

Національна академія наук України
Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова

Лашко Юлія Анатоліївна

УДК 539.142

**БАГАТОКЛАСТЕРНА ТЕОРІЯ
ЛЕГКИХ АТОМНИХ ЯДЕР**

01.04.02 – теоретична фізика

Автореферат дисертації
на здобуття наукового ступеня доктора
фізико-математичних наук

Київ – 2018

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана у відділі теорії ядра та квантової теорії поля Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України.

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор
Філіппов Геннадій Федорович,
головний науковий співробітник
лабораторії структури атомних ядер
відділу теорії ядра та квантової теорії поля Інституту
теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
Ткачук Володимир Михайлович,
професор кафедри теоретичної фізики фізичного факультету
Львівського національного університету
імені Івана Франка;

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Гайсак Михайло Іванович,
провідний науковий співробітник відділу
електронних процесів і елементарних взаємодій
Інституту електронної фізики НАН України;

доктор фізико-математичних наук, професор
Каденко Ігор Миколайович,
завідувач кафедри ядерної фізики фізичного факультету
Київського національного університету
імені Тараса Шевченка.

Захист відбудеться “___” _____ 2018 р. о ___ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01 в Інституті теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України за адресою: вул. Метрологічна, 14-б, м. Київ, 03143, Україна.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту теоретичної фізики НАН України ім. М. М. Боголюбова за адресою: вул. Метрологічна, 14-б, м. Київ, 03143, Україна.

Автореферат розісланий “___” _____ 2018 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.191.01
доктор фіз. – мат. наук

В. Є. Кузьмичев

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. В останні двадцять років в Японії (RIKEN), США (MSU), Німеччині (GSI), Росії (ОИЯД), Франції (GANIL) та в інших наукових центрах світу з'явилися унікальні установки, на яких вдається прискорювати інтенсивні пучки важких іонів, що мають надзвичайно малий час життя. В результаті їх зіткнення з легкими ядрами утворюються ядерні системи з унікальними властивостями. У теоретиків з'явився багатий експериментальний матеріал, і перед ними постали нові проблеми, що стимулювало бурхливий розвиток теорії так званих "екзотичних" ядер. Наразі зусилля експериментаторів і теоретиків багатьох наукових центрів США, Європи (Бельгія, Скандинавія, Італія, Франція) та Азії (Японія) зосереджені на розв'язку тих задач, що виникли у зв'язку з появою нового об'єкта дослідження – нестабільних ядер.

Вивчення екзотичних ядер дає інформацію про ядра, що знаходяться в екстремальних умовах. В таких ядрах змінюється співвідношення між кулонівською і ядерною взаємодією, характерне для стабільних ядер, що приводить до появи нових, незвичних властивостей. Виявилось, що на відміну від ядер, розташованих поблизу долини стабільності, в екзотичних ядрах не співпадають зарядовий і масовий просторові розподіли. Були відкриті гало-ядра, просторовий розподіл ядерної матерії в яких суттєво перевищує звичайні розміри атомних ядер.

В області ядер $N=20$ несподіваною виявилась нестабільність двічі магічного ядра ^{28}O . Дослідження розпадних характеристик ядер поблизу ^{44}S дали першу інформацію про існування деформованих ядер з $N=28$. Були отримані ядра ^{45}Fe , ^{49}Ni з екстремальним відношенням N/Z . Отримано найважче двічі магічне самоспряжене ядро ^{100}Sn ($Z=N=50$).

Відповіді на які питання ми очікуємо отримати, вивчаючи екзотичні ядра?

1. Визначення положення межі ядерної стабільності нуклонних систем в залежності від числа нейтронів і протонів.

Такі системи можуть бути стійкими щодо розпаду ядра на ті чи інші фрагменти, але, знаходячись поблизу межі ядерної стабільності, вони мають надзвичайно малий період бета-розпаду, коли є надлишок нейтронів або протонів. На особливу увагу заслуговують системи, які знаходяться поза межами ядерної стабільності, за умови, що їх основні та збуджені стани є резонансами з досить великим часом життя. Яскравим прикладом такої системи є тетранейтрон, що в останні кілька років став об'єктом пильної уваги як експериментаторів, так і теоретиків. Питання про існування зв'язаного стану або низькоенергетичного резонансу системи чотирьох нейтронів є однією з найбільш актуальних проблем ядерної фізики, що відкривають шлях до розуміння малонуклонних систем і нуклон-нуклонної взаємодії.

2. Чи існують в області екзотичних ядер ті ж самі магічні числа, як і для ядер долини стабільності?

Відповідь на це питання особливо важлива, оскільки дозволить отримати додаткову інформацію про форму атомних ядер і, зокрема, про так

звані супердеформовані ядра в основному стані. Досі супердеформовані ядра були виявлені лише у збуджених станах. Для екзотичних ядер можлива поява нових магічних чисел, обумовлена сильно деформованими станами.

3. Як змінюються властивості атомних ядер в тому випадку, коли співвідношення між числом нейтронів і протонів відрізняється від рівноважних значень, характерних для ядер долини стабільності?

Наразі твердо встановлено існування нейтронного гало і нейтронного шару в легких ядрах з надлишком нейтронів.

4. Які якісно нові явища очікуються при розпаді екзотичних ядер?

Якщо основними модами радіоактивного розпаду ядер поблизу долини стабільності є α - і β -розпади та γ -переходи, то при наближенні до меж нуклонної стабільності драматично змінюється енергія Фермі для протонів і нейтронів. Внаслідок цього з'являються нові моди розпаду – випромінювання запізнілих нейтронів, протонів, дейтронів, тритонів і випромінювання двох і трьох нейтронів із збуджених станів ядер.

5. Як зміняться наші уявлення про еволюцію Всесвіту з появою нової інформації про властивості екзотичних ядер?

Помітне розширення кількості ізотопів за рахунок ядер, віддалених від долини стабільності, дозволяє не лише більш детально досліджувати ті явища, які вже були виявлені раніше, але й вивчати нові явища в ядрах, що знаходяться в екстремальних умовах. Ядра, віддалені від долини стабільності, мають інше середнє поле, обумовлене інтерференцією кулонівської і ядерної взаємодій.

Все це робить екзотичні ядра предметом пріоритетних досліджень.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Роботи, на основі яких написана дана дисертація, виконані в рамках бюджетних тем відділу структури атомних ядер Інституту теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України: “Мікроскопічна теорія структури зв'язаних станів та резонансів ядерних систем” (№ д.р. 0106U007883), “Закономірності, властиві неперервному спектру легких атомних ядер, які проявляються в процесі їх зіткнень та розпаду” (№ д.р. 0112U000051) та пошукових тем “Фундаментальні властивості фізичних систем у екстремальних умовах” (№ д.р. 0107U000396), “Мікроскопічні та феноменологічні моделі фундаментальних фізичних процесів у мікро- та макросвіті” (№ д.р. 0112U000056).

Мета і задачі дослідження. Мета роботи – побудувати мікроскопічну теорію розпаду багатоканальних нуклонних систем, що утворюються на проміжній стадії зіткнення легких ядер, здатну адекватно описати спостережувані властивості таких систем і передбачити нові ефекти, які можна очікувати в результаті теоретичного дослідження структури їх резонансів та неперервного спектра.

Для досягнення цієї мети необхідно було вирішити такі задачі:

1. З'ясувати вплив принципу Паулі на відносний рух легких ядер з надлишком нейтронів в процесі їх зіткнення для реакцій $^{11}\text{Be}+n$ та $^{10}\text{Be}+^2n$, а також $^8\text{He}+^4\text{He}$ і $^6\text{He}+^6\text{He}$.

2. Знайти ефективні перерізи непружного розсіяння нейтрона на ядрі ^{11}Be , що супроводжується вильотом ядра ^{10}Be та двох нейтронів, а також перерізи непружного розсіяння альфа-частинки на ядрі ^8He , що супроводжується вильотом двох ядер ^6He .

3. На прикладі ядра ^{12}Be розв'язати проблему співіснування різних кластерних конфігурацій у ядер з надлишком нейтронів.

4. Дослідити неперервний спектр мультинейтронних систем з урахуванням можливості утворення різних типів кластерних конфігурацій, відповідальних за розпад таких систем.

5. Розв'язати проблему $\text{SU}(3)$ виродження дозволених принципом Паулі станів трикластерних систем.

6. Встановити асимптотику хвильових функцій неперервного спектра трикластерних систем, яка узгоджується з вимогами принципу Паулі.

Об'єктом дослідження є легкі атомні ядра, зокрема ядра з надлишком нейтронів, та ядерні реакції за участю таких ядер.

Предметом дослідження є вплив принципу Паулі на структуру зв'язаних станів та станів неперервного спектра легких атомних ядер, що мають кластерну структуру.

Методи дослідження. В дисертаційній роботі використовувались методи нерелятивістської квантової механіки, теорії розсіяння та числові методи.

Всі розрахунки були виконані в рамках алгебраїчної версії методу резонуючих груп (ABMRG), згідно якій ядра розглядались як системи двох або трьох слабкозв'язаних кластерів, на які вони розпадаються вище найнижчого порогу розвалу. Функції, що описують внутрішню структуру кластерів, фіксувались, а хвильові функції відносного руху кластерів були представлені у вигляді розкладу по базису дозволених принципом Паулі станів гармонічного осцилятора. Метод резонуючих груп розкриває головні особливості динаміки кластерних мод в легких ядрах, а його алгебраїчна версія, розроблена у відділі структури атомних ядер, усуває обчислювальні труднощі, які виникають від час практичної реалізації MRG і перешкоджають широкому використанню підходу.

Щоб максимально спростити обчислення, зручно працювати не з хвильовими функціями в координатному просторі, а з їх образами в просторі Фока-Баргманна (просторі цілих аналітичних функцій комплексної змінної). Саме в просторі Фока-Баргманна і була отримана переважна частина результатів, викладених в даній роботі.

Наукова новизна одержаних результатів. Наукова новизна отриманих результатів полягає в тому, що вперше:

1. Встановлено, що в багатоканальних зіткненнях кластерів з надлишком нейтронів визначальну роль відіграють власні значення матриці густини (ядра нормування) бінарної кластерної системи. Серед різних дозволених станів кластерної системи вони виділяють ті, що реалізуються з найбільшою

ймовірністю, а також визначають, по якому каналу буде розпадатись ядро, що утворилось в результаті зіткнення кластерів.

2. Отримано ефективний міжкластерний потенціал, що породжується оператором кінетичної енергії відносного руху кластерів під впливом принципу Паулі. Вивчено основні властивості ефективного потенціалу і розраховано радіус та інтенсивність цього потенціалу для ряду бінарних кластерних систем, таких як ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ та ${}^{40}\text{Ca}+{}^{40}\text{Ca}$. Ми вперше показали, що точне врахування ефектів антисиметризації на оператор кінетичної енергії призводить або до ефективного відштовхування кластерів, або до їх ефективного притягання, і встановили умови, за яких це відбувається.
3. Запропоновано алгоритм розв'язку багатоканальних задач з урахуванням різного типу кластеризацій. Якщо наближення однієї бінарної конфігурації дозволяє вивчати лише такі стани ядра, які здатні розпадатись на два певні кластери в їх основному або у збудженому стані, то враховуючи зв'язок бінарних конфігурацій, що мають різний кластерний склад, можна дати відповідь на питання про конкуренцію між такими каналами розпаду складеного ядра, яким відповідає різна кластерна структура. В результаті вдається оцінити величину ефективних перерізів ядерних реакцій, що супроводжуються збудженням або перебудовою кластерів.
4. Вперше здійснено детальний аналіз структури власних функцій і поведінки власних значень трикластерного ядра нормування. Запропоновано шлях розв'язку проблеми SU(3) виродження дозволених принципом Паулі станів за допомогою власних значень бінарних підсистем. Кожне сімейство дозволених принципом Паулі станів асимптотично відповідає певному бінарному порогу розпаду трикластерної системи на двокластерну підсистему, що знаходиться в основному або збудженому стані гармонічного осцилятора, і третій кластер. Така асимптотична поведінка вказує на можливі канали розпаду трикластерного ядра і дозволяє визначити найбільш важливі з них.
5. Показано, що ядро нормування методу генераторних координат є симетричним ядром інтегрального рівняння, а його власні функції, визначені в просторі Фока-Баргманна, утворюють повний набір ортонормованих станів (що класифікуються за допомогою індексів SU(3)-симетрії), дозволених принципом Паулі. Ця інтерпретація дозволила нам розвинути метод, який навіть за наявності SU(3)-виродження, що виникає в задачі розсіяння двох ядер з відкритою p -оболонкою, вказує послідовний шлях введення додаткових квантових чисел для класифікації базисних станів.
6. В представленні Фока-Баргманна незалежними змінними хвильової функції стають і координати нуклонів, і імпульси, а функція розподілу густини ймовірності визначена в фазовому просторі. Тому це представлення відкриває нові перспективи для аналізу функцій розподілу бінарних кластерних систем, кожному стану такої системи співставляючи сукупність фазових траєкторій ("*фазовий портрет*") і тим самим підкреслюючи різницю між класичною і

квантовою теорією. Хвильова функція бінарної кластерної системи в цьому представленні дає ймовірність реалізації кожної з траєкторій фазового портрету.

