возбуждениям. Как результат: меняются параметры H_{IBM} для тех компонент волновых функций, в которых присутствует высокоспиновая пара. Соответственно происходит изменение бозонных средних от бозонных операторов, которые в том

Таблица 2. Параметры H_{IBM} в МэВ, полученные без учета каналов взаимодействия $V^{(2,3)}$. Величина $\langle n_d \rangle$ есть среднее число бозонов в основном состоянии, т.е. $\langle n_d \rangle_{I=0^+}$, $R = \langle \psi_c (I = 0^+) | \psi^{(0(6))} (I = 0^+) \rangle$ – значения интегралов перекрытий расчетных бозонных функций с функциям соответствующего предела МВБ в основном состоянии

A	Ω	ε_d	k_1	k_2	C_0	C_2	C_4	$\langle n_d \rangle$	R
120	20	-0.828	-0.058	0.0087	0.318	0.064	0.243	6.95	0.817
122	20	-0.879	-0.058	0.0121	0.466	0.094	0.265	6.42	0.732
124	19	-0.848	-0.060	0.0149	0.614	0.153	0.296	5.45	0.686
126	20	-0.414	-0.054	0.0291	0.604	0.160	0.260	5.24	0.558
128	17	-0.231	-0.042	0.0323	0.574	0.158	0.272	3.89	0.540
130	17	0.079	-0.040	0.0232	0.638	0.136	0.275	2.64	0.431

числе определяют связь коллективных и квази-частичных возбуждений. Учет этого эффекта выполнен феноменологически. Во-первых, введено некоторое ослабление связи коллективных и квазичастичных состояний, определяемое параметром ζ (см. табл. 1). Для легких изотопов оно близко к единице, а в тяжелых, для которых квазичастицы $h_{1/2}$ играют более важную роль в структуре D -фонона, ζ уменьшается до значения 0.8. Во-вторых, для трех изотопов $^{126-130}\text{Ba}$ значения энергии состояний основной полосы в присутствии неколлективного бозона принимаются большими, чем в состояниях, где их нет, и определяются двух-параметрической формулой $E_I = \frac{I}{2}(c_1 + c_2(I - 2))$, характерной для $SU(5)$ -предела МВБ1. Отличие энергий в указанном смысле для ^{126}Ba заметно меньше, чем для $^{128-130}\text{Ba}$, а для $^{120-124}\text{Ba}$ его вовсе нет. В результате, для тяжелых изотопов два допол-

нительных параметра c_1 и c_2 равны 0.4, 0.3; 0.65, 0.2; 0.7, 0.12, соответственно, для $^{126, 128, 130}\text{Ba}$. Таким образом, значения ζ и отличие в энергиях коллективных состояний, E_I , в зависимости от наличия квазичастичной пары коррелируют. Эта феноменологическая процедура указывает на возможную необходимость в ряде случаев учета сокращения конфигурационного фермионного пространства и его влияния на структуру коллективных состояний.

С использованием данных силовых констант были проведены расчеты, которые без учета каналов взаимодействия $V^{(2,3)}$ позволили получить значения параметров H_{IBM} . В табл. 2 они приведены для основного состояния, а для прочих состояний их значения претерпевают некоторые количественные изменения [14]. При этом максимальное число бозонов Ω для каждого ядра можно определить путем расчета [14]. Эти значения приведены в табл. 2 вместе со средними значениями квадрупольных бозонов n_d в основном состоянии. Расчет показывает, что структура состояний даже для тяжелых ядер далека от той, что дает вибрационный случай, когда $\langle n_d \rangle_{I=0^+} = 0$. Вопрос о близости структуры коллективных состояний ядер к $O(6)$ -пределу МВБ обычно решается по близости значений параметров гамильтониана к значениям соответствующего предела. Однако это можно сделать корректнее, а именно по значениям интегралов перекрытия расчетных бозонных функций с функциям соответствующего предела МВБ, $\langle \psi_c(I) | \psi^{(0(6))}(I) \rangle$. Эти интегралы для основного состояния приведены в табл. 2 (R), откуда видна действительная близость волновых функций к функциям $O(6)$ -предела МВБ для более легких изотопов Ва, но начиная с ^{126}Ba , это уже далеко не так.

