

Ա. Ի. ԱԼԻԽԱՆՅԱՆԻ ԱՆՎԱՆ ԱԶԳԱՅԻՆ ԳԻՏԱԿԱՆ ԼԱԲՈՐԱՏՈՐԻԱ  
(ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ)

Նիկողոսյան Գոռ Հրաչիկի

ՆՈՒԿԼՈՆՆԵՐԻ ԻԶՈՎԵԿՏՈՐԱԿԱՆ ԵՎ ԻԶՈՍԿԱԼՅԱՐԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԱՅԻՆ  
ԿՈՐԵԼՅԱՑԻԱՆԵՐԸ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ  
ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

Ա.04.16 - "Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների  
ֆիզիկա" մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի  
գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՍԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ - 2021

---

НАЦИОНАЛЬНАЯ НАУЧНАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ИМЕНИ А.И. АЛИХАНИЯ  
(ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ)

Никогосян Гор Грачинович

ИЗОВЕКТОРНЫЕ И ИЗΟΣКАЛЯРНЫЕ ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ НУКЛОНОВ И ИХ  
ВЛИЯНИЕ НА СТРУКТУРУ АТОМНЫХ ЯДЕР

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по  
специальности 01.04.16.- "Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей"

ЕРЕВАН - 2021

Ատենախոսության թեման հաստատվել է Երևանի պետական համալսարանում

Գիտական ղեկավարներ՝

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր Անահիտ Ռաֆիկի Բալաբեկյան (ԵՊՀ)  
Ֆիզ.-մաթ. գիտ. թեկնածու, դոցենտ Ելենա Ալեքսանդրի Կուզանովա (ՄՀՄԻ, Դուբնա, ՌԴ)

Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր Անի Պետրոսի Ապրահամյան (ԱԱԳԼ)  
Ֆիզ.-մաթ. գիտ.դոկտոր Ռաշիդ Գիյասի Նազմիտդինով (ՄՀՄԻ, Դուբնա, ՌԴ)

Առաջատար կազմակերպություն՝

ՀՀ ԳԱԱ Ֆիզիկական հետազոտությունների ինստիտուտ, Աշտարակ, Հայաստան

Ատենախոսության պաշտպանությունը կայանալու է 2021թ. հուլիսի 20-ին ժամը 11:00-ին ԱԱԳԼ-ում գործող ԲՈԿ-ի 024 <<Ֆիզիկայի>> մասնագիտական խորհրդում (Երևան -0036, Ալիխանյան եղբայրների փ. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵՊՀ գրադարանում:

Սեղմագիրն առաքված է 2021թ. հունիսի 8-ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար

Ֆիզ.-մաթ. գիտ. դոկտոր

Հրաչյա Հովհաննեսի Մարություն

---

Тема диссертации утверждена в Ереванском государственном университете

Научные руководители:

д-р физ.-мат. наук, профессор Анаит Рафиковна Балабекян (ЕГУ)  
канд. физ.-мат. наук, доцент Елена Александровна Колганова (ОИЯИ, Дубна, РФ)

Официальные оппоненты:

д-р физ.-мат. наук Ани Петросович Апраамян (ННЛА)  
д-р физ.-мат. наук Рашид Гиясович Назмитдинов (ОИЯИ, Дубна, РФ)

Ведущая организация:

Институт физических исследований НАН РА, Аштарак, Армения

Защита диссертации состоится 20-го июля 2021г. в 11:00 на заседании специализированного совета 024 ВАК по физике, действующего в Ереванском физическом институте (ул. Братьев Алиханяна 2, 0036 - Ереван).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЕГУ.

Автореферат разослан 8-го июня 2021г.

Ученый секретарь специализированного совета

д-р физ.-мат. наук

Грачья Оганесович Марукян

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность исследования.** Атомное ядро является конечной ферми-системой со сложными межчастичными взаимодействиями. Расчеты основных характеристик такой системы проводятся в рамках метода Хартри-Фока [1], который позволяет свести задачу многих взаимодействующих частиц к задаче о движении одной частицы во внешнем поле. Метод Хартри-Фока позволяет выделить среднее, самосогласованное поле из многочастичного взаимодействия. Модель, которая строится с учетом среднего поля ядра называется оболочечной моделью [2]. Концепция самосогласованного поля является фундаментом для построения современных микроскопических моделей структуры ядра [3]. Но самосогласованное поле включает в себя не все эффекты нуклон-нуклонного взаимодействия. То, что остается за рамками среднего поля называется остаточным взаимодействием. В свою очередь из остаточных сил можно выделить парные короткодействующие остаточные силы, являющимися источником парных корреляций сверхпроводящего типа в ядрах, и дальнодействующие мультипольные силы, которые ответственны за появления коллективных состояний. Включение парных сил в теоретическую схему привело к созданию сверхтекучей модели ядра [4]. Введение парных сил позволило объяснить такие свойства и закономерности, которые невозможно понять с помощью оболочечной модели. Такими свойствами являются например, наличие энергетической щели в спектрах возбуждений четно-четных ядер, отделяющее основное состояние ядра от его неколлективных возбужденных состояний, различие в массах четных и нечетных ядер, плотность одночастичных уровней, значения моментов инерции ядер при коллективных движениях и др.

Однако экспериментальные данные свидетельствуют о существовании низколежащих коллективных состояний, свойства которых резко отличаются от свойств одночастичных возбуждений. Чтобы объяснить появления этих состояний требовался учет дальнодействующих мультипольных двухчастичных сил [5]. При учете этих сил в теории возникает понятие элементарной моды возбуждения, т. е. фонона. Особенно важную роль играли квадрупольные и октаупольные фононы и с их помощью рассмотрены низколежащие состояния одного и того же ядра. Однако было показано, что можно ввести парные вибрационные фононы, основываясь только на парном остаточном взаимодействии, и рассматривать основные и возбужденные состояния ядер с разным числом нуклонов в едином спектре [6]. Из теории многих тел известно, что парное взаимодействие должно привести к усилению сечений реакций двухнуклонной передачи [7]. Известно, что в реакциях двухнуклонной передачи матричные элементы для переходов в основные состояния ядер значительно превышают матричные элементы переходов в чистые  $(j^2)J = 0$  конфигурации. Например, в реакциях  $^{208}\text{Pb}(t, p)^{210}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}(p, t)^{206}\text{Pb}$  основные состояния возбуждаются намного сильнее, чем любые другие  $0^+$ -состояния. Следовательно, можно рассматривать основные состояния ядер  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{210}\text{Pb}$  как коллективные возбуждения ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Эти возбуждения получили название "парные вибрации" [8].

Важным понятием в теории парных корреляций является поле спаривания. Парные корреляции формируют средний потенциал, который создает два нуклона в состояниях, связанных операцией отражения времени. Этот потенциал характеризуется параметром, который зависит от константы парного взаимодействия. Оператор парного потенциала неэрмитов, следовательно, этот параметр является комплексной величиной. Парный потенциал не сохраняет число частиц. Например, для основного состояния ядра  $^{208}\text{Pb}$  (и

для всех магических ядер) параметр парных корреляций флуктуирует около значения 0 и возбуждения носят вибрационный характер (парные вибрации, несверхтекучие состояния ядер). Когда в незаполненной оболочке находятся много частиц, тогда значение параметра парных корреляций превышает флуктуации и система находится под воздействием статического парного поля (сверхтекучие состояния ядер). В этом случае коллективные движения соответствуют вращению в фазовом пространстве (парное вращение) и движению, которое описывает флуктуации в величине параметра парных корреляций. Переход от несверхтекучего состояния к сверхтекучему состоянию происходит при некотором критическом значении константы парного взаимодействия  $G = G_k$ . Поэтому область  $G \approx G_k$  называется областью фазового перехода.