Практична цінність отриманих результатів. Результати, викладені в дисертації, можуть стати теоретичною основою для розвитку уявлень про структуру і властивості слабкоз'язаних ядерних систем, що останнім часом стали об'єктом інтенсивних експериментальних досліджень. Вивчення цих об'єктів відкриває нові перспективи розв'язку проблеми ядерних взаємодій.

Особистий внесок здобувача. Результати, що представлені в дисертаційній роботі, отримані здобувачем особисто.

В роботах [1] та [23] автором реалізовано механізм проектування прямого добутку незвідних представлень групи $SU(3)$ на стани, що характеризуються певною $SU(3)$ -симетрією та ізоспіном. Це може допомогти в аналізі ізовекторних $M1$ переходів, що спостерігаються в середніх і важких парно-парних ядрах.

В роботі [2], де досліджувався розпад ^{12}Be по каналах $^8\text{He}+\alpha$ і $^6\text{He}+^6\text{He}$, автор побудував повний базис станів гармонічного осцилятора додатної парності і з нульовим повним орбітальним моментом, дозволених принципом Паулі. Також автор розрахував власні значення матриці густини та дослідив їх залежність від числа осциляторних квантів, а також встановив міру перекриття базисних функцій різних каналів.

В роботах [3], [4] та [24] автор брав участь в розробці алгоритму реалізації наближення лідируючого $SU(3)$ незвідного представлення для мікроскопічного гамільтоніана з потенціальною енергією нуклон-нуклонної взаємодії та побудував ефективний гамільтоніан для ^9Li та ^{10}Be , що відтворює результати обчислень з нуклон-нуклонними потенціалами, вживаними в теорії легких ядер.

В роботі [5] автор знайшов розв'язки інтегральних рівнянь, що визначають повний базис дозволених принципом Паулі станів, для бінарних кластерних систем, які складаються з нейтронно-надлишкових ядер p -оболонки та нуклона або альфа-частинки.

В роботі [6] автор з'ясував структуру станів неперервного спектра ядра ^{12}Be , що заселяються на проміжній стадії $^6\text{He}+^6\text{He}$ розсіяння.

В роботі [7] автор встановив аналітичні співвідношення, які дали можливість інтерпретувати ядро нормування бінарної кластерної системи як умову повноти базису дозволених принципом Паулі хвильових функцій.

В роботі [8] автором було відкрито, що вплив обмінних ефектів на кінетичну енергію відносного руху ядер може призводити до їх ефективного притягання та встановлено умови, за яких це відбувається.

В роботах [9] та [25] автор отримав ефективний між'ядерний потенціал, що породжується оператором кінетичної енергії під впливом принципу Паулі, встановив його основні властивості та розрахував радіус та інтенсивність цього потенціалу для ряду бінарних кластерних систем.

В роботі [10] автор встановив співвідношення між різними пружними і непружними процесами в системі двох кластерних конфігурацій $^{11}\text{Be}+n$ і $^{10}\text{Be}+^2n$.

В роботах [11] та [12] автор показав, що збільшення числа залучених конфігурацій супроводжується, по-перше, збільшенням максимальних власних значень, по-друге, появою кількох гілок збуджень з особливо великими, більшими за одиницю власними значеннями дозволених станів. Це свідчить про значне ефективне притягання кластерів, обумовлене обмінними ефектами.

В роботі [13] автор реалізував наближення двох зв'язаних кластерних конфігурацій для тетранейтрона та встановив, за яких умов можливе існування резонансного стану в тетранейтроні.

В роботах [14-17] автор запропонував класифікацію власних значень ядер нормування для трикластерних систем за допомогою власних значень бінарних підсистем і встановив асимптотичні умови для станів неперервного спектра трикластерних систем, а в роботі [18] застосував цей підхід для дослідження неперервного спектра ядра ${}^5\text{H}$.

В роботах [19] та [26] автор на основі мікроскопічної моделі оцінив інтенсивність і радіус ефективної взаємодії між ядром ${}^6\text{He}$ та α -частинкою, обумовленої обмінними ефектами, та сформулював рекомендації до вибору параметрів ортогоналізуючого потенціалу, який використовують в макроскопічних моделях для моделювання принципу Паулі.

В роботах [20] та [21] автор розробив та реалізував представлення у фазовому просторі векторів квантових станів двокластерних систем.

В роботі [22] автор з'ясував вплив поляризації кластерів ${}^6\text{He}$ та ${}^8\text{Be}$ на структуру зв'язаних станів та резонансів ядра ${}^{10}\text{Be}$, використовуючи потенціал Міннесоти за нуклон-нуклонний потенціал.

Апробація результатів дисертації. Дисертаційна робота має достатній рівень апробації. Основні її результати доповідались на семінарах відділу структури атомних ядер і наукових сесіях Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України, на семінарах інших провідних наукових центрів України (Інститут ядерної фізики НАН України, Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"), Росії (Об'єднаний інститут ядерних досліджень м. Дубна), Італії (відділення Національного Інституту ядерної фізики в м. Падуя), Японії (Університет Хоккайдо, м. Саппоро), Німеччині (Фізико-технічний інститут м. Брауншвейг). Крім того результати доповідались на 26 міжнародних наукових конференціях: Yukawa International Seminar "Physics of Unstable Nuclei", Kyoto, November 5-10, 2001; International Symposium on "Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems", Kyoto, November 12-14, 2001; the 52th meeting on nuclear spectroscopy and nuclear structure (Nucleus-2002), Moscow, Russia, 18-22 June, 2002; the 1st Center for Nuclear Study International Summer School, RIKEN, Tokyo, Japan, August 19-23, 2002; International Symposium on new trends of physics, Sapporo, January 20-24, 2003. Hokkaido University (2003); International Symposium on Exotic Nuclei, St.-Petersburg, Russia, June 25-28, 2003; International Symposium "Direct reactions with exotic beams", Surrey, Great Britain, July 9-12, 2003; International symposium on exotic nuclei "EXON-2004", Peterhoff, Russia, 5-12 July, 2004; Carpathian Summer School of Physics "Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics", Mamaia-Constanta, Romania, June 13-24, 2005; Bogolyubov conference, dedicated to the 40y years since foundation of the Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kyiv, 24 - 26 January, 2006; the

International conference on nuclear structure and related topics, Dubna, Russia, June 13 - 17, 2006; the International Symposium on Exotic Nuclei "EXON2006", Khanty-Mansiysk, Russia, 17-22 July 2006; the 13th Euro Summer School on Exotic Beams, Trento, Italy, 11-15 September 2006; the Erice School on Nuclear Physics: "Radioactive Beams, Nuclear Dynamics and Astrophysics", Erice, Sicily, Italy, September 16-24, 2006; Bogolyubov conference, Kyiv, 4-5 December, 2007; 20th European conference on few-body system, Pisa, Italy, 10-14 September, 2007; II International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 9 - 15, 2008, Kyiv, Ukraine; the Fifth International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, September 7 - 13, 2008, Ryn, Poland; International Conference "Nuclear structure and related topics", June 30 - July 4, 2009, Dubna, Russia; the 4th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, September 3-7, 2012, Kyiv, Ukraine; International Conference "Problems of theoretical physics" dedicated to Alexander Davydov 100th birthday, October 8 - 11, 2012, Kyiv, Ukraine; the 22nd European Conference on Few Body Problems in Physics, September 9-13, 2013, Krakow, Poland; EMMI program "Halo Physics at the Neutron Drip Line", GSI, Darmstadt, Germany, Jan 29 - Feb 7, 2014; 14th international conference on nuclear reaction mechanisms, Varenna (Italy), Villa Monastero June 15 - 19, 2015; WE-Heraeus-Seminar on "Few-body physics: Advances and prospects in Theory and Experiment", 17 - 20 April 2016, the Physikzentrum Bad Honnef, Germany; Bogolyubov Conference "Problems of Theoretical Physics", Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, May 24-26, 2016, Kiev; III International Workshop "Nuclear Physics and Astrophysics", April 14-16, 2016, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan.

Публікації. Матеріали дисертації опубліковані в 22 наукових статтях в реферованих провідних наукових виданнях [1-22], 4 статтях в матеріалах конференцій [23-26] та 11 тезах конференцій [27-37].

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається зі вступу, трьох розділів, списку використаних джерел. Матеріал викладено на 375 сторінках, містить 82 рисунки, 25 таблиць та список цитованої літератури з 183 найменувань.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** обґрунтовано актуальність основних напрямків досліджень, показано зв'язок роботи з науковими планами та темами, сформульовано мету та задачі дослідження, показано, в чому полягає новизна та практичне значення отриманих результатів, висвітлено особистий внесок здобувача при отриманні результатів, проілюстровано апробацію результатів.

Перший розділ. У цьому розділі сформульовано основні положення дискретного представлення дозволених станів, на основі якого вдається точно врахувати вплив принципу Паулі на досліджувані в рамках методу резонуючих груп процеси зіткнення легких атомних ядер. Істотною особливістю цього підходу є звернення до простору Фока-Баргманна, що допомагає отримати простий опис динамічних явищ, які супроводжують процеси зіткнення. Детально аналізується вплив принципу Паулі

на динаміку кластер-кластерної взаємодії в одноканальних бінарних кластерних системах, таких як $^4\text{He}+^4\text{He}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ і $^4\text{He}+n$.

У **підрозділі 1.1** викладено загальний опис мікроскопічної кластерної моделі, яка застосовувалась для опису ядер в даній дисертаційній роботі. Слідуючи методу резонуючих груп, вважаємо, що досліджувані ядерні системи складаються з двох чи трьох кластерів. Хвильова функція такої системи будується у вигляді антисиметризованого добутку внутрішніх хвильових функцій кластерів і хвильової функції їх відносного руху. Внутрішні хвильові функції кластерів фіксовані, а хвильову функцію відносного руху кластерів знаходять в результаті розв'язку інтегро-диференціального рівняння, яке отримують шляхом підстановки хвильової функції МРГ в рівняння Шредінгера і інтегрування по одностинкових координатах.

Вводиться поняття ефективного потенціалу взаємодії кластерів, який виникає в результаті врахування обмінних ефектів між нуклонами різних кластерів. Ефективна взаємодія, обумовлена дією принципу Паулі, з'явилась перш за все як результат модифікації матриці оператора кінетичної енергії, яка має трьохдіагональний вигляд в представленні базису гармонічного осцилятора. Через дію оператора антисиметризації недіагональні елементи цієї матриці містять власні значення дозволених станів. Саме завдяки цій обставині обертаються на нуль матричні елементи, що пов'язують дозволених і заборонених стани, а фаза розсіяння виявляється відмінною від нуля навіть за відсутності кластер-кластерної взаємодії, що породжується нуклон-нуклонним потенціалом. Амплітуда зміни фази пропорційна кількості заборонених станів, і вона тим більша, чим інтенсивніший ефективний потенціал і чим більший його радіус.

