ФЕРМИОННОЕ ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

К.Б. Бактыбаев, Н.О. Койлык[1], К.Е. Раманкулов[2]
Казахский национальный университет имени аль-Фараби, г. Алматы
[1]Казахский национальный аграрный университет, г. Алматы
[2]Казахский национальный педагогический университет имени Абая, г.Алматы

Рассматривается микроскопическая теория фермионной динамико-симметрической модели коллективных возбуждений ядерных систем. Найдены спектр состояний и вероятности электромагнитных переходов. Теория приложена к исследованию структуры состояний четных изотопов осмия $^{186,188,190,192}Os$. Полученные результаты сравнены имеющимися экспериментальными данными для ядер переходной области.

Развития теоретической ядерной физики построение и развитие теоретико-групповых подходов, основанных на выявлении и обобщении фермионных общих симметрических свойств, исходящих из межнуклонных сил и на единой основе целостное описание наиболее важных свойств ядер, является актуальной и важной задачей. В последние годы мы дальше развили микроскопическую фермионную модель коллективных возбуждений многонуклонных систем на основе фермионно-динамической симметрии [1]. Операторы коррелирующих фермионных пар, из которых строится гамильтониан модели, далее отображаются в бозонное пространство. Это дает возможность сравнить отображенный бозонный гамильтониан с гамильтонианом феноменологической бозонной теории коллективных состояний ядер.

Следует подчеркнуть что с самого начало стало ясно что модель взаимодействующих бозонов имеет неразрывную связь с фундаментальной оболочечной-нуклонной структурой ядер, имеющий отношение к динамической симметрии в фермионом уровне. В то же время любые динамические симметрии, в том числе бозонные, отражающие ядерную структуру должны определятся с прямо фермионными степенями свободы. Любая динамическая симметрия является важной особенностью многочастичных систем, описывающей различные типы движения в них. Математически она позволяет получить как простые аналитические, так и численные решения квантовой многочастичной проблемы. Основная цель разрабатываемой темы в этом году заключается в том, чтобы полученные все динамико-симметрические свойства коллективных возбуждении в ядрах из нуклонно-оболочечной структуры отобразить в бозонное пространство. Далее предполагается приложить отображенное бозонное уравнение к изучению конкретных ядерных систем в переходной области в частности к четным изотопом осмия. Для этого с начала мы несколько упростили сложный гамильтониан фермионной модели, определяя остаточные парные взаимодействия нуклонов только монопольными и квадрупольными членами. В качестве способа отображения фермионных уравнении в бозонное пространства использованы методы Дайсона, Беляева-Зелевинского и сеньорити (Марумора).

Говоря о выборе изотопов осмия в качестве объекта первоочередного приложения теории, следует защитить, что изотопы осмия также как изотопы платины в ранней бозонной теории невозможно было правильно описать одним из трех асимптотических пределов, допускающих аналитические решения проблемы на собственные значения. Как известно, SU(3)-предел МВБ неприменим к четным изотопом осмия., так как этот предел требует вырождения β и γ полос, но эти полосы в изотопах осмия совершенно не удовлетворяет этому требованию. Что же касается SU(5)-предел МВБ обычно применяет только к так называемым вибрационным ядром. А в O(6)-пределе бозонной теории отношения энергии трех уровней положительной четности $2_1, 2_2, 3_1$ в виде $\left(E_{2_1} + E_{2_2}\right)/3E_{3_1}$ должны быть равным

1. А для изотопов осмия с А-186,188,190,192 это соотношение равно соответственно 1,35; 1,40; 1,31; 1,28. Как видим, даже самые нижние энергетические уровни указанных ядер не могут быть хорошо воспроизведены и в этом пределе. До сих пор нет удовлетворительного описания свойств даже самых нижних уровней этих ядер. Эта область ядер интересна тем, что для низколежащих коллективных состоянии четно-четных изотопов ядер наблюдаются конкуренции по многим свойством вытянутой сплюснутой деформационной формами систем, кроме того, она обладает сильной $\gamma -$нестабильной природой. Поэтому, для описания изучаемых ядер необходимо извлечь более совершенные методы расчетов структуры состоянии этих ядер.

Сначала кратко изложим содержание самой фермионной модели коллективных возбуждении ядерных систем. Затем более подробно остановимся на бозонное отображение простого варианта теории различными способами. Далее, такой простой гамильтониан как фермионном так и бозонном отображенном пространствах приложим к объяснению свойств ядер сильно деформированной $\gamma -$нестабильной областей ядер.