Известно, что ядра вдали от магических являются деформированными и находятся в сверхтекучем состоянии. А магические ядра сферические и находятся в нормальном состоянии. Коллективные моды вблизи замкнутых оболочек типично вибрационные, а вблизи незаполненных оболочек - ротационные. Сверхтекучие ядра (т.е. тяжелые ядра с разными числами нейтронов и протонов) содержат нейтрон-нейтронные ( $nn$ ) и протон-протонные ( $pp$ ) коррелированные пары с нулевым полным угловым моментом и изоспином  $T = 1$  (изовекторные парные корреляции). Но для ядер с  $N \approx Z$  (т.е. с приблизительно равными числами нейтронов и протонов), где нейтроны и протоны вблизи поверхности Ферми заполняют одни и те же энергетические уровни, необходимо наряду с нейтрон-нейтронными и протон-протонными корреляциями учитывать и нейтрон-протонные корреляции ( $np$ ). Нейтрон и протон могут быть связаны в нулевой угловой момент ( $J = 0$ ) и изоспин  $T = 1$  (изовекторные корреляции). Они также могут быть связаны в изоспин  $T = 0$  (изоскалярные корреляции) и в полном угловой момент  $J \neq 0$ . Из зарядовой независимости ядерных сил следует, что для ядер с  $N \approx Z$ , ( $np$ ) пары с  $T = 1$  должны существовать наряду с ( $nn$ ) и ( $pp$ ) парами. Вопрос о существовании ( $np$ ) пар с  $T = 0$  остается открытым [9]. Хотя известно, что в триплетном спиновом канале взаимодействие между протоном и нейтроном является притягивающим и намного более интенсивным, чем между протонами ( $pp$ ) и нейтронами ( $nn$ ) [10], в ядрах наблюдаются изовекторные монопольные спаривания [11]. Возможное объяснение подавления триплетного спинового ( $np$ ) спаривания основана на наличии сильного ядерного спин-орбитального поля [12].

В последнее время исследования по структуре ядра смещаются в сторону изучения свойств ядер, лежащих вблизи границы ядерной стабильности. Тяжелые ядра с  $Z \sim N$  в области  $A \sim 100$  относятся к таким ядрам. Разработанные в диссертации методы могут быть непосредственно применены к изучению структуры таких ядер, в частности, ядра в области  $^{100}Sn$  непосредственно рассматриваются в диссертации. Это подчеркивает актуальность проведенных исследований. Одним из актуальных и важных вопросов в исследовании ядерной структуры является вопрос о существовании  $\alpha$ -частичных корреляций в ядрах. Например, модель квартетной конденсации для изучения парных и  $\alpha$ -частичных корреляций в ядрах была предложена в [13]. Расчеты относительных энергий основных состояний ядер, выполненные на основе гамильтониана, построенного в диссертации, дают информацию о роли  $\alpha$ -частичных корреляций в рассматриваемых ядрах. Интересным и актуальным является вопрос об относительной роли изовекторных и изоскалярных парных корреляций. Эта проблема также обсуждается в диссертации.

**Цель работы** заключается в развитии теоретического подхода для описания парных вибрационных и парных ротационных состояний ядер на основе гамильтониана с изовекторными и изоскалярными парными остаточными силами, с использованием

техники конечных бозонных представлений бифермионных операторов.

### Научная новизна.

1. Впервые показано, что одновременное описание энергии парного вибрационного возбужденного состояния  $^{56}\text{Ni}$  и энергий парных ротационных состояний с  $T = 0$  в соседний ядрах возможно с учетом только изовекторных парных корреляций.
2. Впервые показано, что в ядре  $^{56}\text{Ni}$  парные возбужденные состояния можно рассматривать как ангармонические парные вибрации.
3. С помощью техники бозонных представлений бифермионных операторов построен коллективный гамильтониан, учитывающий изовекторные корреляции и впервые найдены точные решения уравнения Шредингера для различных коллективных потенциалов.
4. Впервые указывается на наличие взаимодействия, отличного от изовекторных корреляций, влияющего на изоспиновые зависимости энергий основных состояний ядер.
5. Используя технику конечных бозонных разложений впервые построен коллективный гамильтониан, учитывающий как изовекторные, так и изоскалярные парные взаимодействия.
6. Отделены коллективные парные степени свободы ядра и показано, что в отличие от *RPA*, которое применимо только в случае слабых парных корреляций, данную процедуру можно использовать при любых значениях константы парных взаимодействий.
7. Впервые показано, что потенциальная энергия коллективных парных корреляций, полученная на основе гамильтониана, включающего как изовекторные, так и изоскалярные парные взаимодействия, содержит слагаемое, порожденное корреляцией изовекторной и изоскалярной мод. Это указывает на возможность возникновения изоскалярных корреляций из статических изовекторных.

**Практическое применение.** Без правильного учета парных корреляций невозможны предсказания масс нестабильных ядер. Достижения в экспериментальной технике открывают возможности исследования спектроскопических свойств тяжелых ядер вблизи  $N = Z$  линии. Обработка экспериментальных значений масс ядер вдали от линии стабильности показывает, что ядра с  $N = Z$  имеют дополнительную энергию связи по сравнению с другими ядрами. Ожидается, что в этих ядрах нейтрон-протонные корреляции могут давать дополнительную энергию связи, которая может быть существенной для их стабильности.

Ожидается также, что нейтрон-протонные корреляции будут играть важную роль в  $\beta$ -распадах, особенно в безнейтринных двойных  $\beta$ -распадах.

Известно, что в полуэмпирическую формулу масс ядер необходимо включить слагаемое, пропорциональное изоспину  $T$ , чтобы воспроизвести изоспиновую зависимость масс ядер. Это слагаемое называется энергией Вигнера, и ожидается, что ее микроскопическое описание должно включать нейтрон-протонные корреляции.

## На защиту выдвигаются следующие результаты

- Используя бозонные представления Дайсона построен бозонный образ фермионного гамильтониана и отделены коллективные степени свободы ядра. Построен коллективный гамильтониан в терминах операторов коллективных координат и импульсов, описывающий динамику коллективных мод, и проанализированы коллективная потенциальная и коллективная кинетическая энергии.
- Рассчитаны энергии парных вибрационных и парных ротационных возбужденных состояний с  $T = 0$  и  $J^\pi = 0^+$  ядер вблизи дважды магических ядер  $^{56}\text{Ni}$  и  $^{100}\text{Sn}$ , с учетом только изовекторных парных взаимодействий. Расчеты не указывают на необходимость введения изоскалярного спаривания. Показано, что возможно одновременное описание парных вибрационных состояний ядра  $^{56}\text{Ni}$  и парных ротационных состояний с  $T = 0$  в соседних  $N = Z$  ядрах, если в гамильтониане учитываются только изовекторные парные корреляции. Однако расчетные энергии парных ротационных состояний ядер с  $N = Z$ , удаленных от ядра  $^{56}\text{Ni}$  на 12 и более нуклонов, значительно превышают экспериментальные значения. Возможной причиной этого может быть эффект закрытия подболочек в соседних ядрах. В случае ядра  $^{56}\text{Ni}$  это может быть эффект закрытия подболочек в ядрах  $^{28}\text{Si}$  и  $^{80}\text{Zr}$ .
- Даны аналитические решения уравнения Шредингера с коллективным гамильтонианом изовекторных взаимодействий при различных коллективных потенциалах. Рассчитаны относительные энергии основных состояний ядер около ядра  $^{56}\text{Ni}$ . Показано, что изовекторные парные корреляции в ядрах около ядра  $^{56}\text{Ni}$  можно описать как ангармонические парные вибрации. Полученные результаты указывают на наличие  $\alpha$ -частичных корреляций в этих ядрах и на существование взаимодействия, отличного от изовекторных корреляций, влияющего на изоспиновую зависимость энергий ядер.
- Метод конечного бозонного представления бифермионных операторов применен к ядерному гамильтониану с изовекторными и изоскалярными парными взаимодействиями. Отделены коллективные моды от множества ядерных степеней свободы. Построен коллективный гамильтониан для описания динамики парных мод и проанализирована коллективная потенциальная энергия. Показано, что спин-синглетные и спин-триплетные спаривания могут сосуществовать, если система описывается рассматриваемым гамильтонианом.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы докладывались на конференции "School and Workshop "Frontiers of QCD" (Тбилиси, Грузия), и обсуждались на семинаре отдела экспериментальной физики Национальной Научной Лаборатории им. А. Алиханяна (Ереван, Армения).