Кількість заборонених станів, як і величини власних значень дозволених станів, безпосередньо впливають на структуру хвильових функцій дискретного і неперервного спектра. Так число заборонених станів визначає радіус тієї області найменших відстаней між кластерами, де пригнічені хвильові функції, принаймі доки енергія останніх не перевищує деякого граничного значення. Вона буде тим більша, чим більше нуклонів входить до складу кожного кластера. Що ж стосується власних значень дозволених станів, то від них залежить поведінка хвильових функцій поза тією областю, де вони пригнічені забороненими станами. Власні значення формують ефективний потенціал взаємодії кластерів, поява якого зобов'язана оператору антисиметризації і від якого залежить, якими будуть коефіцієнти розкладу хвильової функції по базису дозволених станів.

Поведінка власних значень в залежності від числа осциляторних квантів відома. Всі вони прагнуть до одиниці, коли число квантів ν перевищує деяке ν_{max} , що вказує на межу області дії оператора антисиметризації. Найбільші власні значення (класифіковані за допомогою індексів SU(3)-симетрії і додаткових квантових чисел у випадку виродження) відповідають базисним станам лідируючих SU(3)-незвідних представлень. Амплітуди останніх максимальні для станів дискретного спектра системи кластерів і домінують в станах неперервного спектра з малою надпороговою енергією.

Використовуючи базис гармонічного осцилятора для побудови дозволених станів, можна безпосередньо судити про характер кластер-кластерної взаємодії, обумовленої обміном нуклонів в процесі зближення кластерів.

У **підрозділі 1.2** дано визначення твірної функції, що генерує повний базис дозволених принципом Паулі базисних функцій в координатному просторі $\psi_n(\{\mathbf{r}\})$ і в просторі Фока-Баргманна $\psi_n(\{\mathbf{R}\})$. Твірною функцією є детермінант Слейтера $\Phi(\{\mathbf{r}\}, \{\mathbf{R}\})$, складений з нуклонних орбіталей

$$\varphi_k(\mathbf{r}_i) = \pi^{-3/4} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_i^2}{2} + \sqrt{2}(\mathbf{R}_k \mathbf{r}_i) - \frac{\mathbf{R}_k^2}{2}\right), \quad i \in A_k.$$

Тут A_k – число нуклонів в k -му кластері.

Кожна з цих орбіталей є власною функцією оператора координати $\mathbf{r}_i$:

$$\hat{\mathbf{r}}_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{R}_k + \nabla_{\mathbf{R}_k}),$$

визначеного в просторі Фока-Баргманна. До того ж вона є ядром інтегрального перетворення від координатного представлення до представлення Фока-Баргманна, в якому незалежними змінними є комплексні вектори

$$\mathbf{R} = \frac{\boldsymbol{\xi} + i\boldsymbol{\eta}}{\sqrt{2}}.$$

Тут $\boldsymbol{\xi}$ і $\boldsymbol{\eta}$ – вектори координати і імпульса, відповідно.

Там же вводиться інтеграл перекриття генераторних функцій:

$$\bar{I}(\mathbf{S}_k, \mathbf{R}_k) = \int \Phi(\mathbf{S}_k, \{\mathbf{r}\}) \Phi(\mathbf{R}_k, \{\mathbf{r}\}) d\tau,$$

що після усунення руху центра мас стає трансляційно-інваріантним інтегралом перекриття $I(\mathbf{S}, \mathbf{R})$, який зазвичай називають ядром нормування. Водночас, $I(\mathbf{S}, \mathbf{R})$ є ядром інтегрального рівняння:

$$\Lambda \psi(\mathbf{R}) = \int I(\mathbf{S}, \mathbf{R}) \psi(\mathbf{S}^*) d\mu_{\mathbf{S}},$$

де $d\mu_{\mathbf{S}} = \exp\{-(\mathbf{S}\mathbf{S}^*)\} d\boldsymbol{\xi} d\boldsymbol{\eta}$ – міра Баргманна, Λ – власне значення ядра нормування.

Звернення до цього інтегрального рівняння вирішує питання про побудову в явному вигляді дозволених базисних функцій, щоб потім вивести систему алгебраїчних рівнянь дискретного представлення для реалізації методу резонуючих груп:

$$\sum_n \langle n | \hat{H} | \tilde{n} \rangle C_{\tilde{n}} - E \Lambda_n C_n = 0,$$

де n – набір квантових чисел, C_n – коефіцієнти розкладу хвильової функції по базису дозволених станів в просторі Фока-Баргманна або координатному просторі:

$$\Psi_{\kappa(E)}(\mathbf{R}) = \sum_n \sqrt{\Lambda_n} C_n^{\kappa(E)} \psi_n(\mathbf{R}), \quad \Psi_{\kappa(E)}(\mathbf{r}) = \sum_n \sqrt{\Lambda_n} C_n^{\kappa(E)} \psi_n(\mathbf{r}).$$

Також тут пояснюються шляхи розв'язку цієї системи алгебраїчних рівнянь.

У **підрозділі 1.3** обговорюються загальні положення, що стосуються залежності фазових зсувів від енергії і, зокрема, ті, що пов'язані з узагальненою теоремою Левінсона. Узагальнена теорема Левінсона звертається не лише до зв'язаних станів,

але і до заборонених принципом Паулі. В сукупності вони і визначають амплітуду зміни фази. Посилання на узагальнену теорему Левінсона потребувало з'ясування формальних причин її справедливості. Є дві точки зору на характер взаємодії компаунд-систем. Одна з них зводиться до твердження про існування надглибокого потенціалу, що забезпечує виконання теореми Левінсона. Інша припускає, що важливою особливістю кластер-кластерної взаємодії є існування жорсткого кора. В дисертації показано, що вимоги узагальненої теореми Левінсона будуть виконуватись, якщо гамільтоніан двох компаунд-систем побудований у повній відповідності з вимогами принципу Паулі.

Предметом **підрозділу 1.4** є питання про вплив принципу Паулі на структуру матриці оператора кінетичної енергії. Показано, що виключення заборонених станів ще не розв'язує задачу повністю, оскільки матриця кінетичної енергії відносного руху кластерів містить власні значення A_ν оператора антисиметризації дозволених станів з числом осциляторних квантів ν і з цієї причини не тотожна матриці кінетичної енергії вільного руху кластерів. Продemonстровано, що завдяки усуненню заборонених принципом Паулі станів ($A_\nu=0$) власні функції оператора кінетичної енергії в області відносно малих значень енергії подібні власним функціям частинки в полі з жорстким кором, радіус і інтенсивність якого пропорційні кількості заборонених станів. Вплив власних значень частково заборонених ($A_\nu<1$) станів та наддозволених станів ($A_\nu>1$) на оператор кінетичної енергії відносного руху кластерів приводить до появи ефективного потенціалу антисиметризації між кластерами. Цей потенціал є відштовхувальним, якщо власні значення оператора антисиметризації прагнуть до одиниці знизу, і притягувальним, якщо власні значення оператора антисиметризації прямують до одиниці згори. Ефективний потенціал антисиметризації спадає за експоненційним законом із збільшенням числа квантів, як і породжувана нуклон-нуклонними силами кластер-кластерна взаємодія, проте є більш далекодіючим. Це означає, що при зближенні кластерів спочатку вони зазнають впливу ефективного потенціалу, обумовленого зміною кінетичної енергії під дією принципу Паулі. І лише на самих малих відстанях між кластерами вступає в гру породжуваний нуклон-нуклонними силами потенціал взаємодії між кластерами.

У **підрозділі 1.5** дискретне представлення методу резонуючих груп використовується для аналізу відносно простих одноканальних систем, що складаються з двох тотожних магічних ядер, таких як ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}+{}^{40}\text{Ca}$.

Як видно з рис. 1, кількість заборонених станів помітно зростає із збільшенням кількості нуклонів в кожному з кластерів. Крім того, зростає також кількість майже заборонених і майже дозволених станів, що свідчить про розширення тієї області, де вступають в гру обмінні ефекти. Оскільки всі власні значення монотонно прагнуть до одиниці знизу, ефективна взаємодія, що породжується впливом принципу Паулі на оператор кінетичної енергії, відповідає відштовхуванню. Саме тому при малих енергіях хвильові функції систем, що розглядаються, пригнічені в тій області, де власні значення дозволених станів близькі до нуля.

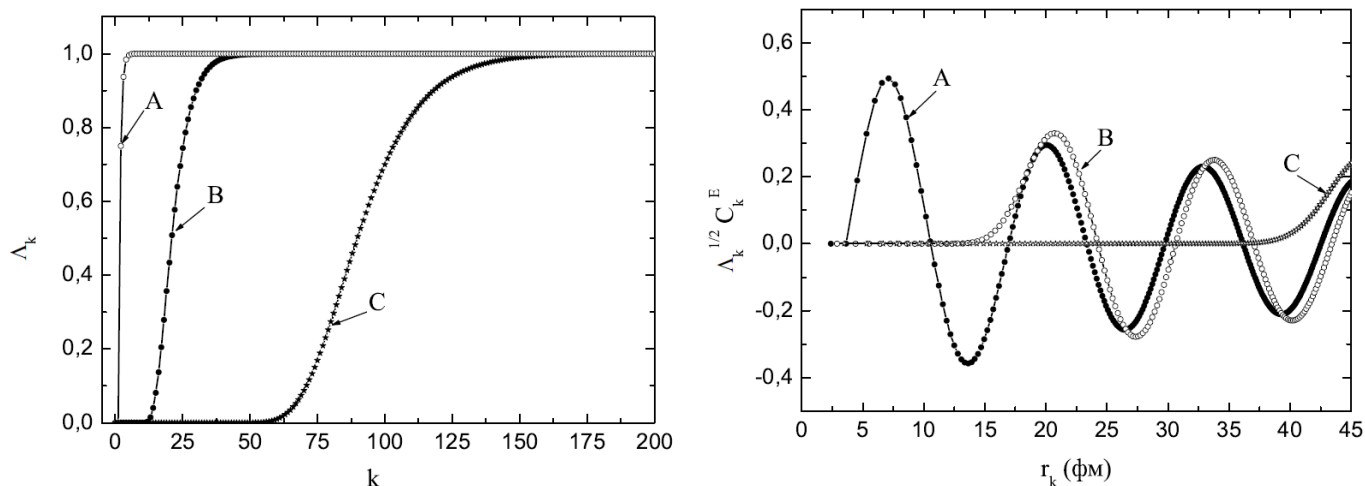


Рис. 1. Власні значення ядер нормування в залежності від числа квантів k (ліворуч) та коефіцієнти розкладу по базису дозволених станів хвильових функцій неперервного спектра (праворуч) при $E=5$ MeV. А – α - α ; В – ^{16}O - ^{16}O ; С – ^{40}Ca + ^{40}Ca .

У **підрозділі 1.6** на прикладі розсіювання нейтрона на альфа-частинці розглядається найпростіший приклад ефективного притягання, обумовленого впливом принципу Паулі на кінетичну енергію відносного руху ядер. Для цієї системи фаза розсіювання не може бути відтворена за допомогою оптичного потенціалу, що симулює дію принципу Паулі.