Для этого, прежде всего строится базис фермионной модели, выделяющий из всевозможных квантовых степеней свободы ту часть, которая определяет коррелирующие фермионные пары, связанные в полные угловые моменты 0 (S-пара) и 2 ($D -$пара). Предполагается, что именно эти пары в основном описывают самые нижние коллективные возбуждения. Другими словами от полного оболочечно-модельного пространства отделяется подпространство когерентных $S-D$ пар, определяющее поведение самых нижних возбуждений многочастичных систем. В таком обрезанном пространстве удается разбить полный гамильтониан фермионной системы на части, соответствующие симметриям, ответственным различным типам коллективных движений нуклонов в них.

В фермионной модели динамической симметрии однонуклонный угловой момент $\vec{j}$ разбивается в псевдоорбитальный $\vec{k}$ и псевдоспиновый $\vec{i}$ угловые моменты: $\vec{j}=\vec{k}+\vec{i}$. Оператор рождения нуклона $b^{+}_{km_k im_i}$ в $k-i$-схеме относится к фермионным операторам рождения a^{+}_{jm} в виде:

$$a^{+}_{jm}=\sum_{m_k m_i}\langle km_k im_i \mid jm\rangle b^{+}_{km_k im_i} \tag{1}$$

Важно подчеркнуть, что такие S и D фермионные пары действительно высококогерентны, т.е. они имеют коллективную природу. Это можно увидеть после преобразования $k-i$-базиса обратно в оболочечно-модельный базис, используя нормирующий $9j$-символ пересвязки:

$$\left|(k_1k_2)K(i_1i_2)I;r\mu\right\rangle=\left[b^{+}_{k_1i_1}b^{+}_{k_2i_2}\right]^{(KI)r}_{\mu}\left|0\right\rangle=\sum_{j_1j_2}\begin{vmatrix}k_1 & i_1 & j_1\\ k_2 & i_2 & j_2\\ K & I & r\end{vmatrix}\left[a^{+}_{j_1}a^{+}_{j_2}\right]^{r}_{\mu}\left|0\right\rangle \tag{2}$$

Высококогерентная пара, имеющая сильное конфигурационное смешивание в оболочечно-модельном базисе, здесь имеет очень простую, т.е. чистую конфигурационную структуру. Мы имеем в данном случае именно тот базис, который необходим для описания микроскопической структуры коллективных возбуждений.

Ограничимся случаем идентичных частиц, расположенных в одной большой оболочке и учтем только двухчастичные остаточные взаимодействия. Тогда эффективный гамильтониан будет иметь вид:

$$H=\sum_j \varepsilon_j a_j^+ a_j + V_P + V_Q \,, \tag{3}$$

где V_P и V_Q – парные и мультипольные взаимодействия, которые выражаются в самом общем виде:

$$V_P = \tfrac{1}{4}\sum_{\lambda j_1 j_2 j_1' j_2'} \left\langle j_1 j_1'\lambda \middle| V_p \middle| j_2 j_2'\lambda \right\rangle \left[a_{j_1}^+ a_{j_1'}^+\right]^{\lambda} \left[a_{j_2} a_{j_1'}\right]^{\lambda} \tag{4}$$

$$V_Q = \tfrac{1}{4}\sum_{r j_1 j_2 j_1' j_2'} \left\langle j_1 j_2 r \middle| V_Q \middle| j_1' j_2' r \right\rangle \left[a_{j_1}^+ a_{J_{21}}\right]^{r} \left[a_{j_1'}^+ a_{j_2'}\right]^{r} \tag{5}$$

Предлагается три способа упрощения общего гамильтониана (3), для того, чтобы привести его к гамильтониану ФМДС:

1) Остаточное парное взаимодействие определяется в основном монопольными ($\lambda=0$) и квадрупольными ($\lambda=2$) членами.

2) Предполагая, что парные матричные элементы пропорциональны вырождению уровней, участвующих в парных корреляциях,

3) Для упрощения мультипольного взаимодействия V_Q наложим на матричные элементы V_Q аналогичные параметризацию в виде:

$$P_\mu^r(k)=\sqrt{\Omega_{ki/2}}\left[b_{ki}^+ b_{ki}\right]^{r\ \ o}_{\mu\ \ o}$$

$$P_\mu^r(i)=\sum_k \sqrt{\Omega_{ki/2}}\left[b_{ki}^+ b_{ki}\right]^{o\ \ r}_{o\ \ \mu} \tag{6}$$

$$P_\mu^r(\alpha)=P_\mu^r=\sqrt{\Omega_{jo/2}}\left[\alpha_{jo}^+ \alpha_{jo}\right]^r_\mu$$

