УДК.593.17

К. БАКТЫБАЕВ, Н. О. КОЙЛЫК, К. Е. РАМАНКУЛОВ

ФЕРМИОННАЯ ДИНАМИКО-СИММЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЕЕ БОЗОННОЕ ОТОБРАЖЕНИЕ

Исследовано бозонное отображение фермионной динамико-симметрической модели многочастичных систем. Результаты диагонализации гамильтонианов отображений Дайсона, Беляева-Зелевинского сравнены сеньорити и самой фермионной модели с экспериментальными данными для переходных ядер.

Введение. Микроскопическое описание коллективных возбуждений многонуклонных систем остается еще сложной задачей. Самый современный феноменологический подход – модель взаимодействующих бозонов связывает коллективные степени свободы ядерных систем с оболочечно-модельными парами нуклонов в них [1]. Более того, модель взаимодействующих бозонов (МВБ) посредством SU(6)-симметрии может анализировать коллективные моды в ядрах с точки зрения бозонной динамической симметрии.

В последние годы предложена модель, описывающая коллективные состояния многонуклонных систем, основанная на концепции алгебраической фермионной динамической симметрии (ФДМС). Строительные блоки в ней, а именно коррелированные фермионные пары S′, S′ и D, выбираются так, что операторы рождения и уничтожения пар вместе с набором мультипольных операторов образуют Sp(6)- либо SO(8)-алгебру. В ФДСМ найдены подобные асимптотические пределы, как и в МВБ, хотя некоторые из них не существуют в МВБ и поэтому не связаны с валентной оболочной структурой нуклонов в ядре.

В данной работе мы исследовали бозонные отображения фермионной динамико-симметрической модели (ФДСМ). Для этого сначала немного упростили сложный гамильтониан модели, определяя остаточное парное взаимодействие только монопольными и квадрупольными членами, а также предполагая, что парные матричные элементы пропорциональны вырождению уровней, участвующих в парных корреляциях.

Кроме того, если принять отсутствие разорванных пар на уровнях как нормальной, так и аномальной четностей, то модельный гамильтониан будет иметь Sp(6) x sU(2)-динамическую симметрию для k-активной схемы и SO(8) x sU(2)-динамическую симметрию для i-активной схемы. Для такого упрощенного случая общий двухчастичный гамильтониан протонной и нейтронной системы, содержащий 11 параметров, имеет вид

$$H_{ФДСМ} = \sum l_{ki} n_{ki} + \sum_{\alpha\alpha'} G_0^{\alpha\alpha'} S^+(\alpha) S(\alpha') +$$

$$+ G_2 P_2 P + \sum_{r,\alpha\alpha'} B_r^{\alpha\alpha'} P^r(\alpha) P^r(\alpha'). \qquad (0.1)$$

Дальнейшая редакция этого гамильтониана, обладающая лишь спаривательными и квадрупольными членами, для приложения к конкретным физическим системам приводит к выражению

$$H = G_{0\pi} S_\pi^+ S_\pi^/ + G_{0\nu} S_\nu^+ S_\nu +$$

$$+ B_{2\pi} P_\pi^2 P_\pi^2 + B_{2\nu} P_\nu^2 P_\nu^2 + B_{2\pi\nu} P_\pi^2 P_\nu^2, \qquad (0.2)$$

где значки π относятся к протоном, ν – к нейтроном. Этот гамильтониан имеет всего 5 параметров.

Электромагнитный квадрупольный оператор берется в одночастичной форме:

$$T(E_2) = l_\pi P_\pi^2 + l_\nu P_\nu^2. \qquad (0.3)$$

Далее обсудим некоторые бозонные отображения фермионной модели. В частности, рассмотрим отображения Дайсона, сеньорити и Беляева–Зелевинского. Кроме возможного появления ложных состояний конечное Дайсон-отображение дает точные результаты по отображению в бозонные пространство. Однако его неунитарная природа не позволяет прямое сравнение со стандартной феноменологической МВБ. Другие два отображения сеньорити и Беляева–Зелевинского дают эрмитовские бозонные структуры, сравнение которых с МВБ становится вполне законным. [2].

1. Бозонное отображение модели. В фермионной динамико-симметрической модели реализуется либо Sp(6) либо SO(8) алгебра операторов рождения и уничтожения S и D фермионных пар и мультипольных операторов P, в образовании которых активом служат либо псевдоугловой момент к=1, либо псевдоспин i=3/2. Фермионный гамильтониан, записанный посредством операторов спаривания и мультиполей, в общем случае следует диагонализовать в фермионном пространстве, сконструированном последовательным действием операторов рождения и уничтожения на фермионный вакуум.