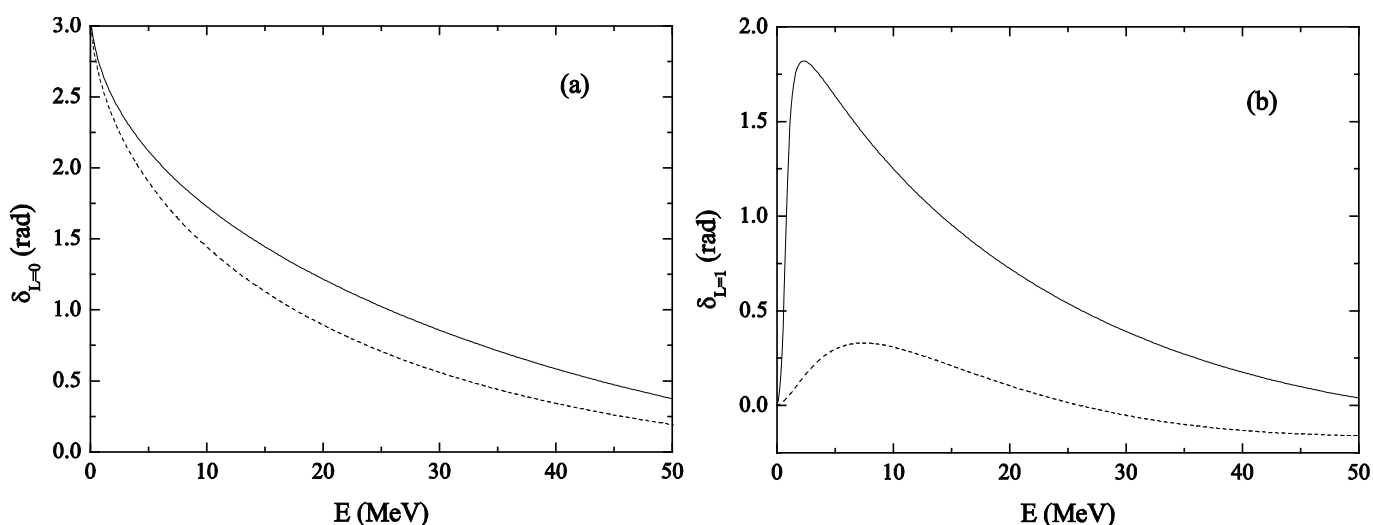


Рис. 2. Фази α + n розсіювання в станах з (а) $L=0$ і (б) $L=1$. Суцільна крива: фази розсіювання, отримані в наближенні нульового радіусу дії ядерних сил. Пунктирна крива: фази розсіювання, отримані з урахуванням лише кінетичного обмінного потенціалу

На рис. 2 представлена фаза пружного розсіювання нейтрона на α -частинці в станах з $L^\pi=0^+$ (рис. 2 (а)) та $L^\pi=1^-$ (рис. 2 (б)). Нульовий орбітальний момент відповідає меншим за одиницю власним значенням, тоді як власні значення, що перевищують одиницю, відповідають моменту $L=1$. Як видно з рис. 2, ефективна взаємодія, що спричиняється обмінним кінетичним потенціалом, є притягувальною в станах з $L=1$. Проте інтенсивність цього притягування, викликаного ефектами антисиметризації, що з'являються виключно з кінетичної енергії, недостатньо

висока, щоб забезпечити існування експериментально спостережуваного резонансу $L^\pi=1^-$ в неперервному спектрі ядра ^5He

У підрозділі 1.7 увага зосереджена на аналізі фазових портретів бінарних кластерних систем. В представленні Фока-Баргманна незалежними змінними хвильової функції стають і координати нуклонів, і імпульси, а функція розподілу густини ймовірності визначена в фазовому просторі. Тому це представлення відкриває нові перспективи для аналізу функцій розподілу бінарних кластерних систем, кожному стану такої системи співставляючи сукупність фазових траєкторій ("фазовий портрет") і тим самим підкреслюючи різницю між класичною і квантовою теорією. Хвильова функція бінарної кластерної системи в цьому представленні дає ймовірність реалізації кожної з траєкторій фазового портрету. Досліджено фазові портрети зв'язаних та резонансних станів ядер ^6Li та $^7,8\text{Be}$, коли кожне з цих ядер розглядається в рамках мікроскопічної двокластерної моделі.

Ядра, які розглянуто в цьому підрозділі, мають чітку двокластерну структуру. Спектри зв'язаних та резонансних параметрів цих ядер представлені в Табл. 1 разом з вхідними параметрами розрахунків (осциляторною довжиною b та параметром

Система		Параметри			Теорія		Експеримент	
Ядро	A_1+A_2	b , фм	u	J^π	E , МеВ	Γ , МеВ	E , МеВ $\pm$ кеВ	Γ , МеВ $\pm$ кеВ
^6Li	$\alpha+d$	1.3110	0.9254	1^+	-1.475		-1.4743	
				3^+	0.848	0.0284	0.712 ± 2	0.024 ± 2
				2^+	4.288	3.0052	2.838 ± 22	1.3 ± 100
^7Li	$\alpha+t$	1.3451	0.969	$3/2^-$	-2.4676		-2.4670	
				$1/2^-$	-1.6040		-1.9894	
				$7/2^-$	2.4710	0.1285	2.185	0.069
				$5/2^-$	4.9390	1.7121	4.137	0.918
^7Be	$\alpha+^3\text{He}$	1.3451	0.969	$3/2^-$	-1.6302		-1.5866	
				$1/2^-$	-0.8161		-1.1575	
				$7/2^-$	3.3360	0.2232	2.98 ± 50	0.175 ± 7
				$5/2^-$	5.7420	2.0207	5.14 ± 100	1.2
^8Be	$\alpha+\alpha$	1.3736	0.95	0^+	0.0818	2.4	0.0918	5.57 ± 0.25
				2^+	1.2840	0.6418	3.12 ± 10	1.513 ± 15
				4^+	9.7970	3.5827	11.44 ± 150	≈ 3.5

Табл. 1. Спектр зв'язаних і резонансних станів легких ядер та вхідні параметри розрахунків. Теоретична та експериментальна ширина 0^+ резонансу в ядрі ^8Be подана в еВ.

змішування u нуклон-нуклонного потенціалу Міннесоти). Параметри b та u вибрано так, щоб мінімізувати енергію відповідного домінантного двокластерного порогу розпаду ядра та енергію основного стану. Як видно, з вхідними параметрами, які показані в Табл. 1, ми отримуємо досить добрий опис зв'язаних та резонансних станів ядер, порівняно з відповідними експериментальними даними.

Побудувавши хвильову функцію у просторі Фока-Баргманна, ми можемо знайти густину розподілу, яка залежить від шести змінних: абсолютних значень координати ξ та імпульсу η і чотирьох кутів Ω_ξ і Ω_η :

$$dD_E(\xi, \eta) = |\Psi_E(\mathbf{R})|^2 d\mu_B = |\Psi_E(\mathbf{R})|^2 \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{2}\right) \frac{d\xi d\eta}{(2\pi)^3}.$$

Густина розподілу $dD_E(\xi, \eta)$ позитивно визначена для усіх значень ξ та η , на відміну від функції Вігнера, яку часто використовують для побудови густин розподілу у фазовому просторі. Проінтегрувавши цю величину по кутах, отримаємо густину розподілу $D_E(\xi, \eta)$, що залежить лише від відстані між взаємодіючими кластерами ξ та імпульсу їх відносного руху η :

$$D_E(\xi, \eta) = \frac{\int d\Omega_\xi \int d\Omega_\eta dD_E(\xi, \eta)}{d\xi d\eta}.$$

Для фіксованої енергії E та інших інтегралів руху, таких як орбітальний момент та парність, густина розподілу $D_E(\xi, \eta)$ складається з нескінченного числа фазових траєкторій. Фазові траєкторії будемо визначати як неперервну множину точок на площині (ξ, η) для фіксованого значення густини розподілу $D_E(\xi, \eta) = \text{const}$, при цьому ймовірність реалізації даної фазової траєкторії пропорційна величині $D_E(\xi, \eta)$. Далі ми будемо називати нескінчену множину фазових траєкторій для певного квантового стану досліджуваної системи *фазовим портретом*. Із збільшенням енергії E , усі квантові фазові портрети поступово наближаються до їх класичної границі. Тому, аналізуючи фазові портрети, ми можемо кількісно оцінити енергію при якій максимум густини розподілу $D_E(\xi, \eta)$ припадає на класичну траєкторію.

Загальна риса фазових портретів для зв'язаних станів полягає у тому, що вони концентруються в досить вузькій області фазового простору, незважаючи на той факт, що деякі ядра є слабкозв'язаними (рис. 3). Як слід було очікувати, чим більш диспергований стан у координатному просторі, тим більш компактний він в імпульсному просторі та навпаки.

У досліджуваних нами ядер існують вузькі та широкі резонансні стани, для яких можна очікувати зовсім різних густин розподілу та форми фазових портретів. Це дійсно так, як можна бачити на рис. 4 де показані фазові портрети для вузького 3^+ і широкого 2^+ резонансних станів в ядрі ${}^6\text{Li}$. Ми спостерігаємо велику схожість вузьких резонансних станів та зв'язаних станів. Вони реалізують себе у компактній ділянці фазового простору. Що стосується широких резонансних станів, то вони мають головний максимум при відносно малих значеннях координати ξ та імпульсу η . Крім цього, вони також мають регулярні максимуми при фіксованих значеннях η , але різних значеннях ξ . Ці структури відображають осциляторну поведінку координатної хвильової функції та δ -подібну поведінку хвильової функції в імпульсному просторі.

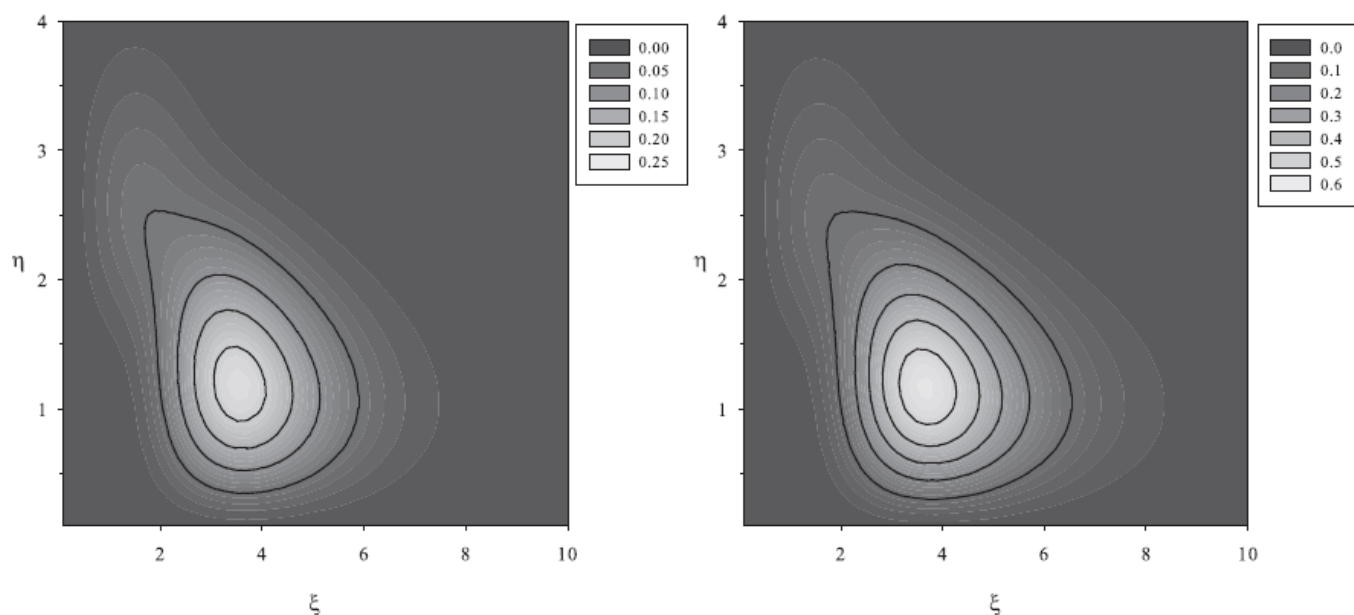


Рис. 3. Фазові портрети для $3/2^-$ (ліворуч) і $1/2^-$ (праворуч) зв'язаних станів ядра ${}^7\text{Li}$.