При таких предположениях самый общий гамильтониан ФМДС в $k-i-$схеме запишется в виде:

$$H_{ФДСМ}=\varepsilon_o v_o+\sum \varepsilon_{ki} n_{ki}+\sum_{\chi\chi'} G_O^{\chi\chi'} S^+(\chi) S(\chi') + G_2 D^+ D + \sum_{r_i \chi\chi'} B_r^{\chi\chi'} P^r(\chi) P^r\left(\chi^{/}\right)$$

Таким образом, для уровней нормальной четности имеем мультипольные и парные операторы: 21 генераторов k-активной схемы $k=1$ $\{S^+S, D_\mu^+, D_\mu, P_\mu^r\ \ (r=0,1,2,),\}$которые образуют $Sp(6)$ алгебру, и 28 генераторов i–активной схемы, где $i=3/2\{S^+, S, D_\mu^+, D_\mu, P_\mu^r\ (r=0,1,2)$, которые образуют $SO(8)$ алгебру. А для уровней аномальной четности имеем $\left\{s^+, s, P^o\right\}$ генераторы, которые образуют su_2 алгебру.

Отсюда видно. ФМДС–гамильтониан отделяет S, D, s - пространство от остальной части фермионного пространства, и оно является разумным приближением для описания низколежащих коллективных состояний для четно-четных ядерных систем.

Для дальнейшего практического использования динамико-симметрический Гамильтониан удобно переписать посредством независимых Казимир операторов подгрупп, вытекающих из динамических групп.

$H^0_{ФДСМ}$-гамильтониан имеет пять предельных случаев:

Для к –актив-схемы $v_0 = g_0 = 0 : SU_3 \otimes su_2$ - предел

$f_3 = 0$, $SU_2 \otimes SO_3 \otimes su_2$-предел

Для i-актив-схемы $v_1 = g_0 = 0$, $SO_6 \otimes su_2$-предел

$g_6 = 0$, $SO_5 \otimes SO_3 \otimes su_2$-предел

$v_1 = g_0 = 0$, $SO_7 \otimes su_2$-предел

Для того чтобы понять физические содержания этих пяти симметрических пределов рассматриваемой модели анализируем свойства простейшего ФМДС –гамильтониана

$$H_6 = \varepsilon n - G_0 n(n-1)/4 + G_0\left[G^T_{SU_2} - \Omega(\Omega+2)/4\right] + B_2 C_{SU_3} - (3B_2/8)L^2$$

$$H_8 = \varepsilon n - G_0 n(n-1)/4 + G_0\left[G^T_{SU_2} - \Omega(\Omega+2)/4\right] + B_2 C_{SO_6} - B_2 C_{SO_5}, \qquad (7)$$

где $\varepsilon = G_0(2\Omega+1)/4$.

Из этих двух равенств видно, что в них доминирует монопольное спаривание (формально вытекает при $B_2 = 0$), которое ведет к SU^T_2-симметрии. Такая симметрия, как известно, описывает вибрационный спектр системы. В случае, когда доминирует квадруполь-квадрупольное взаимодействие (оно имеет место когда $G_0 = 0$, или мало), тогда получаем SU_3-предел к-активной теории и SO_6 -предел i-активной теории. SU_3-предел описывает спектр аксиально-симметрического ротора, тогда как SO_6 -предел описывает спектры и электромагнитные переходы γ-нестабильных вращательных состояний многонуклонных систем.

$SO_6 \otimes su_2$ предел ФМДС описывает γ-нестабильное поведение ядерных систем. Физическое условие для появления этого предела очень похоже на условие рождения SU_3 симметрии. Именно такой предел может появиться в SU_8 цепочке. Энергия SO_6 предела при $\mu = 0$ равна:

$$E[N_1(\sigma\tau)n_\Delta L] = E_0(N_1) - A\sigma(\sigma+4) + B\tau(\tau+3) + CL(L+1), \qquad (8)$$

где $A = G_2 - B_2$; $B = B_3 - B_2$; $C = (B_1 - B_3)/5$.