**Публикации.** По теме диссертационной работы опубликованы 4 работы, список которых приводится в конце автореферата.

**Структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 105 наименований. Общий объем работы 103 страниц, включая 8 рисунков и 1 таблицу.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

**Первая глава** является вводной. В ней приводятся основные уравнения сверхтекучей модели ядра. Обсуждается метод приближенного вторичного квантования и описываются парные вибрационные состояния ядер.

**Вторая глава** диссертационной работы посвящена развитию теоретического подхода для рассмотрения гамильтониана с парными остаточными силами с использованием техники конечных бозонных представлений Дайсона для бифермионных операторов.

В § 2.1 используя конечные бозонные разложения построен бозонный образ фермионного гамильтониана. Эти разложения конечные, следовательно не возникают проблемы, связанные со сходимостью рядов. Однако бозонные разложения Дайсона не сохраняют свойство эрмитовости в стандартной бозонной метрике. Но на практике не возникают сложности, поскольку собственные значения бозонного образа фермионного гамильтониана остаются действительными, если гамильтониан диагонализируется в физическом бозонном подпространстве. Обсуждено вопрос перехода к новому бозонному представлению, которое в отличие от представления Дайсона сохраняет свойства эрмитовости.

В § 2.2 принимая во внимание изовекторные монополярные спаривания, с помощью операторов коллективной координаты  $z_{1\tau}$  ( $\tau = 0, \pm 1$ ) и коллективного импульса  $p_{1\tau}$  ( $\tau = 0, \pm 1$ ) отделены коллективные степени свободы ядра и построен коллективный гамильтониан для описания динамики изовекторной парной моды.

В § 2.3 вводятся операторы фононов (коллективных бозонов)  $\beta$  и  $\beta^+$ , строится коллективный гамильтониан в терминах этих операторов. Приведены матричные элементы коллективного гамильтониана в данном базисе.

В § 2.4 вместо шести операторов  $z_{1\tau}, z_{1\tau}^+$  вводятся новые переменные  $\Delta, \theta, \phi, \psi_1, \psi_2, \psi_3$  (т.е. осуществляется переход во внутреннюю систему координат) и анализируется коллективная потенциальная энергия изовекторного взаимодействия. Во внутренней системе координат спаривание характеризуется двумя параметрами  $\Delta$  и  $\theta$ , которые характеризуют соответственно интенсивность и изоспиновую структуру парных взаимодействий. Углы Эйлера  $\psi_1, \psi_2, \psi_3$  описывают вращение в изотопическом пространстве. Рассматривая состояния с изоспином  $T = 0$  строится оператор коллективной кинетической энергии.

В § 2.5 решается уравнение Шредингера для состояний с изоспином  $T = 0$ . Рассчитываются парные ротационные и парные вибрационные состояния с  $T = 0$  и  $J^\pi = 0^+$  для ядер вблизи дважды магических ядер  $Ni^{56}$  и  $Sn^{100}$ . Результаты расчетов анализируются с целью получить указание на наличие изоскалярных парных корреляций. Результаты расчетов энергий  $0^+$  ( $T = 0$ ) основного и возбужденного состояний ядер около  $^{56}Ni$  представлены на Рис.1. Значение константы парных корреляций  $G$  фиксирована таким образом, чтобы воспроизвести возбужденное парное вибрационное состояние ядра  $^{56}Ni$  с энергией возбуждения  $E = 5.00$  МэВ. Результаты, представленные на Рис.1 указывают на следующую проблему. Рассчитанные энергии парных ротационных состояний существенно превышают соответствующие экспериментальные значения при  $N \geq 6$ . Эта ситуация аналогична ситуации связанной с состояниями имеющими большие угловые моменты  $I$  в длинных вращательных полосах. Было указано, что с увеличением  $I$  возможное появление закрытых оболочек в выбранной области  $I$  приведет к понижению ираст линии и к повышению устойчивости. В данном подходе количество добавленных или удаленных  $\alpha$ -кластеров играет роль углового момента

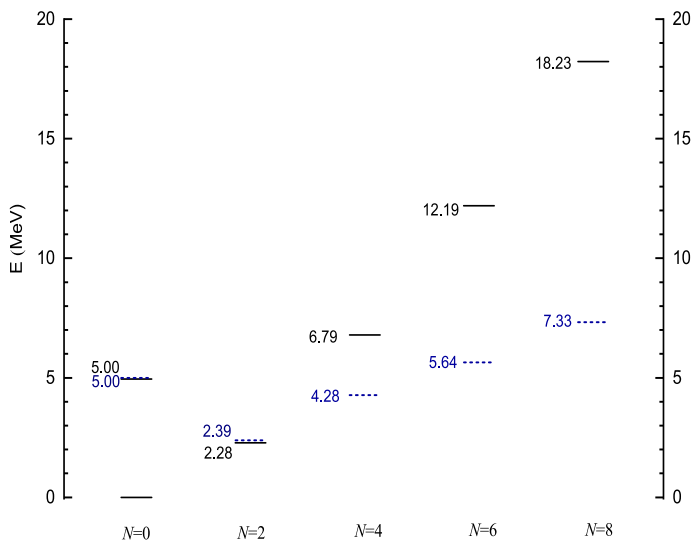


Рис. 1: Экспериментальные (штриховые линии) и расчетные (сплошные линии) энергии парных возбужденных состояний для ядра  $^{56}\text{Ni}$ . Энергии даны в единицах МэВ.

в калибровочном пространстве. Т.е. при добавлении  $\alpha$  частиц, происходит возможное закрытие оболочек в соседних ядрах.

Другая причина указанной выше проблемы может быть следующая. Начиная со значений  $N = 6$  или  $N = 8$ , определенных относительно ядра  $^{56}\text{Ni}$ , становится неясным, следует ли рассматривать эти состояния как принадлежащие к семейству парных вращательных состояний ядра  $^{56}\text{Ni}$  или их следует рассматривать как парные вращательные состояния для ядер  $^{28}\text{Si}$  или  $^{80}\text{Zr}$ . Расчетное значение энергии состояния с  $N = 8$ , определенное относительно ядра  $^{56}\text{Ni}$ , равно 18.2 МэВ. Также это состояние можно рассматривать как парное ротационное состоянием ядра  $^{80}\text{Zr}$  при  $N = 4$ . Расчеты показывают, что его энергия возбуждения равна 5.2 МэВ. Энергия основного состояния ядра  $^{80}\text{Zr}$  отличается от энергии основного состояния ядра  $^{56}\text{Ni}$  на 6 МэВ. Суммируя эти две энергии, мы получаем 11,2 МэВ вместо 18,2 МэВ, т.е. на 7 МэВ ближе к экспериментальному значению, которое составляет 7,33 МэВ. Это означает, что микроскопическая структура коллективной моды должна быть определена согласованно для каждого  $N$ , или необходимы полные расчеты оболочечной модели для воспроизведения экспериментальных данных об энергиях возбуждения парных вращательных полос при больших значениях  $N$ .