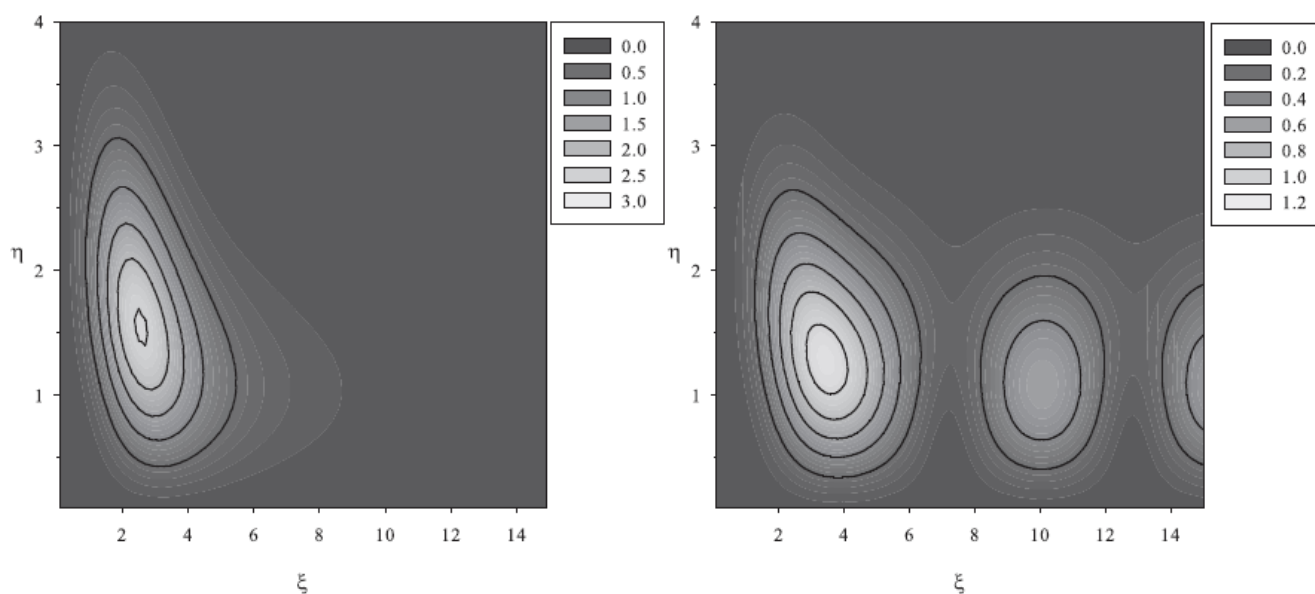


Рис. 4. Фазові портрети для 3^+ (ліворуч) і 2^+ (праворуч) резонансних станів ядра ${}^6\text{Li}$.

Розглянуто також високоенергетичні збудження двокластерних систем, де всі квантові траєкторії наближаються до класичних. Як видно з рис. 5, де наведено фазовий портрет 0^+ збудженого стану ядра ${}^8\text{Be}$ з енергією $E \approx 60$ MeV, максимум густини розподілу спостерігається для величини η , яка досить близька до відповідного безрозмірного значення моменту k . Це значить, що класичний режим реалізується при відносно невеликих енергіях збудження двокластерних систем. Важливо підкреслити, що класичний режим стає чинним для помірних значень координати.

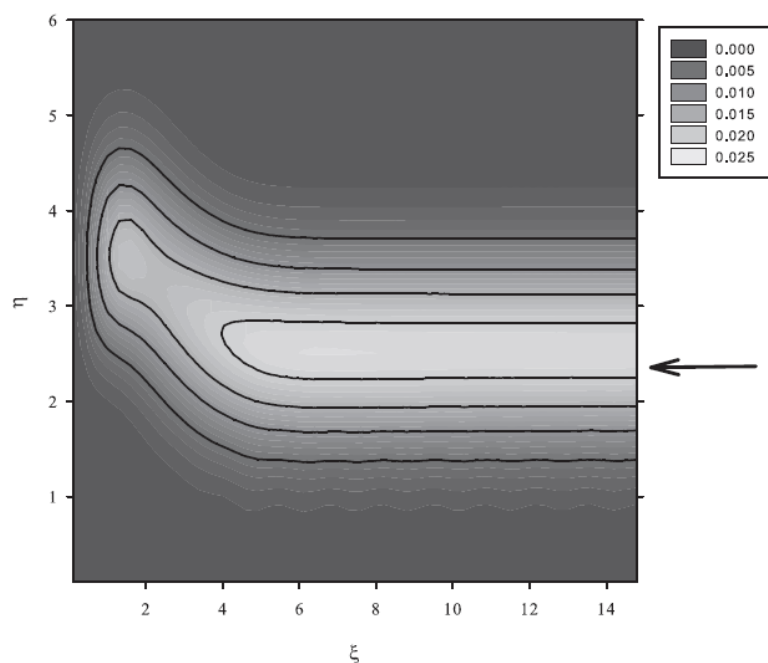


Рис. 5. Фазовий портрет 0^+ збудженого стану ядра ${}^8\text{Be}$ з енергією $E = 60.21$ MeV та безрозмірним моментом $k = 2.34$ (ця величина вказана стрілкою).

Другий розділ. У цьому розділі аналізується вплив принципу Паулі на відносний рух легких ядер в процесі їх зіткнення для багатоканальних бінарних кластерних систем з надлишком нейтронів, таких як ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}+{}^2\text{n}$, ${}^{11}\text{Be}+{}^1\text{n}$, ${}^6\text{He}+{}^4\text{He}$. Встановлено, що в багатоканальних зіткненнях кластерів з надлишком нейтронів визначальну роль відіграють власні значення матриці густини бінарної кластерної системи. Дано оцінку перерізів непружного розсіяння, коли враховується збудження взаємодіючих підсистем, а також ефективних перерізів реакцій перебудови ядер в зіткненні. Розроблено алгоритм розв'язку багатоканальних задач з

урахуванням різного типу кластеризацій. Розглядається співіснування різних кластерних конфігурацій в ядрі ${}^{12}\text{Be}$ та в тетранейтроні. Досліджується можливість встановлення зв'язку між результатами мікроскопічної моделі та параметрами ортогоналізуючого потенціалу, який часто використовують в макроскопічних моделях для моделювання принципу Паулі.

У **підрозділі 2.1** розглядається зіткнення двох ядер ${}^6\text{He}$ на основі мікроскопічного підходу – алгебраїчної версії методу резонуючих груп, в рамках якого точно враховується принцип Паулі і кінематика системи, а динаміка моделюється наближенням нульового радіуса ядерних сил. Кінематична інформація отримується з ядра нормування, сконструйованого з одночастинкових орбіталей, які є ядрами інтегрального перетворення Баргманна. Ядро нормування визначено в просторі Фока-Баргманна і розкладено по базису функцій гармонічного осцилятора.

Випадок $\text{SU}(3)$ -виродження базису потребує спеціального розгляду і шлях усунення такого виродження вказаний в цьому підрозділі. В цьому підрозділі також обговорюється структура функцій базису кутового моменту (l -базису), який потрібен для визначення асимптотичної поведінки коефіцієнтів розкладу хвильової функції по базису $\text{SU}(3)$ і врахування різних порогових енергій каналів розпаду, що супроводжуються збудженням кластерів. Встановлюється співвідношення між базисом кутового моменту і базисом $\text{SU}(3)$.

На прикладі системи ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$ показано, що в просторі Фока-Баргманна пошук власних значень ядра нормування можна звести до аналітичного обчислення інтегралів від добутку ядра нормування і власних функцій базису $\text{SU}(3)$ (за відсутності $\text{SU}(3)$ -виродження). Останні можна знайти а priori. Власні функції вироджених $\text{SU}(3)$ -представлень визначаються в результаті розв'язку інтегрального

рівняння з виродженим ядром. Алгоритм розв'язку цього рівняння зводиться до стандартних алгебраїчних операцій. Проте слід врахувати, що власні значення ядра інтегрального рівняння мають скінченну граничну точку. В цій точці функції ядра можна визначити лише з точністю до унітарного перетворення. Між тим, при всіх скінченних значеннях числа осциляторних квантів власні функції ядра визначаються однозначно. Власні функції виродженого $SU(3)$ -незвідного представлення при малих значеннях k пов'язані з асимптотичними функціями (власними функціями ядра при $k \rightarrow \infty$) матрицею повороту. При зміні числа квантів змінюється і значення кута повороту, що відображається на структурі функцій вироджених станів. Власні значення ядра нормування прагнуть до одиниці із зростанням k і їх поправки експоненційно малі. Проте врахування цих малих поправок дозволяє однозначно визначити асимптотичні функції ядра нормування при $k \rightarrow \infty$.

Число дозволених принципом Паулі станів зростає із збільшенням числа квантів від одного (при $n=2k=4$) до п'яти (при $n=2k=10$). Оператор антисиметризації не пов'язує різні $SU(3)$ канали, вони зв'язані через оператор кінетичної енергії. В той же час функції l -базису пов'язані лише через оператор антисиметризації і цей зв'язок спадає із зростанням k експоненційно, на відміну від функцій базису $SU(3)$, зв'язок яких слабне обернено пропорційно k . Унітарне перетворення від базису $SU(3)$ до l -базису розщеплює рівняння асимптотичного при великих k режиму і тим самим вирішує проблему замикання системи рівнянь АВМРГ для визначення коефіцієнтів розкладу по базису $SU(3)$.

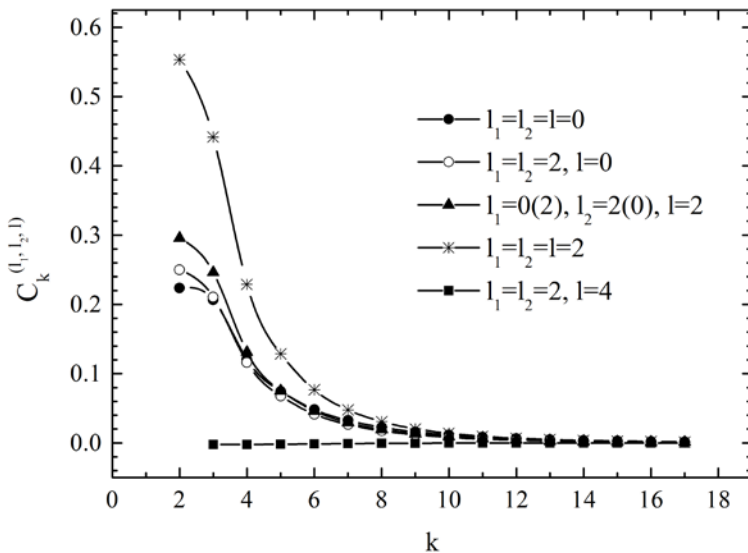


Рис. 6. Основний стан $^{12}\text{Be} = {}^6\text{He} + {}^6\text{He}$: коефіцієнти розкладу хвильової функції по l -базису

в функції основного стану домінує канал ($l_1=l_2=l=2$). Важливо відзначити також факт м'якості ядра ^{12}Be у порівнянні з передбаченнями моделі оболонки (рис. 6).

Поведінка нормувальних констант для станів неперервного спектру на інтервалі енергій $\varepsilon < E < 2\varepsilon$ (ε – енергія 2^+ -збудження ${}^6\text{He}$) залежить не лише від енергії, але і від того, який з двох відкритих каналів є вхідним. Досить яскраво

Внаслідок впливу принципу Паулі, хвильова функція основного стану ядра і станів неперервного спектра розподілена по різних каналах l -базису. Внесок кожного з каналів в хвильову функцію визначається величиною нормувальної константи (що характеризує амплітуду хвильової функції в закритому каналі) і близькістю енергії до порогової для даного каналу. Завдяки великому значенню нормувальної константи

виражений пік, який спостерігається в енергетичній залежності нормувальної константи в каналі ($l_1=l_2=2$, $l=4$) (за умови, що вхідним каналом є той, в якому збуджується один з кластерів ${}^6\text{He}$) може свідчити про резонанс в цьому каналі. Поведінка фаз розсіяння не вказує на наявність резонансів.