Таким путем формированный фермионный гамильтониан модели можно отобразить в бозонный различными способами. Ниже мы рассмотрим три вида бозонного отображения операторов модели: дайсоновского, сеньорити и Беляева–Зелевинского.

А. *Отображение Дайсона.* Из фермионного гамильтониана рассматриваемой модели можно получить эквивалентный бозонный гамильтониан непосредственным применением обобщенного бозонного отображения Дайсона. Для фермионных Sp(6) и SO(8) алгебр бозонная реализация Дайсона записывается через s- и d-бозонные операторы по аналогии, как это делается в работах [3, 4]. В частности, монопольные, квадрупольные, дипольные и октупольные операторы ФДСМ отображаются в бозонные следующим образом:

$$S^+ \to \sqrt{\Omega}\left(s^+ - \frac{1}{\Omega} s^+ s^+ s - \frac{2}{\Omega} s^+ d^+ d - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\Omega} d^+ d^+ s - \frac{1}{\Omega} \chi \left(d^+ d^+\right)^{(2)} d\right), \qquad (1.1)$$

$$S \to \sqrt{\Omega} s, \qquad (1.2)$$

$$P^2 \to \left(d^+ s + s^+ d\right)^{(2)} + \chi \left(d^+ d\right)^{(2)}, \qquad (1.3)$$

$$P^1 \to \sqrt{2}\left(d^+ d\right)^{(1)}, P^3 \to -\sqrt{2}\left(d^+ d\right)^{(3)}$$

$$\text{(SO(8)-случай)}, \qquad (1.4)$$

$$P^1 \to \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{15} \left(d^+ d\right)^{(1)} \text{ (Sp(6)-случай)}. \qquad (1.5)$$

В этих выражениях Ω – вырождение пар в фермионном пространстве, χ=7/2 для Sp(6) и χ=0 для SO(8)-алгебр.

Следует иметь в виду, что для числа фермионных пар $N > \Omega/3$ (для Sp(6)) или $N > \Omega/2$ [для SO(8)] размерность идеального бозонного базиса больше, чем размерность фермионного пространство из-за присутствия в последнем ферми-состояний запрещенных Паули-принципом.

Поэтому появляются нефизические (ложные) решения отображенного бозонного гамильтониана совместно с точными физическими решениями. Однако они отделяются от физических решений [5] и существуют методы, которые позволяют их интерпретировать.

Заметим, что гамильтониан Дайсона имеет двухчастичную структуру, хотя в общем он неэрмитов. Неэрмитовость бозонного гамильтониана Дайсона отличает его от традиционного эрмитового МВБ-гамильтониана. Для того чтобы получить эрмитов-гамильтониан, эквивалентный дайсоновскому, по крайней мере в физической области, нужны аналогичные преобразования фермионных операторов в бозонный. Для осуществления таких конструкции мы предпримем дальше две практические процедуры. Осуществим, во-первых, отображение сеньорити, которое приводит к SU(2)-асимптотическому пределу обычной алгебры нашей модели; во-вторых, отображения Беляева–Зелевинского, целью которого является точное рассмотрение SU(3)- и SO(6)-пределов Sp(6) и SO(8) алгебр соответственно.

Б. *Отображение сеньорити.* Прежде всего заметим, что в дайсоновском отображении бозонные КЭТ-состояния не имеют прямых соотношений связи между числом сеньорити v фермионных состояний с числом всех бозонов кроме s-бозона (здесь это эквивалентно d-бозону). Дайсоновский образ состояний с v=0 $\left(S^{+}\right)^{N}|0\rangle$ фактически содержит компоненты с двумя или большим числом d-бозонов. В отображении сеньорити, наоборот, ставится цель, чтобы установить простые соотношения между фермионными состояниями с хорошей сеньорити и бозонными состояниями с фиксированным числом d-бозонов, т.е. соотношения типа

$$|N, v=0\rangle \leftrightarrow |n_s = N), \qquad (1.6)$$

$$|N, v=2\rangle \leftrightarrow |n_s = N-1, n_d = 1). \qquad (1.7)$$

Чтобы достичь этого, следует наложить условие, что сеньорити- образы S^{+} и S операторов даются отображением Дайсона:

$$S^{+} \to \sqrt{\Omega}\left(S^{+} - \frac{1}{\Omega}S^{+}S^{+}S - \frac{2}{\Omega}S^{+}d^{+}d\right), \quad (1.8)$$