σ, τ-квантовые числа представлении $SO_6 \supset SO_5$ цепочки; n_Δ-дополнительное квантовое число. Для данного значения $N_1 (\le \Omega/2)$ получаем:

$\sigma = N_1, N_1 - 2, N_1 - 4, ...0$ или 1; $\tau = 3n_\Delta + \lambda = \sigma, \sigma-1, \sigma-2, ..., 0$

$L = \lambda, \lambda+2, ..., 2\lambda-2,\ 2\lambda$

Величину N_1 можно определить из минимума энергии основного состояния как в случае ротационного так и в случае γ-нестабильного предела (8). Например для γ-нестабильного предела $E_{g.s}(N_1) = E_0(N_1) - AN_1(N_1+4)$, для ротационного предела $E_{g.s}(N_1) = E_0(N_1) - \beta C(2N_1 O)$.

Из условия $\frac{\partial}{\partial N_1} E_{g.s}(N_1)|_{N_1 = N_{1g}} = 0$ находим:

$$a = \frac{2\Delta\varepsilon + \eta_1 - \eta_0 + 4A}{4(\eta_1 + \eta_0) - 2A} \quad , \qquad b = \frac{2\eta_0}{2(\eta_1 + \eta_0) - A} \qquad \text{для} \quad SO_6 \text{- предела} \qquad (9)$$

$$a = \frac{2\Delta\varepsilon + \eta_1 - \eta_0 + 6\beta}{4(\eta_1 + \eta_0) - 8\beta}, \qquad b = \frac{4\eta_0}{2(\eta_1 + \eta_0) - 4\beta} \qquad \text{для} \quad SU_3 \text{- предела} \qquad (10)$$

SO_6-предел ФМДС как по спектру так и по γ -переходам идентичны с O_6-пределом МВБ.

Здесь также интересно заметить, что параметры A и B имеют примерно одинаковые и положительные значения, т.к. в этом пределе также превалирует квадруполь-квадрупольное взаимодействие которое является притягательной силой(т.е.$|B_2| >> |B_1|$, $|B_2| >> |G_2|$, $B_2 < 0$).

А это условие А=В хорошо известно из МВБ.

Таким образом, ФМДС в своем $\gamma -$нестабильном пределе дает главным образом микроскопическое обоснование МВБ.

Проведено дальнейшее развитие микроскопической модели структуры ядер, исходящее из фермионной динамической симметрии. Все ядерные динамические симметрии присущие феноменологической бозонной модели выводятся из более фундаментальной фермионной основы в ФДСМ. Как увидели, выражения для энергии в каждом предельном случае в ФДСМ без разорванных пар, сопоставляются асимптотикой МВБ. Некоторые отличия в выражениях для энергии и вероятностей переходов между состояниями обусловлены Паули-эффектом и оболочечной структурой систем.

Предсказан новый вибрационно-симметрический предел SO_7, который проявляется, по-видимому у ядер с симметрией более сложной формы, и он осуществляется в промежутке симметрий SO_5 и SO_6.

Обычно полагают, что нейтрон-протонное взаимодействие ответственно за ядерную деформацию разной формы. Как мы видим из вышеизложенного, что ротационное движение обусловлено как симметрическими свойствами валентных оболочек, так и нейтрон-протонным взаимодействием валентных нуклонов. Именно из Sp_6-симметрии вытекает SU_3-подсимметрия, в SO_8-симметрии даже сильное протон-нейтронное взаимодействие не приводит к SU_3-пределу.

Наличие разорванных пар в ФДСМ дает возможность описать ядерную структуру не присущую для бозонной модели. Имеется также возможность микроскопически описать высокоспиновые состояния.

Хотя в основном говорили о состояниях четно-четных ядер, гамильтониан ФДСМ способен описать нечетные, нечетно-нечетные ядра. Другими словами ФДСМ, в противовес к МВБ, может описать единым образом нижние возбужденные состояния любой многонуклонной системы.

Аналитические выражения предельных ситуации можно использовать для тестирования корректных физических свойств систем. Такие пределы можно использовать для классификационных схем, которые полезны для понимания глобальной систематики ядерной структуры. Если простые предельные случаи (соответствующие k-i конфигурациям) в состоянии описать основные свойства коллективных движений в ядрах, то можно заключить, что соответствующий симметрический оболочечно-модельный обрезанный базис является достаточно хорошим базисом теории. Тогда можно брать более разумное эффективное взаимодействие, которое включает все необходимые нарушающие симметрии члены, и выполнить численную диагонализацию внутри обрезанного базиса. Вычисления показывают, что выбор эффективного взаимодействия в наших случаях вполне благоприятен для обрезанного k-i- базиса. Удачный выбор эффективных взаимодействий имеет важную роль в ФДСМ.