Поряд з кластеризацією ${}^{12}\text{Be}$ по каналах, в яких кожне з двох ядер ${}^6\text{He}$ знаходиться в основному чи в збудженому стані, розглянуто також канали ${}^4\text{He}+{}^8\text{He}$, допускаючи можливість збудження 2^+ стану ядра ${}^8\text{He}$. Підключення конфігурації ${}^4\text{He}+{}^8\text{He}$ вносить суттєві поправки в результати розрахунків лише з кластеризацією ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$. При одночасному врахуванні різних кластерних конфігурацій спостерігається суттєве підсилення обмінних ефектів. Це явище пов'язане з тим, що з'являються нові гілки збуджень з особливо великими, більшими за одиницю власними значеннями дозволених станів. В результаті зобов'язане обмінним ефектам притягання виявляється досить сильним, щоб без участі нуклон-нуклонної взаємодії

між нуклонами різних кластерів забезпечити появу і зв'язаного стану, і резонансу.

Завдяки врахуванню принципу Паулі задача зіткнення атомних ядер стає багатоканальною, і продуктами розпаду компаунд-систем, що утворюються в процесі зіткнення, стають збуджені стани взаємодіючих кластерів, а також кластери, структура яких відрізняється від структури вихідних кластерів (рис. 7). В результаті вдається оцінити величину ефективних перерізів ядерних реакцій, що супроводжуються збудженням або перебудовою кластерів. Відомості хоча б про порядок величини цих перерізів можуть бути корисними при постановці

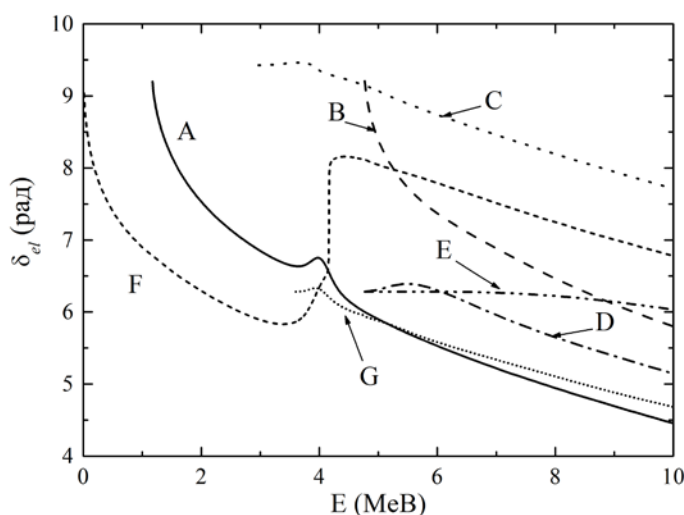


Рис. 7. Фази пружного багатоканального розсіяння, що формуються модифікованим оператором кінетичної енергії. Розсіяння ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$: A - ($l_1=l_2=l=0$); B - ($l_1=l_2=2$, $l=0$); C - ($l_1=2$ (0), $l_2=0$ (2), $l=2$); D - ($l_1=l_2=l=2$); E - ($l_1=l_2=2$, $l=4$). Розсіяння ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$: F - ($l_1=l_2=l=0$); G - ($l_1=l_2=2$, $l=0$).

майбутніх експериментів.

У підрозділі 2.2 розглядається співіснування кластерних конфігурацій ${}^{11}\text{Be}+n$ та ${}^{10}\text{Be}+{}^2n$ в ядрі ${}^{12}\text{Be}$. Обговорюються дерева Якобі різних бінарних кластерних конфігурацій ядерної системи, а також зв'язок хвильової функції моделі оболонок і функцій різних кластерних конфігурацій з мінімальним числом квантів.

Власні значення і власні функції ядра нормування бінарних кластерних систем ${}^{11}\text{Be}+n$ та ${}^{10}\text{Be}+{}^2n$ пред'являються в явному вигляді (рис. 8). Показано, що власні значення, що перевищують одиницю і до того ж є максимальними для ядер p -оболонки, з'являються у ядер кінця p -оболонки, коли валентний нейтрон замикає нейтронний магічний остов. В таких системах ефективно притягання кластерів на малих відстанях між ними проявляється найбільш яскраво. Прикладом такої

системи є кластерна конфігурація $^{11}\text{Be}+n$ ядра ^{12}Be . Ефективне притягання нейтрона і ^{11}Be , породжуване модифікованим оператором кінетичної енергії, створює зв'язаний стан ^{12}Be з енергією $E=-6.3$ MeV нижче порогу розвалу ^{12}Be на ^{11}Be і

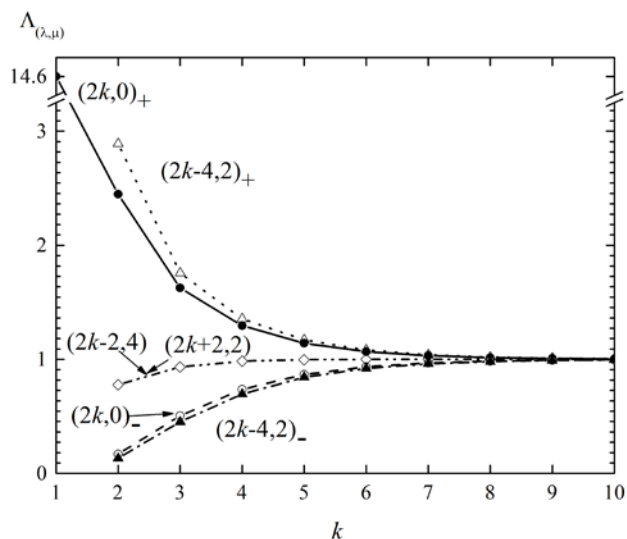


Рис. 8. Власні значення ядра нормування для ядра ^{12}Be за умови врахування двох кластерних конфігурацій. Індеси SU(3)-симетрії (λ, μ) вказані біля кривих.

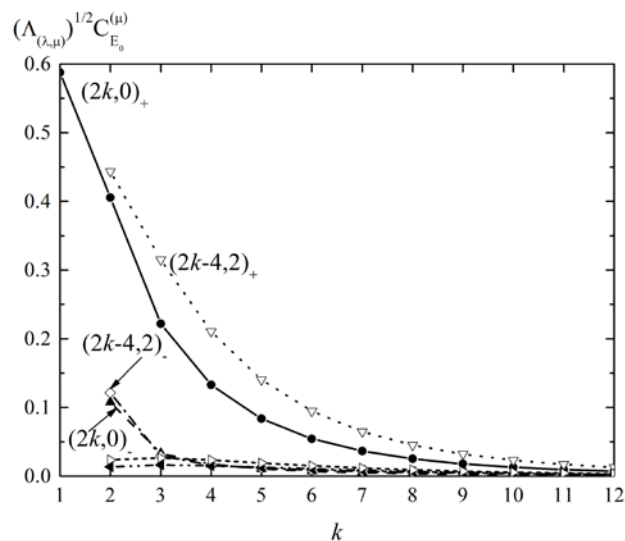


Рис. 9. Коефіцієнти розкладу хвильової функції основного стану ядра ^{12}Be по SU(3)-базису у двохконфігураційному наближенні та з урахуванням модифікованого оператора кінетичної енергії.

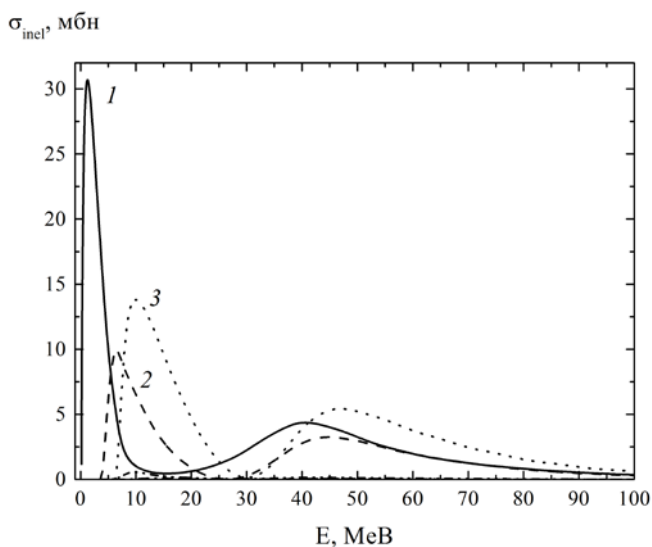


Рис. 10. Перерізи непружного розсіяння в канали 1) $^{10}\text{Be}(0^+)+^2n$, $l=0$; 2) $^{10}\text{Be}(2^+, K=0)+^2n$, $l=2$; 3) $^{10}\text{Be}(2^+, K=2)+^2n$, $l=2$. Вхідний канал $^{11}\text{Be}(1^-)+n$, $l=1$. K – проекція моменту на власну вісь ядра.

системи в наближенні кількох бінарних конфігурацій. Показано, що імовірність присутності кластерної конфігурації в найнижчій базисній функції бінарної кластерної системи пропорційна власному значенню ізольованої конфігурації.

Розглянуто дерева Якобі, що відповідають кластерним конфігураціям $^{11}\text{Be}+n$

нейтрон. Це дозволяє припустити, що зв'язаний стан ядра ^{12}Be зобов'язаний своїм походженням впливу обмінних ефектів на оператор кінетичної енергії відносного руху нейтрона і ^{11}Be . Отже, врахування потенціальної енергії взаємодії кластерів (враховуючи як пряму, так і обмінну взаємодію) повинна дещо ослабити ефективне притягання, тим самим зменшуючи енергію зв'язку ^{12}Be за абсолютною величиною і наближуючи її значення до експериментально спостережуваного. Обговорюється структура дозволених базисних функцій бінарної кластерної

та $^{10}\text{Be}+^2\text{n}$ ядра ^{12}Be , і встановлено зв'язок між ними. Дано аналіз структури основного стану ^{12}Be в наближенні двох зв'язаних конфігурацій (рис. 9). Вага функції моделі оболонок в хвильовій функції основного стану ^{12}Be не перевищує 36%, що вказує на дифузність ядра ^{12}Be . Отримано оцінку перерізів непружного розсіювання, що супроводжуються збудженням або перебудовою ядер, що зіштовхуються, тобто реакцій $^{11}\text{Be}(n,^2\text{n})^{10}\text{Be}$. Величина перерізів непружного розсіювання значною мірою визначається вагою відповідного каналу в хвильовій функції МРГ з мінімальним числом квантів (рис. 10).