$$S \to \sqrt{\Omega}S \qquad (1.9)$$

для SU(2)-подалгебры вместо равенств (4). Видно, что приведенные отображения являются лучшими. Реализация SU(2)-алгебры и оно обеспечивает эрмитовость бозонного образа фермионного парного гамильтониана S^{+} S. Затем следует найти образы других операторов проверкой, например, выполнения коммутационных соотношений. В принципе такая конструкция имеет несколько решений. Одно из них определяется замечанием, что образы спаривательного гамильтониана, вытекающего из отображений (1.1) и (1.8) соответственно, определяются подобным преобразованиями [6]. Такие преобразования дают возможность сконструировать сеньорити-образ фермионных операторов по их оригинальным дайсоновским формам. Хотя имеется для SO(8)-случая замкнутая форма подобных преобразований, но в общем она существует в виде бесконечного ряда [6]. В настоящей конструкции используются только члены нижайшего порядка для того, чтобы найти сеньорити-образ генераторов в SU(2)-пределе. Для квадрупольных операторов она дается в виде

$$P_c^2 = s^{+}d + \left(1 - \frac{n_s}{\Omega + 1 - 2N + 2n_s}\right)d^{+}s +$$

$$+\chi\left(1 - \frac{2n_s}{\Omega - 2N + 2n_s}\right)\left(d^{+}d\right)^{(2)}. \qquad (1.10)$$

Образы дипольного и октупольного операторов P^1 и P^3 инвариантны подобным преобразованиям, как это следует из аргумента о том, что угловой момент и бозонные сеньорити сохраняются при подобных преобразованиях. Поскольку в ФДСМ-гамильтониане квадрупольное спаривание можно заменить перераспределением других параметров [1], то сеньорити образ D спаривательного оператора не будем обсуждать.

В выражениях (1.10) для сеньорити-квадрупольного оператора двухчастичные члены, содержащие оператор числа s-бозонов n_s, сохраняется. Полное число фермионных (или полное число бозонов) N фиксировано. Для апроксимации эту структуру как одначастичный оператор выполним две процедуры. Сначала оператор n_s заменим его значением в состоянии с сеньорити v=2, т.е. $n_s \to N-1$.

В дальнейшем это отображение обозначим как сеньорити-отображение A. Однако в действительных ФДСМ-вычислениях низколежащие состояния должны отличаться от данной схемы сеньорити. Чтобы учесть это более точно, n_s

заменим на $N-1-\langle v\rangle/2$, где $\langle v\rangle$ – среднее значение сеньорити по основным ФДСМ-состояниям. Это обозначим сеньорити-отображением *B*. Среднее значение $\langle v\rangle$ определяется из соотношения

$$\left\langle S^{+}S\right\rangle=\frac{1}{4}\left(2N-\langle v\rangle\right)\left(2\Omega-2N-\langle v\rangle+2\right). \quad (1.11)$$

При каждом из этих приближений сеньорити-образ квадрупольного оператора становится одночастичным оператором. Тогда соответствующие эрмитовые сеньорити-образы квадрупольного оператора примут вид:

$$P^2_{C.A}=\sqrt{1-\frac{N-1}{\Omega-1}}\left(d^{+}s+s^{+}d\right)^{(2)}+$$
$$+\chi\left(1-\frac{2N-2}{\Omega-2}\right)\left(d^{+}d\right)^{(2)}, \quad (1.12)$$

$$P^2_{C.B}=\sqrt{1-\frac{N-\frac{1}{2}\langle v\rangle-1}{\Omega-1-\langle v\rangle}}\left(d^{+}s+s^{+}d\right)^{(2)}+$$
$$+\chi\left(1-\frac{2N-\langle v\rangle-2}{\Omega-\langle v\rangle-2}\right)\left(d^{+}d\right)^{(2)}. \quad (1.13)$$

Отображение *A* (1.12) имеет такой же вид, как оно было получено Отсукой–Аримой–Якелло (ОАЯ) [2], тогда как отображение *B* (1.13) ближе к подходу ОАЯ–Тальми (ОАЯТ).