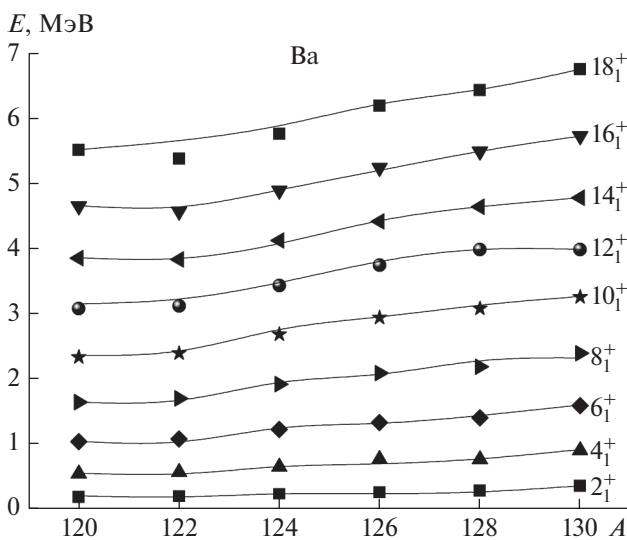


Рис. 2. Сравнение теоретических (линии) и экспериментальных (фигуры) значений энергий ирраст-полос в четных изотопах Ва.

На рис. 2 приведено сравнение экспериментальных и теоретических энергий ирраст-полос. В масштабе этого рисунка теоретические и экспе-