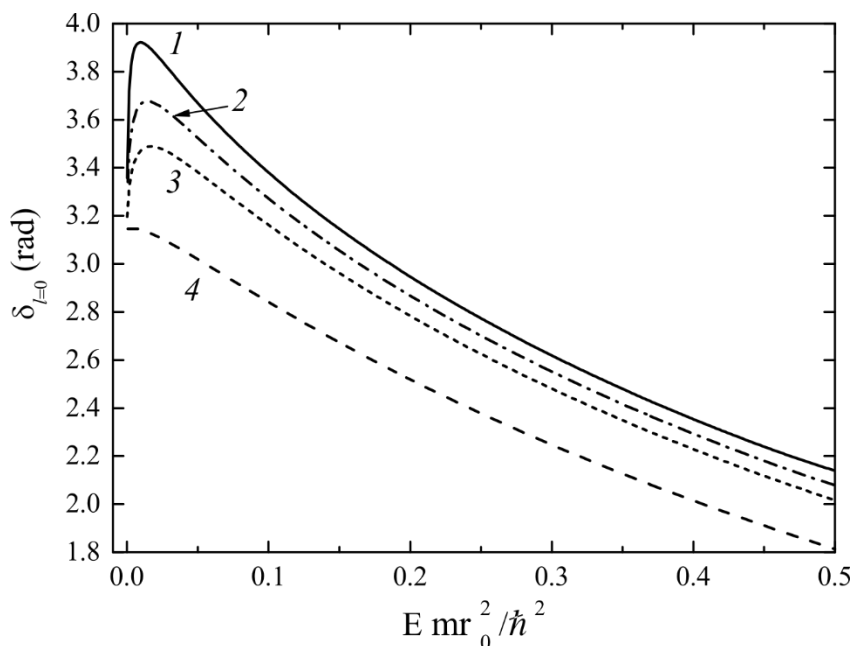


Рис. 11. Фаза пружного $^2\text{n}-^2\text{n}$ розсіювання в дво-конфігураційному наближенні, якщо різниця внутрішніх потенціальних енергій динейтронів та ^3n $\Delta_U=0$ (1); $\Delta_U \neq 0$ і $r_0=10b$ (2), $r_0=5b$ (3), $r_0=b$ (4), де $b=1.48$ фм – радіус дії сил Розенфельда

У підрозділі 2.3 розглядається тетранейтрон як компаунд-система, де співіснують $^3\text{n}+\text{n}$ і $^2\text{n}+^2\text{n}$ зв'язані кластерні конфігурації. Показано, що тетранейтрон не може існувати у вигляді резонансу, якщо взяти до уваги лише кластерну конфігурацію $^2\text{n}+^2\text{n}$. Водночас, виявлено, що тетранейтрон може існувати у вигляді компаунд-системи, де співіснують кластерні конфігурації $^3\text{n}+\text{n}$ і $^2\text{n}+^2\text{n}$. Вплив принципу Паулі на кінетичну енергію відносного руху нейтронних кластерів приводить до їх притягання. Інтенсивність такого притягання достатня, щоб забезпечити існування

резонансу малої енергії в тетранейтроні за умови, що осциляторна довжина достатньо велика (рис. 11). Збільшення осциляторної довжини призводить, в свою чергу, до пригнічення кластер-кластерного потенціалу. Тому результати не залежать від вибору нуклон-нуклонного потенціалу.

Наші результати узгоджуються з експериментальними даними [Marques, 2002], які обговорювались в роботі [Marques, 2005] за допомогою резонанса в тетранейтроні. Автори вказують, що широкий резонанс малої енергії в тетранейтроні може узгоджуватись з подіями, які спостерігались в експерименті [Marques, 2002]. Більше того, теоретичні *ab initio* розрахунки Пайпера [Pieper, 2003] також залишають можливість для широкого резонансу в системі ^4n з енергією 2 МеВ або менше.

У підрозділі 2.4 в рамках мікроскопічної двокластерної моделі ми аналізували вплив принципу Паулі на кінетичну енергію відносного руху ядра ^6He і α -частинки. Було детально досліджено власні значення і власні функції оператора антисиметризації. Побудовано заборонені принципом Паулі стани системи $^6\text{He}+\alpha$ в

явному вигляді і обговорено їх структуру. Хоча заборонені принципом Паулі стани в загальному випадку є суперпозиціями функцій l -базису, кожен з останніх функцій можна співставити певному забороненому стану на підставі парціального складу цього стану. Це саме ті l -базисні функції, які входять у той чи інший заборонений стан з максимальною вагою. Поведінка фаз пружного розсіяння α -частинки на ядрі ${}^6\text{He}$, що породжується виключно забороненими принципом Паулі станами, підтверджує наші висновки. Проведений вище аналіз може бути корисним при проектуванні заборонених принципом Паулі станів за допомогою ортогоналізуючих псевдопотенціалів в двокластерних системах, які містять кластери з відкритою оболонкою.

Детально обговорюється структура дозволених принципом Паулі станів. Побудовано потенціал ефективної взаємодії ${}^6\text{He}-\alpha$, породжуваної завдяки впливу частково заборонених і наддозволених станів на кінетичну енергію відносного руху кластерів. Ми показали, що частково заборонені стани спричиняють ефективне відштовхування кластерів, в той час як наддозволені стани генерують ефективне притягання кластерів. Ми розглянули розсіяння ядра ${}^6\text{He}$ на α -частинці в станах додатної парності та нульового орбітального моменту компаунд-ядра ${}^{10}\text{Be}$. Це саме той випадок, коли ефективне притягання, що продукується двома гілками наддозволених станів, є найбільш вираженим. Інтенсивність цієї взаємодії виявляється достатньою, щоб забезпечити формування біляпорогового стану ядра ${}^{10}\text{Be}$ в околі порогу ${}^{10}\text{Be} \rightarrow {}^6\text{He} + \alpha$ навіть за відсутності нуклон-нуклонної взаємодії між нуклонами різних кластерів.

Слід зауважити, що вищезгадана ефективна взаємодія виникає в результаті модифікації оператора кінетичної енергії відносного руху кластерів і притаманна всім двокластерним моделям. Характер цієї взаємодії залежить лише від внутрішніх хвильових функцій кластерів. Як тільки ми зафіксуємо ці функції, ми маємо очікувати на деяку ефективну міжкластерну взаємодію, чії основні властивості визначаються поведінкою власних значень оператора антисиметризації системи, що розглядається.

У підсумку, наші результати могли б допомогти вибрати знак і величину інтенсивності ортогоналізуючого псевдопотенціала, який використовують з метою моделювання впливу частково заборонених і наддозволених станів на розсіяння легких ядер з надлишком нейтронів.

Третій розділ дисертації присвячено аналізу ролі принципу Паулі на структуру станів дискретного та неперервного спектра трикластерних систем. Розглянуто такі ядра, що мають трикластерну структуру: ${}^5\text{H} = t + n + n$, ${}^{12}\text{C} = 3\alpha$, ${}^8\text{Li} = \alpha + t + n$.

У **підрозділі 3.1** запропоновано новий підхід до проблеми багатоканального спектра систем ${}^AX = A-2X + n + n$ ($A \leq 6$) на основі дискретного представлення повного базису дозволених станів багаточастинкового гармонічного осцилятора, які систематизовані за допомогою індексів $\text{SU}(3)$ симетрії і визначені в просторі Фока-Баргманна. Запропонований підхід дозволяє коректний опис трикластерних систем як в області малих міжкластерних відстаней, де принцип Паулі особливо важливий, так і в асимптотичній області, де утворюються елементи матриці розсіяння.

Вперше здійснено детальний аналіз структури власних функцій і поведінки власних значень трикластерного ядра нормування. В загальному вигляді записано систему лінійних алгебраїчних рівнянь, яка генерує дозволені принципом Паулі стани для різних трикластерних систем, що складаються з s -кластера і двох нейтронів. Ця система залежить від єдиного параметра, який легко знайти для будь-якої трикластерної системи.

Показано, що в просторі Фока-Баргманна дозволені принципом Паулі стани трикластерної системи є суперпозиціями гіпергеометричних функцій, а коефіцієнти розкладу є ортогональними поліномами дискретної змінної. Продемонстровано, що власні значення трикластерної системи прагнуть до власних значень двокластерних підсистем із збільшенням числа осциляторних квантів v . В той же час, відповідні власні вектори набувають простого аналітичного вигляду, тоді як коефіцієнти розкладу стають поліномами Кравчука із зростанням числа осциляторних квантів. Ми пропонуємо шлях розв'язку проблеми $SU(3)$ виродження дозволених принципом Паулі станів. Порядок поліномів Кравчука служить додатковим квантовим числом, яке класифікує стани, що належать до тих самих $SU(3)$ незвідних представлень.

Дозволені принципом Паулі стани трикластерних систем $A^{-2}X+n+n$ можна об'єднати в гілки і сімейства так, що всі стани певної гілки мають спільний індекс $SU(3)$ -симетрії μ , але різне значення першого $SU(3)$ -індексу λ (Табл. 2). Власні значення, що належать до даної гілки, прагнуть до одного і того ж власного значення двокластерної підсистеми $\lambda_k (A^{-1}X)$ із зростанням числа квантів. Гілки, що мають спільні граничні власні значення, об'єднуються в сімейства власних станів, які повністю визначаються порядком k відповідних поліномів Кравчука. Кожне сімейство дозволених принципом Паулі станів асимптотично відповідає певному бінарному порогу розпаду трикластерної системи на двокластерну підсистему $A^{-1}X$, що знаходиться в основному або збудженому стані гармонічного осцилятора, і нейтрон. Така асимптотична поведінка вказує на можливі канали розпаду трикластерного ядра і дозволяє визначити найбільш важливі канали розпаду ядра, що розглядається.

	$k=1$	$k=2$		$k=3$		$k=4$			$k=5$		
v	$\mu=0$	$\mu=0$	$\mu=1$	$\mu=0$	$\mu=1$	$\mu=0$	$\mu=1$	$\mu=2$	$\mu=0$	$\mu=1$	$\mu=2$
1	1.8889										
2	1.4780	0.9541	0.7778								
3	1.3487	0.8814	0.8733	1.0895	1.0649						
4	1.3344	0.8862	0.8879	1.0636	1.0434	1.0161	0.9837	0.9753			
5	1.3333	0.8885	0.8888	1.0431	1.0377	0.9841	0.9847	0.9859	1.0139	1.0034	1.0072
6	1.3333	0.8888	0.8889	1.0378	1.0371	0.9861	0.9870	0.9875	1.0088	1.0055	1.0048
7	1.3333	0.8889	0.8889	1.0371	1.0370	0.9873	0.9876	0.9876	1.0056	1.0045	1.0042
8	1.3333	0.8889	0.8889	1.0370	1.0370	0.9876	0.9876	0.9876	1.0044	1.0042	1.0041
9	1.3333	0.8889	0.8889	1.0370	1.0370	0.9876	0.9876	0.9876	1.0042	1.0041	1.0041
10	1.3333	0.8889	0.8889	1.0370	1.0370	0.9876	0.9876	0.9876	1.0041	1.0041	1.0041

Табл. 2. Власні значення $\Lambda_{(2v-4\mu, 2\mu)k}$ ядра нормування системи ${}^3\text{H}+n+n$.

Показано, що сімейства, які характеризуються власними значеннями, що прямують до граничних значень λ_k зверху, є більш важливими при малих ν , що можна розглядати як ефективне притягання кластерів через обмінні ефекти (див. рис. 12). Саме ця взаємодія примушує систему ^AX розпадатись через проміжну стадію $^A\text{X} \rightarrow ^{A-1}\text{X}+n \rightarrow ^{A-2}\text{X}+n+n$. Альтернативний канал розпаду $^A\text{X} \rightarrow ^{A-2}\text{X}+2n \rightarrow ^{A-2}\text{X}+n+n$ не реалізується.

Було спостережено, що відмінність граничних власних значень трикластерного ядра нормування приводить до відсутності такої області, де дозволені принципом Паулі стани системи $^{A-2}\text{X}+n+n$ співпадають з гіперсферичними гармоніками, що описують "демократичний розпад". Отже, замість гіперсферичних функцій при $\nu \gg k$ слід використовувати базисні функції біосциляторного базису, які мають за квантові числа число квантів, орбітальний момент підсистеми ^{A-1}X і момент відносного руху цієї підсистеми і нейтрона. В результаті трикластерне рівняння Шредінгера асимптотично зводиться до двочастинкової багатоканальної задачі, де асимптотичний вигляд коефіцієнтів розкладу по біосциляторному базису виражається через функції Ханкеля та елементи матриці розсіювання.