Аналогичные результаты были получены для парных ротационных состояний ядра  $^{100}\text{Sn}$ , которые показаны на Рис.2.

**В третьей главе** диссертационной работы найдены собственные значения и собственные функции коллективного гамильтониана с различными потенциалами, которые были предложены для описания изовекторных парных корреляций, путем точного решения уравнения Шредингера. Данные потенциалы учитывают не только парные вибрационные и парные ротационные лимиты, но и позволяют рассмотреть область фазового перехода. Результаты расчетов позволяют сделать вывод о характере коллективного спаривания в ядрах. Решения проанализированы и проведено их сравнение с экспериментальными данными.

В § 3.1 получено выражение коллективного гамильтониана изовекторных взаимодействий во внутренней системе координат.



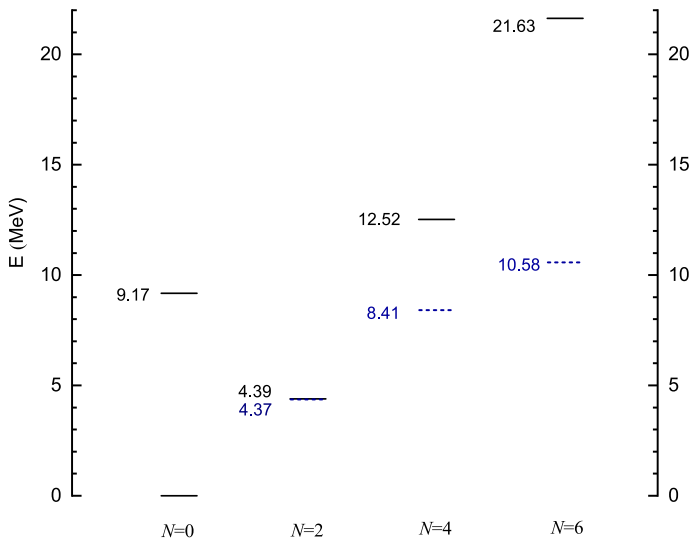


Рис. 2: Экспериментальные (штриховые линии) и расчетные (сплошные линии) энергии парных возбужденных состояний для ядра  $^{100}\text{Sn}$ . Энергии даны в единицах МэВ.

В § 3.2 рассмотрены два случая, различающиеся характером зависимости коллективного потенциала от переменного  $\theta$ . В первом случае предполагается, что коллективный потенциал имеет глубокий минимум при  $\theta = 0$ , а во втором случае предполагается, что потенциал не имеет зависимости от  $\theta$ . Что касается  $\Delta$ -зависимости потенциала, то рассматриваются два предельных случая: гармонический осциллятор и потенциал с очень глубоким и узким минимумом при  $\Delta = \Delta_0 \neq 0$ . Рассматриваются также два промежуточных случая: прямоугольная потенциальная яма и потенциал Дэвидсона.

В § 3.3 результаты, полученные в расчетах с различными потенциалами, сравниваются с экспериментальными данными для ядер около  $^{56}\text{Ni}$ . Результаты расчетов относительных энергий, т.е.  $(E(A, T) - E(A = 56, T = 0))$ , основных состояний ядер со значениями изоспина от  $T = 0$  до  $T = 4$  представлены на Рис.3. Приведенные результаты включают только энергии четно-четных ядер с  $A \geq 56$ . Расчеты проводились с помощью различных коллективных потенциалов, а именно, с потенциалом имеющим глубокий минимум при  $\theta = 0$  и  $\Delta$ -зависимость которого описывается квадратной потенциальной ямой, и потенциал с глубоким минимумом при  $\theta = 0$  а  $\Delta$ -зависимость которого учитывается в виде потенциала Дэвидсона. Все энергии указаны в единицах  $(E(N = 1, T = 1) - E(N = 0, T = 0))$ . Из Рис.3 видно, что результаты модельных расчетов наиболее отклоняются от экспериментальных данных для состояний с  $T = 0$ , причем это отклонение увеличивается с увеличением  $N$ . Вероятно, это указывает на отсутствие  $\alpha$ -частичных корреляций в модельном гамильтониане.

На Рис.4 показаны экспериментальные и расчетные энергии основных состояний четно-четных ядер со значениями изоспина от  $T = 1$  до  $T = 4$  отсчитанные от энергии состояния с изоспином  $T = 0$ . Из Рис.4 видно, что как экспериментальные, так и расчетные энергии состояний с  $T = 1 - 4$  постепенно уменьшаются с ростом  $N$ . В то же время рассчитанные энергии качественно воспроизводят зависимость от  $N$  экспериментальных данных. Расчетные энергии, отсчитанные от энергий состояний с  $T = 0$  меньше экспериментальных. Это указывает на то, что момент инерции изоспиновых вращений в модельном гамильтониане значительно больше экспериментального. По-

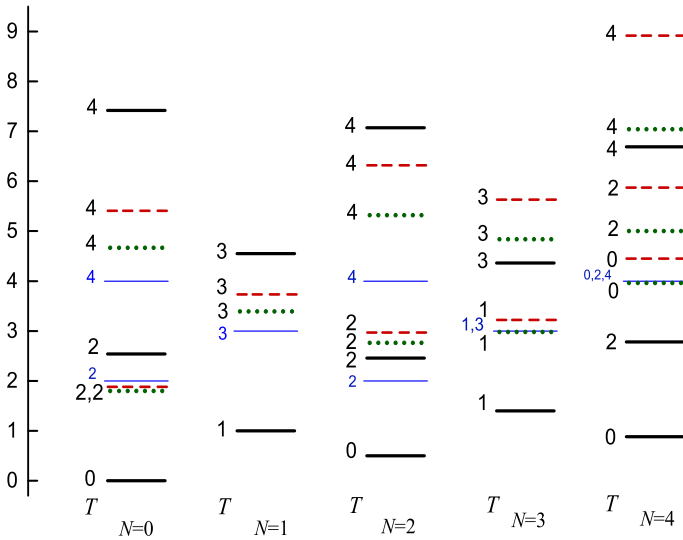


Рис. 3: Экспериментальные и расчетные относительные энергии основных состояний четно-четных ядер с различными значениями изоспина  $T$ : толстая сплошная линия (черный) - экспериментальные данные, пунктирная линия (красная) - потенциал квадратной ямы, пунктирная линия (зеленая) - потенциал Дэвидсона, тонкая сплошная линия (синяя) - потенциал гармонического осциллятора. Энергии указаны в единицах ( $E(N = 1, T = 1) - E(N = 0, T = 0)$ ).

видимому, это отражает некоторые эффекты, не учтенные в модели с изовекторным спариванием.

Результаты для энергий состояний с  $T = N$ , полученные при выборах различных коллективных потенциалов, представлены на Рис.5. Заметим, что как экспериментальные, так и расчетные энергии, показанные на Рис. 5, увеличиваются с ростом  $N$  и  $T$  намного медленнее, чем должно быть в пределе как для изоспинового вращения, так и для парного вращения.