Проведем приложение отображенного бозонного подхода к реальным системам. Для этого рассматривается структура состояний четных и тяжелых изотопов осмия 186, 188, 190, 192 осмия.

Как мы уже отмечали большое внимание обращается к экспериментальному и к теоретическому изучению структуры изотопов осмия, так как эти ядра также относятся к сложной области так называемой γ-нестабильной. Структуры состоянии этих ядер представляет собой смесью различных форм движения нуклонов в них. Поэтому асимптотические пределы модели взаимодействующих бозонов а также теории бозонного разложения не могли удовлетворительно описать свойств даже самых нижних уровней ядер. Поэтому для анализа структуры изотопов осмия точно также как изотопов платины была проведена точная диагонализация полного гамильтониане SU(6)-симметричной бозонной модели[2]. Данной работе мы обсудим результаты расчетов структуры уровней тяжелых изотопов осмия на основе отображенного бозоннго гамильтониана методами Беляева-Зелевинского (БЗ) и сеньорити А. Их сравним с такими же расчетами точной диагонализации SU(6)-симметричного гамильтониана МВБ. А также по методам бозонного разложения (BET) проведенного Тамурой и др. [3].

В таблицах 1, 2 даны сравнительные значения энергии уровней основной к $\gamma-$-полос рассчитанных по методам BET, SU(6)-симметричного МВБ и бозонно-отраженного гамильтониана Беляева-Зелевинского и сеньорити А. Все они сравнены с их экспериментальными значениями.

Таблица 1 – Сравнение расчетных экспериментальных g,β,γ-полос спектр состояний ядра ^{186}Os, ^{188}Os

I^{π}	BET	Полный МВБ	Отр. ФДСМ	эксп	Отр. сень
0_1^+	0	0	0	0	0
2_1^+	0,16	0,18	0,17	0,17	0,17
4_1^+	0,44	0,44	0,44	0,43	0,48
2_2^+	0,64	0,74	0,74	0,76	0,78
6_1^+	0,88	0,85	0,85	0.86	0,91
3_1^+	0,75	0,88	0,88	0,89	0.93
4_2^+	0,94	1,06	1,06	1,08	1,12
5_1^+	1,14	1,25	1,25	1,28	1,32
8_1^+	1,32	1,41	1,39	1,43	1,49
6_2^+	1,25	1.47	1,45	1,49	1,54
7_1^+	1,46	1,62	1.64	1,70	1,74

I^{π}	BET	Полный МВБ	Отр. БЗ	эксп	Отр. Сень
0_1^+	0	0	0	0	0
2_1^+	0,14	0,14	0.14	0,14	0,14
4_1^+	0,42	0,44	0,43	0.41	0,46
2_2^+	0,68	0,64	0,63	0.61	0.71
3_1^+	0,86	0,80	0,81	0,78	0,84
6_1^+	0,89	0,88	0,90	0,92	0.97
4_2^+	0,95	0,98	1,0	0,96	1.04
5_1^+	1,22	1,19	1,18	1.17	1.24
6_2^+	1,37	1,42	1,42	1.40	1,48
8_1^+	1,40	1.45	1.46	1.47	1,51
10_1^+	1,95	2,08	2.10	2.13	2,20

8_2^+	-	1,87	1,88	-	1,92
10_1^+	1,82	1,96	2,02	2,08	2,12
12_1^+	-	2,61	2.64	2,66	2,71
12_2^+	-	2,82	2,80	-	2,87
14_1^+	-	3,30	3,27	3,34	3,41
14_2^+	-	3,32	3,29	3,52	3,60
16_1^+	-	4,00	3,92	3,90	4,01
18_1^+	-	4,62	4,50	4,45	4,64

12_1^+	-	-	2.76	-	2.86

Таблица 2 – Сравнение расчетных экспериментальных g,β,γ-полос спектр состояний ядра $^{190}Os,^{192}Os$

I^{π}	ВЕТ	Полный МВБ	Отр. БЗ	эксп	Отр. Сень
0_1^+	0	0	0	0	0
2_1^+	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18
4_1^+	0.54	0,53	0,53	0,52	0,56
2_2^+	0,61	0,57	0,58	0,58	0,63
3_1^+	0,81	0,74	0,76	0,79	0,80
4_2^+	0,98	0,92	0,93	0,94	1,01
6_1^+	1,05	1,04	1,03	1,0	1,10
5_1^+	1,24	1,18	1,20	1,21	1,26
6_2^+	1,38	1,45	1,44	1,43	1,48
8_1^+	1,62	1,64	1,63	1,61	1,66
8_2^+	-	2,06	2,03	2,01	2,10
10_1^+	2,24	2,35	2,30	2,33	2,40
12_1^+	-	-	2,71	-	2,78