В. *Отображение Беляева–Зелевинского (БЗ).* В методе БЗ бозонный образ мультипольных операторов такой же, как в отображении Дайсона. А образ парных операторов конструируется так, чтобы удовлетворить алгебру коммутационных соотношений и сохранить эрмитовость фермионных операторов. В общем это ведет к бесконечному ряду для образов парных операторов, которые, однако, можно выразить в замкнутой форме через Казимир-операторы или их собственные значения. Когда нужно сконструировать МВБ-подобный гамильтониан только с одно- и двухчастичными членами в образе S-парных операторов, сохраняем именно эти члены, для SO (8)-симметрии спаривательный оператор имеет вид:

$$S^{+}\to s^{+}\sqrt{\Omega-2N}+$$
$$+\frac{1}{2}(s^{+}s^{+}-d^{+}d^{+})s\frac{\sqrt{\Omega+4}-\sqrt{\Omega-2N}}{N+2}. \quad (1.14)$$

Он дает точные матричные элементы между нижайшими состояниями SO (6)-предела SO (8)-симметрии: $|\ N,\delta=N>$ и $|N+1,\delta=N\pm1>$.

Для Sp (6)-симметрии аналогично имеем

$$S^{+}\to s^{+}\sqrt{\Omega-3N}-$$
$$-\left[d^{+}d^{+}s-s^{+}n_d-2s^{+}s^{+}s+\frac{\sqrt{7}}{2}d^{+}(d^{+}d)^{(2)}\right]\times$$
$$\times\frac{\sqrt{\Omega+3/2}-\sqrt{\Omega-3N}}{3N+3/2}, \quad (1.15)$$

которое воспроизводит матричный эмиттер между нижайшими SU(3) предельными состояниями симметрии:

$$N,(\lambda=2N,\mu=0)>u|N+$$
$$+1,(\lambda-2N+2,\mu=0)\rangle,|N+1,(\lambda\neq2N-2,\mu=2)\rangle.$$

МВБ – подобный бозонный образ спаривательного взаимодействие, тогда получаем комбинированный каждого из выше предельных выражений, причем оставляем только одно- и двухчастичные члены.

Таким образом, как сеньорити-, так и БЗ-отображение могут быть подходящим приближением к отображению ФДСМ гамильтониана в эрмитов гамильтониан МВБ-типа только с одно- и двухчастичными членами.

В сеньорити-отображении *B* мы используем некоторые знания о решениях ФДСМ через $\langle v\rangle$ [(1.11) и (1.13)]. В принципе должна быть использована итерационная процедура для нахождения величены $\langle n_s\rangle$ исключительно в бозоном подходе. Следует начать с вычисления по сеньорити-отображениям *A*, затем в последующих итерационных шагах $\langle n_s\rangle$ заменить на $N-1-\langle n_d\rangle$, где $\langle n_d\rangle$ находится из O_1^{+} состояния предыдущего шага.

2. Сравнение ФДСМ и отображенного бозонного подхода. В этом разделе обсудим сравнение результатов ФДСМ с выводами бозонного отображения, описанного выше. Для приложения теорий выберем ядра тяжелой области *Z* = 50–82, *N* = 82–126, оболочек, для которых выполняется связанная нейтрон-протонная $S_p{}^{v}(6)\otimes SO^{\pi}(8)$ симметрия ФДСМ. В данной работе мы рассматриваем структуру состояний четных и тяжелых изотопов платины, для которых число протонных пар $N_\pi=2$, а число нейтронных пар N_v изменяется от 4 до 7: $^{190,192,194,196}Pt$.

В последние годы большое внимание уделяется экспериментальному и теоретическому изучению структуры состояния изотопов *Pt*. Тем не менее до сих пор нет удовлетворительного описания свойств даже самых нижних уровней этих ядер. Ранее в геометрической модели Бора–Маттельсона было показано, что для низколежащих коллективных состояний четно-четно изотопов так называемых ядер переходной области наблюдаются конкуренции между вытянутой и сплюснутой формами, кроме того, они обладают сильной γ-нестабильной природой. Поэтому для анализа структуры таких ядер в модели взаимодействующих бозонов проведена точная диагонализация полного гамильтониана модели, т.е. их структуры не описываются не одним из ее асимметрических пределов. Здесь мы обсудим результаты точных расчетов структуры уровней тяжелых изотопов *Pt* на основе упрощенного гамильтониана ФДСМ (2), оператора E2-переходов между состояниями к их отображениям в бозонное пространство, а затем их сравним с другими подходами, в частности с точной SU(6)-симметрией МВБ и с геометрической моделью Давыдова–Чабана [8], а также с экспериментальными данными.