Другой эффект проиллюстрирован на Рис.6, где наряду с энергиями четных ядер, представлены энергии нечетно-нечетных ядер. Показаны экспериментальные энергии и энергии, рассчитанные с помощью гамильтониана, имеющего потенциал с глубоким и узким минимумом при  $\theta = 0$  а  $\Delta$ -зависимость которого описывается потенциалом Дэвидсона. На Рис.6, как и на Рис.4, энергии отсчитываются от энергии состояния с  $T = 0$  с тем же  $N$ . Из Рис.6 видно, что экспериментальные и расчетные энергии состояний с четным  $T$ , в которые входят состояния с  $T = 0$ , энергии которых фиксированы и равны нулю, плавно изменяются с изменением  $N$ , а экспериментальные энергии состояний с нечетными  $T$  наоборот. Эта неравномерность изоспиновой зависимости экспериментальных энергий также видна в энергетических спектрах при каждом значении  $N$ . В отличие от поведения экспериментальных энергий, расчетные энергии состояний как с четным, так и с нечетным  $T$  плавно изменяются с изменением  $N$ .

Рассмотрим эту неравномерность подробнее. Как видно на Рис.6 при  $N = 0$ , состояния с  $T = 1$  и  $T = 2$  сдвинуты по энергии ближе друг к другу, образуя своего рода расщепленный мультиплет. Состояния с  $T = 3$  и  $T = 4$  также сдвинуты ближе друг к другу, но более отделены от состояний с  $T = 1$  и  $T = 2$ . Но экспериментальные спектры при  $N = 1$ , демонстрируют иную картину. Состояние с  $T = 1$  значительно ниже по энергии по сравнению с состояниями с  $T = 2$  и  $T = 3$ . Состояния с  $T = 2$  и  $T = 3$  сдвинуты

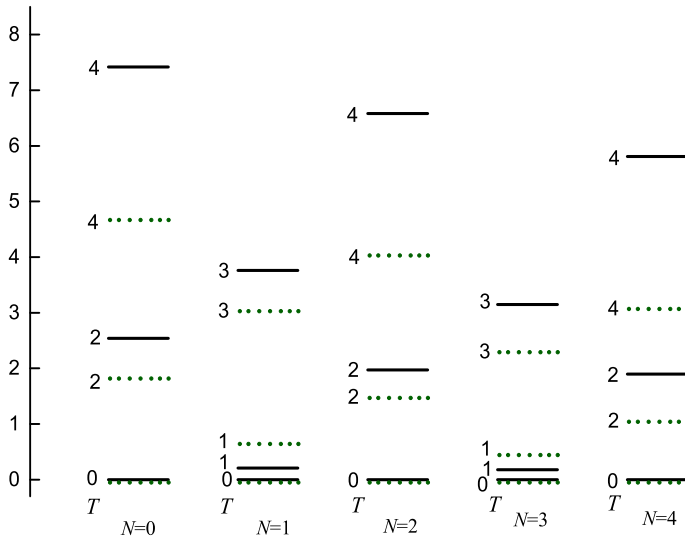


Рис. 4: Экспериментальные и расчетные относительные энергии основных состояний четно-четных ядер с различными значениями изоспина  $T$ . При всех значениях  $N$  энергии рассчитываются от энергии состояния с  $T = 0$ . Толстая сплошная линия (черная) - экспериментальные данные, пунктирная линия (зеленая) - потенциал Дэвидсона. Энергии указаны в единицах ( $E(N = 1, N = 1) - E(N = 0, T = 0)$ ).

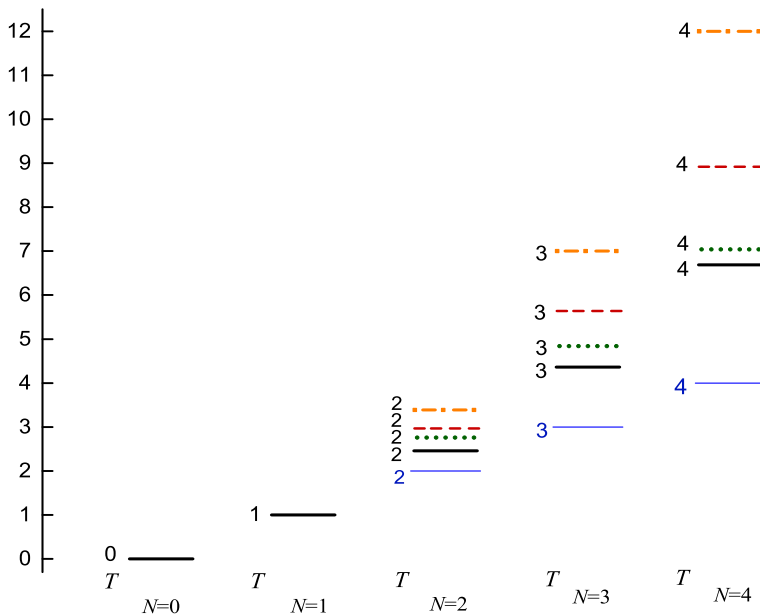


Рис. 5: Экспериментальные и расчетные относительные энергии основных состояний четно-четных ядер с изоспином  $T = N$ . Толстая сплошная линия (черная) - экспериментальные данные, пунктирная линия (красная) - потенциал прямоугольной ямы, пунктирная линия (зеленая) - потенциал Дэвидсона с  $\rho_0 = 1$ , пунктирная линия (оранжевая) - потенциал Дэвидсона при  $\rho_0 \rightarrow \infty$ , тонкая сплошная линия (синяя) - потенциал гармонического осциллятора. Энергии указаны в единицах ( $E(N = 1, N = 1) - E(N = 0, T = 0)$ ).

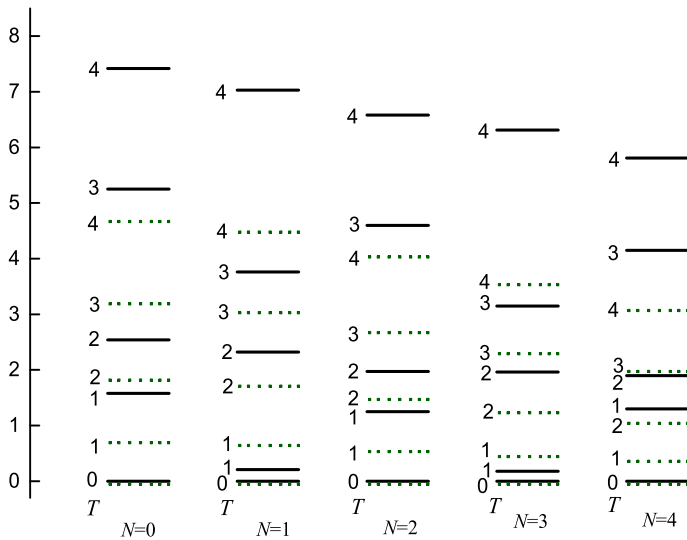


Рис. 6: Экспериментальные и расчетные относительные энергии основных состояний четно-четных и нечетно-нечетных ядер с различными значениями изоспина  $T$ . При всех значениях  $N$  энергии отсчитываются от энергии состояния с  $T = 0$ . Толстая сплошная линия (черная) - экспериментальные данные, пунктирная линия (зеленая) - потенциал Дэвидсона с  $\rho_0 = 1$ . Энергии указаны в единицах ( $E(N = 1, N = 1) - E(N = 0, T = 0)$ ).