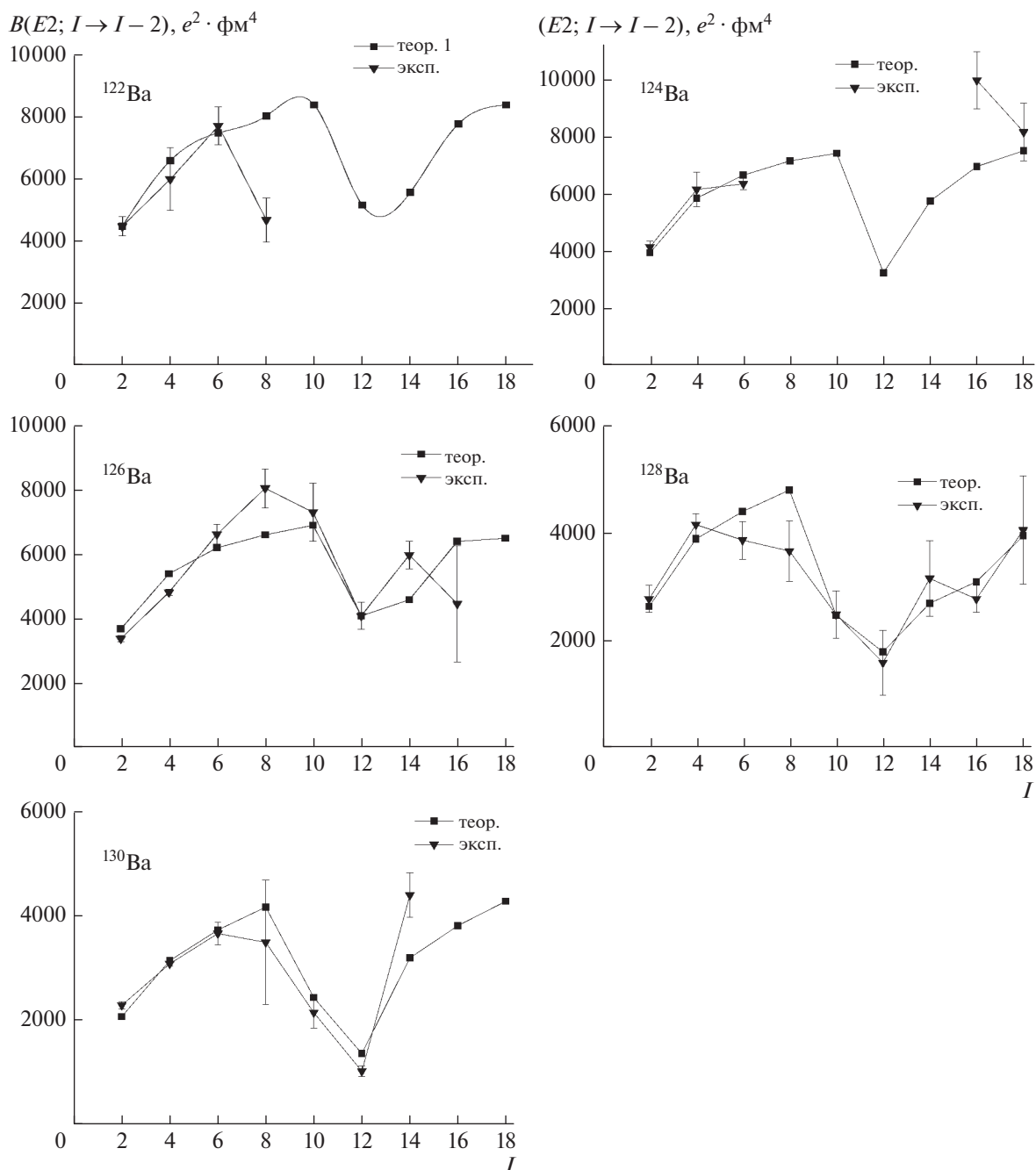


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные [6, 18] значения $B(E2)$ вдоль ираст-полос для $^{122-130}\text{Ba}$.

риментальные значения энергий близки, но реально различие может достигать 120 кэВ.

Взаимодействия $V^{(2)}$ и $V^{(3)}$ не сильно влияют на относительные энергии 2_1^+ состояний, но на абсолютные значения они влияют и тем больше, чем больше коллективность ядра. Так в ^{120}Ba это сдвигает основное состояние на 1.8 МэВ, а для $^{128,130}\text{Ba}$ этот сдвиг стремится к нулю. Большие значения числа квадрупольных бозонов в основном состоянии, приведенные в табл. 2, коррелируют с энер-

гиями основного состояния относительно бесфоновнного состояния МВБ1. Для ^{120}Ba это значение порядка 13.5 МэВ, для ^{130}Ba порядка 3.5 МэВ, что также значительно.

Величины $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ представлены на рис. 3, где расчетные значения получены без введения эффективных зарядов [14]. В ^{122}Ba правильно описываются три первые перехода, но для перехода с 8^+ состояния такого соответствия нет. Нельзя исключить погрешность эксперимента. В

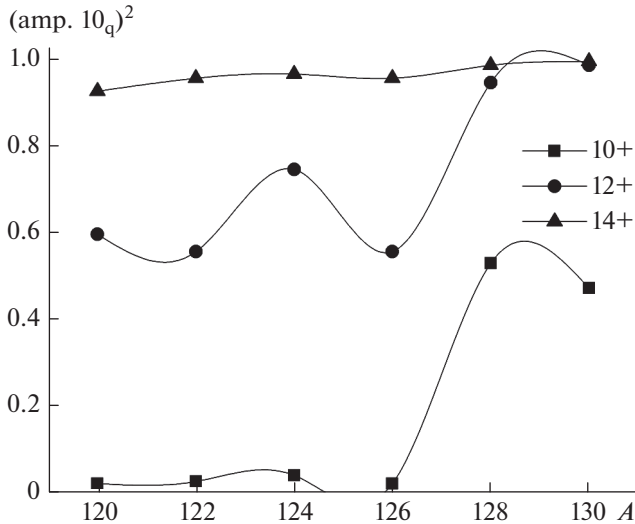


Рис. 4. Вклад в волновые функции состояний $10^+, 12^+, 14^+$ ираст-полос компонент, содержащих $(h_{1/2})_n^{2(10^+)}$ в $^{120-130}\text{Ba}$.