В пределах контекста МВБ изотопы платины рассматривались как типичный пример применения O(6) динамико-симметричного бозонного предела. Как показала точная диагонализация бозонного SU(6)-гамильтониана, свойства тяжелых изотопов платины являются в действительности сложной смесью SU(3)- и O(6)-пределов МВБ, хотя они более близки к O(6) динамико-симметричной асимптотике.

В таблицах 1–4 даны сравнительные спектры ядер $^{190,192,194,196}Pt$, вычисленные по ФДСМ, и ее отображение по методу Беляева-Зелевинского (БЗ), сеньорити. Вычисления по отображению сеньорити выполнены в вариантах A_c и B_c.

Параметры ФДСМ взяты из работы [5].

Заключение. Как видно из таблиц, вычисленные величены энергии по ФДСМ и ее отображение по методу Беляева–Зелевинского (БЗ) очень близки к их экспериментальным значением. Оба варианта сеньорити-отображения дают данные, отличные от экспериментальных на 10–15 %. Фермионно-динамическая теория и ее бозонные отображения также хорошо объясняют наличие эффекта "бэкбендинга" в зависимости энергии состояний от их спинов, который заключается в том, что разность энергии $\Delta E_I = E_I - E_{I-2}$ при малых значениях углового момента приблизительно пропорциональна I, а с некоторого значения I резко уменьшается. Это означает, что состояния ираст-полосы до некоторого значения спина относятся к радиационной полосе, а затем через промежуточные уровни переходят к вибрационной полосе. Из-за такого пересечения полос уровней разной природы электромагнитные E2-переходы между уровнями в этой области оказываются сильно заторможенными.

Таблица 1. **Сравнение экспериментального спектра ^{190}Pt с вычисленными по ФДСМ и отраженными бозонными подходами**

I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c	I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c
0_1^+	0	0	0	0	0	2_2^+	0,60	0,58	0,59	0,64	0,64
2_1^+	0,30	0,30	0,31	0,34	0,35	3_1^+	0,92	0,89	0,91	0,95	0,96
4_1^+	0,74	0,72	0,70	0,78	0,80	4_2^+	1,13	1,10	1,12	1,16	1,18
6_1^+	1,29	1,24	1,25	1,35	1,36	5_1^+	1,45	1,46	1,43	1,55	1,55
8_1^+	1,92	1,89	1,90	2,82	2,83	6_2^+	1,73	1,70	1,74	1,78	1,79
10_1^+	2,25	1,17	1,19	2,15	2,16	0_2^+	0,92	0,87	1,90	0,89	0,96
12_1^+	2,73	2,64	2,66	2,84	2,84	2_3^+	1,20	1,18	1,24	1,26	1,27
14_1^+	3,06	2,98	3,023	3,15	3,15	2_4^+	1,40	1,32	1,35	1,48	1,47
16_1^+	3,77	3,61	3,65	3,86	3,87	0_3^+	1,67	1,60	1,62	1,73	1,74

Таблица 2. **Сравнение экспериментального спектра ^{192}Pt с вычисленными по ФДСМ и отраженными бозонными подходами**

I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c	I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c
0_1^+	0	0	0	0	0	2_2^+	0,61	0,60	0,60	0,60	0,60
2_1^+	0,32	0,32	0,32	0,32	0,32	3^+	0,92	0,90	0,89	0,98	0,100
4_1^+	0,78	0,76	0,75	0,84	0,86	4_2^+	1,20	1,17	1,18	1,24	1,28
6_1^+	1,37	1,34	1,36	1,44	1,45	5^+	1,48	1,45	1,46	1,56	1,60
8_1^+	2,02	1,98	1,99	2,10	2,12	7^+	2,11	2,06	2,08	2,17	2,20
10_1^+	2,52	2,50	2,52	2,62	2,60	0_2^+	1,20	1,18	1,20	1,25	1,30
12_1^+	2,62	2,64	2,62	2,70	2,72	0_3^+	1,54	1,50	1,52	1,56	1,58
14_1^+	3,00	3,02	3,00	3,10	3,09	0_4^+	1,62	1,58	1,59	1,83	1,66
16_1^+	3,54	3,56	3,54	3,61	3,63	2_3^+	1,44	1,40	1,42	1,48	1,52
18_1^+	4,20	4,25	4,23	4,27	4,28	4_3^+	1,94	1,90	1,92	2,00	2,02

Таблица 3. **Сравнение экспериментального спектра ^{194}Pt с вычисленными по ФДСМ и отраженными бозонными подходами**