ближе друг к другу, также образуя своего рода расщепленный мультиплет. В то же время эти состояния достаточно сильно отделены по энергии от состояний с  $T = 4$ . Ситуация при  $N = 2$  аналогична ситуации при  $N = 0$ , а ситуация при  $N = 3$  аналогична ситуации при  $N = 1$ . Этот анализ приводит к следующей интерпретации явления, показанного на Рис 6. Предположение о наличии глубокого минимума при  $\theta = 0$  в коллективном потенциале, используемое в наших расчетах, соответствует картине жестких изоспиновых вращений с его вращательной зависимостью энергий от изоспина, что далеко от картины, которую дает гармонический осциллятор. Экспериментальные спектры достаточно близки к случаю ангармонического вибратора, качественно сохраняя картину слабо расщепленных мультиплетов, характерных для гармонического осциллятора. Действительно, в случае гармонического осциллятора и  $N = 0$  состояния с  $T = 1$  и  $T = 2$  принадлежат одному мультиплету, но состояния с  $T = 3$  и  $T = 4$  принадлежат другому мультиплету с большей энергией. В случае гармонического осциллятора и  $N = 1$ , состояния с  $T = 2$  и  $T = 3$  принадлежат одному мультиплету и так далее. Таким образом, экспериментальные данные об энергиях основных состояний ядер около  $^{56}Ni$  показывают, что изовекторные парные корреляции в этой области нуклидной карты соответствуют случаю ангармонических колебаний. Возвращаясь к описанию энергий состояний с  $T = 0$ , мы видим, что расчеты на основе модели с изовекторными парными корреляциями недооценивают энергии связи ядер с четным и равным числом протонов и нейтронов, т.е. ядер, которые можно представить как системы образованные некоторым количеством  $\alpha$ -частиц. В данном подходе свойства изоспиновых и калибровочных мод определяются одним и тем же взаимодействием, а именно изовекторным спариванием. Похоже, что эти моды более разделены и их характеристики определяются разными компонентами ядерного взаимодействия.

**Четвертая глава** диссертационной работы посвящена исследованию парных вибрационных состояний с сильными ангармоническими явлениями. Используя

технику бозонных представлений, построен коллективный гамильтониан, включающий как изовекторные, так и изоскалярные моды и анализирована полученная коллективная потенциальная энергия. Получены и представлены все необходимые формулы для расчета спектров и матричных элементов переходов.

В § 4.1 из бозонного образа полного гамильтониана, содержащего несколько операторов рождения и уничтожения бозонов для каждого набора квантовых чисел углового момента и изоспина  $J, T$ , с помощью линейного канонического (т.е. сохраняющего все коммутационные соотношения) преобразования выделены коллективные бозонные операторы, описывающие наиболее мягкие моды в случае парных вибраций, для каждого набора квантовых чисел  $J$  и  $T$ . Получены уравнения определяющие энергии  $\omega_{k_{\pm}}$  коллективных состояний

$$1 = G_T^J \left( \sum_{j_+} \frac{1}{(1 + R_{j_+})(D_{j_+} - \omega_{k_+}^{JT})} + \sum_{j_-} \frac{1}{(1 + R_{j_-})(D_{j_-} + \omega_{k_+}^{JT})} \right)$$

$$1 = G_T^J \left( \sum_{j_-} \frac{1}{(1 + R_{j_-})(D_{j_-} - \omega_{k_-}^{JT})} + \sum_{j_+} \frac{1}{(1 + R_{j_+})(D_{j_+} + \omega_{k_-}^{JT})} \right)$$

В § 4.2 путем перехода во внутреннюю систему координат построена потенциальная энергия изоскалярных и изовекторных взаимодействий для случая, когда имеются два одночастичных уровня с одночастичными угловыми моментами  $j$ , расположенные симметрично относительно поверхности Ферми (двухуровневая модель). Проведено анализ потенциальной энергии, сосредоточившись в основном на положении минимума. Показано, что ситуация спаривания со смешанными спинами, при которых возможен возникновение изоскалярных корреляций из статических изовекторных взаимодействий, вполне вероятно, если система описывается рассматриваемым гамильтонианом.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей диссертации предлагается теоретический подход для изучения изовекторных и изоскалярных парных корреляций. Принимая во внимание только изовекторные монополярные взаимодействия, рассчитываются парные вибрационные и парные ротационные возбужденные состояния ядер с учетом сильных ангармонических явлений в коллективном движении. Расчеты проводятся с целью получения указания о наличии  $\alpha$ -частичных корреляций в ядрах, а также о необходимости введения изоскалярных парных взаимодействий. Основные результаты диссертационной работы следующие:

1. Получены бозонные представления Дайсона бифермионных операторов. Данные разложения конечны, следовательно не возникают проблемы, связанные со сходимостью рядов. Видно, что представления Дайсона не сохраняют свойства эрмитовости операторов в стандартной бозонной метрике, однако, показана, что на практике не возникают проблемы, если гамильтониан диагонализирован в физическом бозонном подпространстве. Дано краткое обсуждение вопроса о переходе к новому бозонному разложению, которое, в отличие от представлений Дайсона, сохраняет свойства эрмитовости.
2. Получен бозонный образ фермионного гамильтониана в терминах неколлективных бозонных операторов.

3. С помощью операторов коллективных координат и импульсов отделены коллективные степени свободы от множества других и построен соответствующий коллективный гамильтониан. Конечно, отделение коллективной части от полного гамильтониана является приближением. Однако предположение о ведущей роли коллективной моды возбуждения экспериментально подтверждается наличием сильных переходов между основными состояниями четно-четных ядер, посредством реакций двухнуклонных передач. Таким образом, это предположение имеет физическое основание. Использование бозонных представлений значительно упрощает выделение коллективной моды возбуждения.
4. Получены и проанализированы коллективная потенциальная и коллективная кинетическая энергии изовекторных взаимодействий.
5. Рассчитаны парные вибрационные и парные ротационные возбужденные состояния ядер с  $T = 0$  и  $J^\pi = 0^+$ , вблизи дважды магических ядер  $^{56}\text{Ni}$  и  $^{100}\text{Sn}$ , с учетом только изовекторных парных взаимодействий. Данные расчеты не указывают на необходимость введения изоскалярного парного взаимодействия. Из результатов расчетов также видно, что расчетные энергии возбужденных состояний парных ротационных полос, образованные основными состояниями ядер, значительно превышают экспериментальные данные при больших значениях  $N$ . Возможной причиной этого может быть закрытие подболочек в соседних ядрах. В случае  $^{56}\text{Ni}$  это может быть эффект закрытия подболочек в  $^{28}\text{Si}$  и  $^{80}\text{Zr}$ . Также возможно, что микроскопическая структура коллективной моды зависит от  $N$  и должна определяться согласованно с изменением  $N$ .
6. Даны аналитические решения уравнения Шредингера с коллективным гамильтонианом изовекторных взаимодействий, при различных коллективных потенциалах. Рассчитаны относительные энергии основных состояний ядер около ядра  $^{56}\text{Ni}$ . Результаты расчетов показали, что изовекторные парные корреляции в ядрах около  $^{56}\text{Ni}$  не соответствуют пределу статических парных корреляций. Скорее их можно рассматривать как ангармонические парные вибрации.
7. Полученные результаты указывают на наличия  $\alpha$ -частичных корреляций в этих ядрах. Результаты расчетов демонстрируют более слабую зависимость относительных энергий от изоспина, по сравнению с экспериментальными данными. Это указывает на то, что момент инерции изоспиновых вращений в модельном гамильтониане значительно больше экспериментального значения. А это означает, что есть какое-то взаимодействие, отличное от изовекторного спаривания, которое влияет на изоспиновую зависимость энергий.
8. С учетом изовекторных и изоскалярных парных корреляций строится бозонный образ гамильтониана, и с помощью неунитарного, но канонического преобразования от множества ядерных степеней свободы отделяются коллективные моды возбуждения, связанные как с добавлением, так и удалением пар частиц. Показано, что в отличие от  $RPA$ , это можно сделать для любого значения константы парных взаимодействий.
9. Построен коллективный гамильтониан для описания динамики парных мод и анализирована коллективная потенциальная энергия. Показана, что ситуация