^{124}Ba из нижайших переходов известны первые три, они воспроизводятся. Более полная информация имеется для ^{126}Ba , где в целом получено соответствие экспериментальных и расчетных значений. Особенно следует обратить внимание на резкое падение значения $B(E2)$ для перехода $12^+ \rightarrow 10^+$ и последующий рост приведенных вероятностей для больших спинов. Как видно из рис. 4, это соответствует резкому переходу от чисто коллективного состояния 10^+ к состоянию 12^+ , где компонента с двухквaziчастичной парой составляет 60%. В ^{128}Ba также имеется соответствие экспериментальных и расчетных значений $B(E2)$, если не считать несколько завышенных значений для переходов с 6^+ и 8^+ состояний. Для остальных переходов, вплоть до перехода с 18^+ , описание удовлетворительно. В этом ядре для двух переходов с состояний 10^+ и 12^+ наблюдается резкое падение значений $B(E2)$. Объясняется это тем, что как видно из рис. 4, для 10^+ коллективная и двухквaziчастичная компоненты поделены поровну, а потому как с него, так и с последующего состояния, чья компонента определяется в основном наличием двухквaziчастичной пары, значения $B(E2)$ оказываются ослабленными. Похожая ситуация реализуется для ^{130}Ba , где описание также удовлетворительно.

Рисунок 4 дает представление о том, что происходит с состояниями ираст-полосы по мере роста спина. Состояние со спином $I^\pi = 14^+$ для всех рассмотренных ядер определяется наличием высокоспиновой квазичастичной пары. В состояниях с $I^\pi = 12^+$ для ядер с $A \leq 126$ состав с h_{10} колеб-

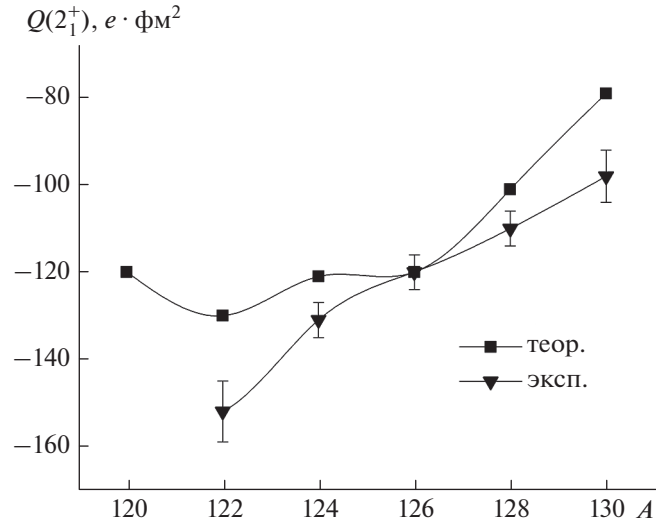


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные [9] значения $Q(2_1^+)$ в $^{120-130}\text{Ba}$.

лется от 55 до 74%. Состояние с $I^\pi = 10^+$ для ядер с $A \leq 126$ остается практически чисто коллективным, а для более тяжелых ядер вклад с h_{10} оказывается на уровне 50%.

Теоретические значения квадрупольных моментов сравниваются с расчетными значениями на рис. 5. Знак и порядок этих величин воспроизводятся, но в целом согласие скорее качественное.

Пересечение полос по результатам расчетов реализуется во всех рассмотренных ядрах, а обратный загиб наблюдается лишь для более тяжелых ($A \geq 124$). Для изотопов Ba ни при одном спине не происходит резкого перехода в структуре состояний, когда для спина I компонента с h_{10} мала, а для спина $I+2$ становится преобладающей. Обратный загиб реализуется для менее коллективных ядер. Его отсутствие не свидетельствует о том, что пересечения полос не происходит, но об этом может свидетельствовать характер в поведении $B(E2; I \rightarrow I-2)$ в зависимости от спина.