I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c	I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c
0_1^+	0	0	0	0	0	2_2^+	0,62	0,60	0,60	0,62	0,62
2_1^+	0,33	0,32	0,32	0,36	0,37	3^+	0,92	0,89	0,91	0,93	0,94
4_1^+	0,81	0,78	0,76	0,85	0,86	4_2^+	1,23	1,21	1,22	1,26	1,27
6_1^+	1,41	1,38	1,36	1,45	1,46	5^+	1,50	1,45	1,47	1,57	1,57
8_1^+	2,10	2,08	2,06	2,17	1,20	6_2^+	1,93	1,89	1,90	2,01	2,0
10_1^+	2,44	2,40	2,38	2,50	2,52	7^+	2,11	2,08	2,10	2,16	2,17
12_1^+	2,83	2,78	2,75	2,90	2,88	8_2^+	2,69	2,61	2,65	2,75	2,77
						0_2^+	1,27	1,22	1,25	1,35	1,37

Таблица 4. **Сравнение экспериментального спектра ^{194}Pt с вычисленными по ФДСМ и отраженными бозонными подходами**

I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c	I_π	Эксп.	ФДСМ	БЗ	A_c	B_c
0_1^+	0	0	0	0	0	2_2^+	0,69	0,70	0,70	0,70	0,70
2_1^+	0,36	0,34	0,34	0,40	0,41	3^+	1,02	1,03	1,04	1,10	1,10
4_1^+	0,88	0,86	0,88	0,94	0,95	4_2^+	1,29	1,32	1,31	1,37	1,38
6_1^+	1,53	1,50	1,54	1,59	1,60	6^+	2,01	2,05	2,04	2,11	2,12
8_1^+	2,26	2,24	2,25	2,31	2,32	0_2^+	1,14	1,15	1,16	1,24	1,25
10_1^+	2,00	2,95	2,98	3,10	3,08	0_3^+	1,40	1,43	1,44	1,51	1,53
						0_4^+	1,82	1,85	1,83	1,91	1,94

Таким образом, из ФДСМ-операторов методами бозонного отображения можно сконструировать бозонный гамильтониан, очень близкий к SU(6)-симметрии МВБ, которые дают подобные результаты по спектром изотопов платины. Дайсон-отображение точно воспроизводит ФДСМ-результаты, однако оно неунитарно и приводит к неэрмитовым бозонным операторам. Унитарные отображения, например Беляева–Зелевинского, могут аппроксимировать точные результаты. Однако обрезание пространства до двухчастичных членов, проводимое с целью практического удобства, приводит к довольно большим отклонениям от экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Wu Ch., Feng D.H.,* et.al. Fermion dynamical symmetry model of nuclei // Phys. Rev. C36. 1987. P. 1157-1179.

2. *Arima A., Iachello F.* Interacting boson model of collective stats I // Ann. Phys. 1976. V. 99. P. 253-317.

3. *Geyer H.B., Hahne F.J.* Boson mapping of fermion dynamical symmetry model // Nuclear Physics. A.1981. V. 363. P. 45.

4. *Kock E.A., Geyer H.B.* Boson mapping of the Ginocchio model // Phys. Rev. C. 1991. V. 42. P. 1177.

5. *Geyer H.B., Engelbrecht C.A., Hahne F.J.* Boson Hamiltonian from the generalized Dyson boson mapping // Phys. Rev. C. 1988. V. 44. P. 1030.

6. *Geyer H.B.* Construction the seniority images of the fermion operators // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 2373.

7. *Бактыбаев К., Стрыгин Д.П.* Модель взаимодействующих бозонов и структура ядер Pt // Изв. АНССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. С. 118-123.

8. *Давыдов А.С.* Возбужденные состояния атомных ядер. М.: Атомиздат, 1967.

Резюме

Көпбөлшектік жүйелер үшін құрылған фермиондық динамика-симметриялық модельдің бозондық кескіні зерттелген. Дайсондық, Беляев-Зелевинскийлік, сеньорити кескіндеуімен фермиондық модельдің өзінің гамильтониандарын диагоналдау қорытындылары олардың ауыспалы ядролар үшін алынған эксперименттік мәндерімен салыстырылды.

Summary

Boson mapping of Fermi particle dynamic-symmetrical model of many-particle systems were investigated. Results of diagonalization of Hamiltonians of Daison Beljaev-Zelevinskij, Senioriti, and Fermi particle model itself were compared with experimental data for transient nuclear.

Казахский национальный
университет им. аль-Фараби,
г. Алматы

Поступила 23.06.06г.