спаривания со смешанными спинами вполне вероятно, если система описывается рассматриваемым гамильтонианом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J-P.Blaizot, G.Ripka, *Quantum Theory of Finite Systems* (MIT, England, 1986).
2. M.G. Mayer, J.H.D. Jensen, *Elementary theory of nuclear shell structure* (JOHN WILEY and SONS, 1955).
3. M. Bender, P.-H. Heenen, P.-G. Reinhardt, Self-consistent mean-field models for nuclear structure, *Rev.Mod.Phys.* **75**, 121 (2003).
4. D. Brink, R.A. Broglia, *Nuclear Superfluidity, Pairing in Finite Systems* (Cambridge University Press 2005).
5. M. Baranger, Extension of the Shell Model for Spherical Nuclei, *Phys.Rev.* **120**, 957 (1960).
6. A. Bohr, Pair Correlations and double transfer reactions, *Proc. Nuclear Structure Dubna Symp. IAEA, Vienna, (1968)*.
7. O. Nathan, Experimental status of two-neutron transfer reaction in medium and heavy nuclei, *Nuclear Structure Dubna Symp. IAEA, Vienna, (1968)*.
8. R.V.Jolos, V.G.Kartavenko, E.A.Kolganova, Nucleon Isovector Pairing in Nuclei: Microscopic Approach, Boson Representation, and Collective Model, *Part. Nucl.*, **49**, 125 (2018).
9. S. Frauendorf, A.O. Macchiavelli, Overview of neutron-proton pairing, *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **78**, 24 (2014).
10. G.F. Bertsch, Y. Luo, Spin-triplet pairing in large nuclei *Phys.Rev.C*, **81**, 064320 (2010).
11. A.O. Macchiavelli, P. Fallon, R.M. Clark, M. Cromaz, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, G.J. Lane, I.Y. Lee, F.S. Stephens, C.E. Svensson, K. Vetter, D. Ward, Is there np pairing in  $N = Z$  nuclei?, *Phys.Rev.C*, **61**, 041303 (2000).
12. A. Poves, G. Martinez-Pinedo, Pairing and the structure of the  $pf$ -shell  $N \approx Z$  nuclei, *Phys.Lett.B*, **430**, 203 (1998).
13. N. Sandulescu, D. Negrea, J.Dukelsky, C.W. Johnson, Quartet condensation and isovector pairing correlations in  $N = Z$  nuclei, *Phys.Rev.C*, **85**, 061303(R) (2012).

## СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1. G.Nikoghosyan, E.A.Kolganova, R.V.Jolos, Isovector and Isoscalar pair correlations in boson representation technique, *Bulg.J.Phys.*, **44**, 443 (2017).
2. G.Nikoghosyan, E.A.Kolganova, D.A.Sazonov, R.V.Jolos, Collective treatment of the isovector pair correlations: Boson representation, *Eur.Phys.J A*, **55**, 189 (2019).
3. G.Nikoghosyan, A.Balabekyan, E.A.Kolganova, R.V.Jolos, D.A.Sazonov, Isovector pair correlations in analytically solvable models, *Int.J.of Mod.Phys.E*, **29**, No.10, 2050091 (2020).
4. G.Nikoghosyan, Isovector pair correlations of nucleons in nuclei, *J.Contemp.Phys.*, **55**, 284 (2020).



Նուկլոնների իզովեկտորական և իզոսկալյարային զույգային կորելյացիաները և նրանց ազդեցությունը ատոմային միջուկների կառուցվածքի վրա

## Ամփոփագիր

Ներկայացվող թեզում առաջարկվում է իզովեկտորական և իզոսկալյարային զույգային կորելյացիաների հետազոտման տեսական մոտեցում: Հաշվի առնելով միայն իզովեկտորական մոնոպոլ փոխազդեցությունները հաշվարկվում են միջուկների զույգային վիբրացիոն և զույգային ռոտացիոն գրգռված վիճակները կոլեկտիվ շարժումներում ուժեղ աններդաշնակ երևույթների հաշվառմամբ: Հաշվարկները կատարվել են միջուկներում  $\alpha$ -մասնիկային կորելյացիաների առկայության, ինչպես նաև իզոսկալյարային զույգային փոխազդեցությունների ներմուծման անհրաժեշտության մասին ցուցումներ ստանալու նպատակով:

Աշխատանքի հիմնական արդյունքները կայանում են հետևյալում.

1. Ստացվել են երկֆերմիոնային օպերատորների համար Դայսոնի բոզոնային ներկայացումները: Տրված վերլուծությունները վերջավոր են և, հետևապես, շարքերի զուգամիտության հետ կապված հիմնահարցեր չեն ծագում: Տեսանելի է, որ Դայսոնի ներկայացումները չեն պահպանում օպերատորների էրմիտականությունը ստանդարտ բոզոնային չափականության մեջ, սակայն ցույց է տրված, որ գործնականում հարցեր չեն ծագում, եթե համակարգի համիլթոնիանը անկյունագծայնացվում է ֆիզիկական բոզոնային տարածության մեջ: Տրված է նոր բոզոնային վերլուծության անցման հարցի համառոտ քննարկումը, որը, ի տարբերություն Դայսոնի ներկայացման, պահպանում է օպերատորների էրմիտականության հատկությունը:
2. Ստացված է ֆերմիոնային համիլթոնիանի բոզոնային կերպարը ոչ կոլեկտիվ բոզոնային օպերատորների ներկայացմամբ:
3. Կոլեկտիվ կոորդինատների և իմպուլսների օպերատորների օգնությամբ առանձնացվել են ազատության կոլեկտիվ աստիճանները ազատության այլ աստիճանների բազմությունից և կառուցվել է համապատասխան կոլեկտիվ համիլթոնիանը:  
Իհարկե, լրիվ համիլթոնիանից կոլեկտիվ մասի առանձնացումը մոտավորություն է: Սակայն գրգռման կոլեկտիվ մոդի գլխավոր դերի մասին ենթադրությունը փորձականորեն հաստատվում է զույգ-զույգ միջուկների հիմնական վիճակների միջև ուժեղ անցումների առկայությամբ երկնուկլոնային փոխանցումների ռեակցիաների միջոցով: Հետևաբար, տվյալ երթադրությունը ունի ֆիզիկական հիմքեր: Բոզոնային ներկայացումների կիրառությունը զգալիորեն պարզեցնում է գրգռման կոլեկտիվ մոդերի առանձնացումը:
4. Ստացված և վերլուծված են իզովեկտորական փոխազդեցությունների կոլեկտիվ պոտենցիալ և կոլեկտիվ կինետիկ էներգիաները:
5. Հաշվարկված են զույգ մոզական  $^{56}\text{Ni}$  և  $^{100}\text{Sn}$  միջուկների զույգային վիբրացիոն և զույգային ռոտացիոն  $T = 0$  և  $J^\pi = 0^+$  գրգռված վիճակները, հաշվի առնելով միայն իզովեկտորական զույգային փոխազդեցությունները: Հաշվարկները չեն նշում իզոսկալյարային զույգային փոխազդեցության ներմուծման անհրա-