По мере роста числа нейтронов от $N = 66$ происходит сужение квазичастичного пространства, что отражается на уменьшении $\langle n_d \rangle_{I=0^+}$, а пропорционально этому уменьшаются бозонные матричные элементы от операторов, выраженных через d -бозоны и соответственно уменьшаются м. э. от взаимодействия $V^{(2)}$ и $V^{(3)}$. Как видно из табл. 2 и рис. 1 при $\langle n_d \rangle_{I=0^+} \approx 6.5$ обратный загиб не наблюдается, но имеет место при $\langle n_d \rangle_{I=0^+} \leq 5.5$. Интересно, что для ^{128}Ba окончательное пересечение полос реализуется уже для состояния со спином $I^\pi = 12^+$ (рис. 4), а обратный загиб имеется для

спина $I^\pi = 14^+$. Это связано с существенным увеличением для этого ядра энергии коллективных состояний в присутствии высокоспиновой пары по сравнению с коллективными состояниями, построенными на фонном вакууме. Для других ядер критерий наличия обратного загиба может отличаться.

В случае отсутствия взаимодействия коллективных состояний с высокоспиновыми парами после пересечения полос, значения ω претерпевают резкое уменьшение, так как иррациональной полосой становится новая полоса и коллективные состояния, определяемые d -бозонами в ней начинают проявляться с самого начала. Этому будет соответствовать резкий обратный загиб. Поэтому общим утверждением будет то, что при более слабом взаимодействии между коллективными состояниями и состояниями, содержащими высокоспиновые пары, эффект обратного загиба будет выражен ярче. Взаимодействие зависит как от бозонных матричных элементов, они пропорциональны среднему от числа квадрупольных бозонов, так и от фермионных м.э. Мы рассматриваем наиболее существенные каналы фермионного взаимодействия, которые содержат члены когерентного рождения или уничтожения D -фононов, что в свою очередь связано со значениями $B(E2)$. Оба эти фактора согласованно приводят либо к большей, либо к меньшей мере взаимодействия между состояниями, соответственно, делая явление обратного загиба либо менее выраженным, либо более.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты расчетов свойств состояний иррациональных полос в шести наиболее экспериментально изученных изотопах бария, отличающихся степенью коллективности настолько, что их энергии 2_1^+ состояний и значения $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ отличаются в два раза. Было получено описание механизма пересечения полос на основе микроскопической версии МВБ1, где учитывались высокоспиновые бозоны. При

этом, как показал расчет, во многом согласующийся с экспериментом, в изотопах Ва пересечение полос происходит неизменно, а эффект обратного загиба проявляется сильнее при меньшей коллективности, когда энергия первого возбуждения больше, значения $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ меньше. Он реализуется начиная с ^{124}Ba .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Petkov P., Dewald A., Andrejtscheff W.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2511.
2. *Chabab M., Ell Batou A., Lahbas A., Ounre M.* // Nucl. Phys. A. 2016. V. 953. P. 158.
3. *Iachello F., Puddu G., Scholten O. et al.* // Phys. Lett. 1979. V. 89B. P. 1.
4. *Puddu G., Scholten O., Otsuka T.* // Nucl. Phys. A. 1980. V. 348. P. 109.
5. *Iachello F.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. Art. № 052502.
6. *Bizzeti P.G. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. Art. № 054311.
7. *Nomura K., Shimizu N., Otsuka T.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. Art. № 044307.
8. *Pascu S., Zamfir N.V., Cata-Danil Ch., Marginean N.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. Art. № 054321.
9. *Gupta G.B.* // Eur. Phys. J. A. 2015. V. 51. P. 47.
10. *Gelberg A., Zemel A.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 937.
11. *Yoshida N., Arima A., Otsuka T.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 114. P. 86.
12. *Efimov A.D., Mikhajlov V.M.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 3153.
13. *Ефимов А.Д., Михайлов В.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 10. С. 1395; *Efimov A.D., Mikhajlov V.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 10. P. 1266.
14. *Efimov A.D., Mikhajlov V.M.* // EPJ Web Conf. 2016. V. 107. Art. № 03013.
15. *Marumori T., Yamamura M., Tokunaga A.* // Progr. Theor. Phys. 1964. V. 31. P. 1009.
16. *Isakov V.I., Erokhina K.I., Mach H. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 29.
17. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. V. 2. Nuclear Deformations. New York: Benjamin, 1975.
18. <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/ensdf/>.