I^{π}	ВЕТ	Полный МВБ	Отр. БЗ	эксп	Отр. Сень
0_1^+	0	0	0	0	0
2_1^+	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21
2_2^+	0,54	0,46	0,50	0,52	0,55
4_1^+	0,58	0,54	0,55	0,57	0,59
3_1^+	0,73	0,72	0,70	0,67	0,74
4_2^+	0,92	0,93	0,90	0,91	0,96
6_1^+	1,08	1,01	1,02	1,07	1,16
5_1^+	1,16	1,17	1,14	1,12	1,21
6_2^+	1,32	1,46	1,46	1,44	1,48
8_1^+	1,68	1,50	1,61	1,66	1,68
7_1^+	1,58	1,74	1,73	1,72	1,78
8_2^+	-	2,04	2,02	1,98	2,06
10_1^+	-	-	2,54	-	2,74

Как видно из таблиц описания по методам БЗ и сеньорити А близко соответствующим величинам энергии по SU(6)-симметриям МВБ и они очень близки к их экспериментальным значениям, хотя метод сеньорити А дает величины отличные от эксперимента на 15%-20%. Видно, что результаты по методу ВЕТ также несколько хуже, примерно на 15%. Описание по отраженной БЗ-теорией значительно лучше для изотопа 186-осмия, а для изотопа 192-осмия несколько хуже. Такая ситуация, по-видимому, объясняется более сильной коллективизацией уровней в легких изотопах осмия. С ростом атомного веса у изотопов осмии уменьшается число нейтронных дырок, что приводит к уменьшению деформации ядра.

Видно, что теория описывает основную полосу состояний с довольно высокими спинами. Что касается $\gamma-$полосы, то теория правильно передает понижение начального уровня $\gamma-$полосы 2_2^+, а также увеличение расстояния между уровнями 2_2^+ и 3_1^+ с ростам А. В изотопах платины мы имели противоположные тенденции.

Из экспериментального спектра видно, что хотя основная полоса в этих ядрах очень близка по своему поведению к ротационной, $\gamma-$полоса ведет себя сложным образом, а именно, расстояния между уровнями в ней изменяются не регулярно отклонятся от ротационной закономерности. С таким нерегулярным положением уровней в $\gamma-$полосе наши вычисления и МВБ – описание хорошо согласуются.

Литература

1 Wu Ch. L., Fend D.H., Chen X-G., Chen J.Q., Gnidry M.W. Fermion dynamical symmetry model of nuclei: Basis, Hamilatian, and symmetries // Phys. Rev. C. - 1987. - Vol. 36. - P. 1157-1180.

2 Бактыбаев К., Койлык Н., Раманкулов К.Е. Фермионная динамико-симметрическая модель коллективных возбуждений ядер // Вестник КазНУ. Сер.физ. - 2005. - №2. - С. 79-86.

3 Casten R.F., Cizewski J.A. The O(6)-rotor transition in Pt-Os nuclei // Nucl. Phys. - 1978. - Vol. A309. - P. 177-184.

4 Tamura N., Weeks K.I., Kishimova T. Analisis of nuclear collective motions in terms of theboson extension theory // Nucl. Phys. - 1980. - Vol. A.347. - P. 359- 387.

ФЕРМИОНАЛДЫҚ ТЕОРИЯЛЫҚ ТОП ЯДРОЛАРДЫҢ ҰЖЫМДЫҚ КҮЙІН ЗЕРТТЕУ

Қ.Б. Бақтыбаев, Н.О. Қойлық, К.Е. Раманкулов

Теориялық ядролық физика дамуының қазіргі кезеңіндегі нуклонаралық күштерде туындайтын жалпы фермионды симметриялық қасиеттерді айқындауға және жалпылауға негізделген теориялық-топтық бағыттарды құру және дамытумен қатар бірегей негізде ядролардың неғұрлым маңызды қасиеттерін сипаттау негізгі мәселе болып табылады.

FERMION THEORETICAL-GROUP STUDY OF COLLECTIVE STATES OF NUCLEI

K.B. Baktybaev, N.O. Koilyk, K.E. Ramankulov

On the contemporary stage of development of the theory of nuclear physics construction and development theoretical-group approaches, based on exposure and generalization common fermion symmetrical properties, witch proceed from nuclear bounding force and from common foundation of description of the most important nuclear properties, is important problem.