ժեշտությունը: Հաշվարկների արդյունքներից երևում է նաև, որ միջուկների հիմնական վիճակներով գոյացող գույգային ռոտացիոն գրգռված վիճակների հաշվարկային էներգիաները զգալիորեն գերազանցում են փորձնական տվյալներին  $N$ -ի մեծ արժեքների դեպքում: Դրա հնարավոր պատճառը կարող է լինել հարևան միջուկներում ենթաթաղանթների փակումը:  $^{56}\text{Ni}$ -ի դեպքում դա կարող է լինել ենթաթաղանթների փակման երևույթը  $^{28}\text{Si}$ -ում և  $^{80}\text{Zn}$ -ում: Նաև հնարավոր է, որ կոլեկտիվ մոդի միկրոսկոպական կառուցվածքը կախված է  $N$ -ից և պետք է որոշվի  $N$ -ի փոփոխության հետ համաձայնեցված կերպով:

6. Տրված են իզովեկտորական փոխազդեցությունների կոլեկտիվ համիլթոնիանով Շրեդինգերի հավասարման անալիտիկ լուծումները տարբեր կոլեկտիվ պոտենցիալների դեպքում: Հաշվարկված են  $^{56}\text{Ni}$  միջուկի միջակայքի միջուկների հիմնական վիճակների հարաբերական էներգիաները: Հաշվարկների արդյունքները ցույց են տվել, որ  $^{56}\text{Ni}$  միջուկի մերձակա միջուկներում իզովեկտորական գույգային կորելյացիաները չեն համապատասխանում ստատիկ գույգային կորելյացիաների սահմանին: Ավելի շուտ նրանց կարելի է դիտարկել որպես աններդաշնակ գույգային վիբրացիաներ:
7. Ստացված արդյունքները նշում են այդ միջուկներում  $\alpha$ -մասնիկային կորելյացիաների առկայությունը: Հաշվարկների արդյունքները ի ցույց են դնում հարաբերական էներգիաների իզոսպինից առավել թույլ կախվածություն, համեմատած փորձնական տվյալների հետ: Դա ցույց է տալիս, որ մոդելային համիլթոնիանում իզոսպինային պտույտների իներցիայի մոմենտը զգալիորեն գերազանցում է փորձնական արդյունքը: Իսկ դա իր հերթին նշանակում է, որ գոյություն ունի իզովեկտորային գուգավորումից տարբեր ինչ-որ փոխազդեցություն, որը ներգործում է էներգիաների իզոսպինային կախվածության վրա:
8. Հաշվի առնելով իզովեկտորական և իզոսկալյարային գույգային փոխազդեցությունները, կառուցվում է համիլթոնիանի բոզոնային կերպարը և ոչ ունիտար, բայց կանոնական ձևափոխության օգնությամբ տարանջատվում են գրգռման կոլեկտիվ մոդերը՝ կապված մասնիկների գույգի և ավելացման և հեռացման հետ, միջուկի ազատության աստիճանների բազմությունից: Ցույց է տրված, որ ի տարբերություն  $RPA$ -ի, դա կարելի է անել գույգային փոխազդեցությունների հաստատունի կամայական արժեքների համար:
9. Կառուցված է իզովեկտորական և իզոսկալյարային փոխազդեցությունների կոլեկտիվ համիլթոնիանը գույգային մոդերի դիսամիկայի նկարագրության համար և վերլուծված է կոլեկտիվ պոտենցիալ էներգիան: Ցույց է տրված, որ խառը սպինային գուգավորման իրավիճակը միանգամայն հավանական է, եթե համակարգը նկարագրվում է դիտարկվող համիլթոնիանով:

## Summary

This dissertation proposes a theoretical approach for studying isovector and isoscalar pair correlations. Taking into account only isovector monopole interactions, pairing vibrational and pairing rotational excited states of nuclei are calculated taking into account strong anharmonic phenomena in collective motion. The calculations were carried out in order to obtain indications of the presence of  $\alpha$ -particle type correlations in nuclei, as well as the need to introduce isoscalar pair interactions. The main results of the dissertation work are as follows:

1. Dyson type boson representations of bifermion operators are obtained. These expansions are finite, therefore there are no problems associated with the convergence of the series. It is seen that the Dyson representations do not preserve the Hermitian properties of operators in the standard boson metric; however, it is shown that in practice there are no problems if the Hamiltonian is diagonalized in the physical boson subspace. A brief discussion is given of the issue of passing to a new boson expansion, which, in contrast to the Dyson representations, retains the Hermitian properties.
2. The boson image of the fermionic Hamiltonian is obtained in terms of noncollective bosonic operators.
3. Using the operators of collective coordinates and momenta, the collective degrees of freedom are separated from many others and the corresponding collective Hamiltonian is constructed. Of course, separating the collective part from the full Hamiltonian is an approximation. However, the assumption about the leading role of the collective excitation mode is experimentally confirmed by the presence of strong transitions between the ground states of even-even nuclei via two-nucleon transfer reactions. Thus, this assumption has a physical basis. The use of boson representations greatly simplifies the separation of the collective excitation mode.
4. The collective potential and collective kinetic energies of isovector interactions are obtained and analyzed.
5. Pairing vibrational and pairing rotational excited states with  $T = 0$  and  $J^\pi = 0^+$  nuclei near doubly magic nuclei  $^{56}Ni$  and  $^{100}Sn$  are calculated taking into account only isovector pair interactions. These calculations do not indicate the need to introduce an isoscalar pair interaction. It can also be seen from the calculation results that the calculated energies of the excited states of pairing rotational bands formed by the ground states of nuclei significantly exceed the experimental data at large values of  $N$ . A possible reason for this may be the closure of subshells in neighboring nuclei. In the case of  $^{56}Ni$ , this may be the effect of closing subshells in  $^{28}Si$  and  $^{80}Zr$ . It is also possible that the microscopic structure of the collective mode depends on  $N$  and should be determined consistent with the change in  $N$ .
6. Analytical solutions of the Schrödinger equation with a collective Hamiltonian of isovector interactions are given for different collective potentials. The relative energies of the ground states of nuclei near the  $^{56}Ni$  nucleus are calculated. The calculation results showed that

isovector pair correlations in nuclei near  $^{56}\text{Ni}$  do not correspond to the limit of static pair correlations. Rather, they can be viewed as anharmonic pairing vibrations.

7. The results obtained indicate the presence of  $\alpha$ -particle type correlations in these nuclei. The calculation results demonstrate a weaker dependence of the relative energies on isospin in comparison with the experimental data. This indicates that the moment of inertia of isospin rotations in the model Hamiltonian is much larger than the experimental one. This means that there is some kind of interaction other than isovector pairing, which also influences on the isospin dependence of the energies.
8. A boson image of the Hamiltonian is constructed taking into account isovector and isoscalar pair correlations and, using a nonunitary but canonical transformation, the collective excitation modes associated with both the addition and removal of pairs of particles are separated from the set of nuclear degrees of freedom. It is shown that, in contrast to *RPA*, this can be done for any value of the pair interaction constant.
9. A collective Hamiltonian is constructed to describe the dynamics of pairing modes and the collective potential energy is analyzed. It is shown that the situation of mixed spin pairing is quite probable if the system is described by the considered Hamiltonian.