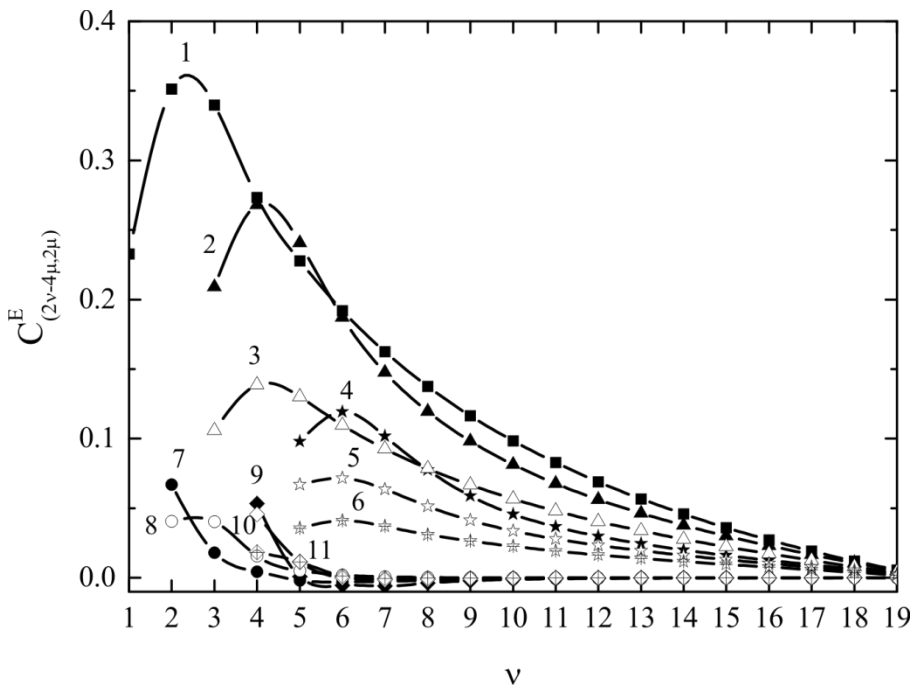


Рис. 12. Коефіцієнти розкладу хвильової функції ^5H по $\text{SU}(3)$ -базису при $E=10.67$ MeV. Криві: 1 – $(2\nu,0)_{k=1}$; 2 – $(2\nu,0)_{k=3}$; 3 – $(2\nu-4,2)_{k=3}$; 4 – $(2\nu,0)_{k=5}$; 5 – $(2\nu-4,2)_{k=5}$; 6 – $(2\nu-8,4)_{k=5}$; 7 – $(2\nu,0)_{k=2}$; 8 – $(2\nu-4,2)_{k=2}$; 9 – $(2\nu,0)_{k=4}$; 10 – $(2\nu-4,2)_{k=4}$; 11 – $(2\nu-8,4)_{k=4}$.

Справедливість цих висновків була проілюстрована на $^3\text{H}+n+n$ конфігурації ядра ^5H . Зокрема, було показано, що структура дозволених принципом Паулі станів ядра ^5H відповідає послідовному розпаду $^5\text{H} \rightarrow n+^4\text{H} \rightarrow n+n+^3\text{H}$.

Показано, що в асимптотичній границі рівняння Шредінгера для хвильової функції відносного руху тритія і двох нейтронів зводиться до багатоканальної задачі розсіювання валентного нейтрона на підсистемі ^4H .

Запропоновано і реалізовано одноканальне наближення, в рамках якого єдиною характеристикою неперервного спектра ядра ^5H є фаза розсіювання нейтрона на підсистемі ^4H , що знаходиться в найнижчому можливому енергетичному стані.

Досліджено залежність елементів матриці розсіювання і хвильових функцій ${}^5\text{H}$ від числа $k_{\max}$ залучених сімейств дозволених принципом Паулі станів (рис. 13).

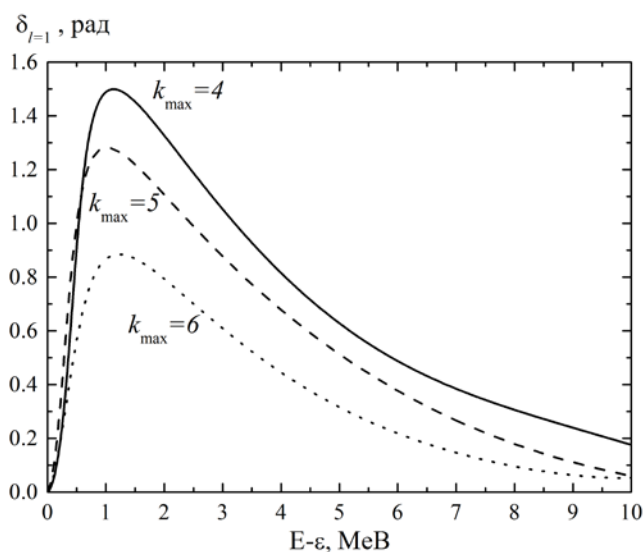


Рис. 13. Фаза розсіювання $\delta_{l=1}$ нейтрона на ${}^4\text{H}$ в залежності від числа $k_{\max}$ залучених сімейств. ε – енергія підсистеми ${}^4\text{H}$.

Показано, що зміна числа $k_{\max}$ залучених сімейств супроводжується появою двох різних за характером тенденцій. Із зростанням $k_{\max}$ збільшується відстань між кластерами і зменшується кінетична енергія відносного руху трьох кластерів в найнижчому стані неперервного спектра. В той же час, чим менше $k_{\max}$ і менше відстань між кластерами, тим сильніше ефективне притягання кластерів, обумовлене впливом обмінних ефектів на оператор кінетичної енергії відносного руху трикластерної системи ${}^5\text{H}$.

Найбільшою мірою це проявляється в наближенні домінуючої гілки $k_{\max}=1$, коли з'являється слабкозв'язаний стан ${}^5\text{H}$, що лежить під порогом розвалу ${}^5\text{H}$ на ${}^4\text{H}$ в стані моделі оболонки і нейтрон. Із збільшенням $k_{\max}$ зв'язаний стан щезає і на його місці з'являється резонанс з малою енергією, що знаходиться над порогом розвалу ${}^5\text{H}$ на нейтрон і підсистему ${}^4\text{H}={}^3\text{H}+n$ в стані з $k_{\max}$ квантами відносного руху між тритієм і нейтроном. Із збільшенням кількості залучених сімейств енергія і ширина резонансу ${}^5\text{H}$ ростуть, при цьому положення резонансу змінюється набагато повільніше його ширини.

У підрозділі 3.2 В рамках мікроскопічної моделі, основаної на АВМРГ, досліджувалась роль принципу Паулі в структурі хвильової функції ядерних систем, що складаються з трьох ідентичних s-кластерів. Головна увага приділялась обмінними ефектам, що містяться в трикластерному ядрі нормування, тобто врахуванню власних значень дозволених принципом Паулі станів.

Ядра нормування системи трьох ідентичних ферміонів та системи трьох ідентичних бозонів було побудовано в просторі Фока-Баргманна. Було показано, що перше ядро служить головним конструктивним елементом для ядер нормування ядерних систем, що складаються з трьох ідентичних кластерів, тоді як останнє генерує базисні функції, які потрібні для опису ядерних систем, що складаються з трьох ідентичних бозонних кластерів (таких як ${}^6\text{n}={}^2\text{n}+{}^2\text{n}+{}^2\text{n}$ і ${}^{12}\text{C}=\alpha+\alpha+\alpha$). Запропоновано і реалізовано простий аналітичний метод побудови ядра нормування систем $3d'$ і 3α в просторі Фока-Баргманна.

Образ оператора антисиметризації в просторі Фока-Баргманна було знайдено для систем трьох ферміонів, трьох дінейтронів та трьох альфа-частинок. Дано класифікацію різних частин оператора антисиметризації за допомогою віднесення

до певної групи перестановок. Ретельний аналіз структури власних функцій та поведінки власних значень оператора антисиметризації було проведено для вищезгаданих трикластерних систем. Було продемонстровано, що дозволені принципом Паулі стани трикластерної системи, утвореної з ідентичних бозонних кластерів, можна представити у вигляді суперпозиції власних функцій ядра нормування системи трьох бозонів, а коефіцієнти розкладу при цьому є ортогональними поліномами дискретної змінної.

Дозволені стани для систем 3α і $3d'$ в явному вигляді було наведено та їх асимптотична поведінка встановлена. Було показано, що власні значення трикластерних систем прагнуть до власних значень двокластерних підсистем із збільшенням числа осциляторних квантів ν . В той же час, відповідні власні вектори набувають простого аналітичного вигляду, а коефіцієнти розкладу стають поліномами Кравчука із зростанням числа осциляторних квантів. Ми пропонуємо шлях усунення $SU(3)$ -виродження дозволених принципом Паулі станів. Порядок поліномів Кравчука служить додатковим квантовим числом, за допомогою якого класифікують стани, що відносяться до одного і того ж $SU(3)$ -незвідного представлення.

Вперше запропоновано класифікацію власних функцій і власних значень ядра нормування ядра ^{12}C за допомогою власних значень підсистеми $^8\text{Be}=\alpha+\alpha$. Ми продемонстрували, що для системи 3α така класифікація є унікальною і такою, що задовольняє вимоги принципу Паулі як в області малих міжкластерних відстаней, так і в асимптотичній області, де формуються елементи матриці розсіяння. Завдяки нетотожності власних значень оператора антисиметризації системи 3α , відповідні власні функції визначаються однозначно. Будь-яке унітарне перетворення, застосоване до останніх $SU(3)$ -базисних функцій, зруйнувало б діагональний вигляд ядра нормування для системи 3α , і отже, було б неприйнятне в цьому випадку. І навпаки, власні функції систем трьох нейтронів чи трьох бозонів визначені лише до унітарного перетворення, тому що всі дозволені принципом Паулі стани мають одиничні власні значення. Отже, у випадку $SU(3)$ -класифікації є лише один можливий варіант. Система $3d'$ є пограничною системою, оскільки власні значення ядра нормування рівні і прагнуть до одиниці для всіх дозволених принципом Паулі станів. Отже, будь-яке перетворення, яке здійснюється лише над дозволеними принципом Паулі станами і залишає у спокої заборонені принципом Паулі стани, не руйнує діагональний вигляд ядра нормування.

У підсумку, дозволені принципом Паулі стани системи 3α можна розподілити по гілках і сімействах. Власні значення, що належать до певної гілки, прагнуть до одних і тих самих граничних значень $\lambda_{2k}(^8\text{Be})$ підсистеми 2α із зростанням числа квантів. Гілки, що мають однакові граничні значення, об'єднуються в сімейства власних станів, які асимптотично відповідають певному бінарному каналу розпаду системи 3α на підсистему 2α , що знаходиться в певному стані гармонічного осцилятора, і α -частинку. Отже, збуджені стани ядра ^{12}C повинні розпадатись радше по каналу $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be}+\alpha \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$, ніж відразу на три кластери $^{12}\text{C} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$, як припускається в методі гіперсферичних функцій.

Належне обрізання модельного простору дозволених принципом Паулі базисних функцій полягає в нехтуванні сімействами станів з великим значенням додаткового квантового числа k і використанні біосциляторного базису в області $v \gg k$, щоб задати граничні умови для трикластерної хвильової функції в неперервному спектрі.

Спектр ядра нормування системи ^{12}C було порівняно з ядром нормування системи ^5H . Було показано, що модельний простір дозволених принципом Паулі функцій у внутрішній області малих відстаней між кластерами в системі 3α суттєво менший за модельний простір системи ^5H завдяки високій симетрії системи 3α , яка складається з трьох ідентичних кластерів.

Ми вважаємо, що результати, отримані в цьому підрозділі, можуть допомогти в розв'язанні проблеми надмірного зв'язку основного стану ^{12}C . Більш того, запропонований тут підхід дозволяє встановити правильні граничні умови для трикластерної хвильової функції в неперервному спектрі і, отже, забезпечити адекватний опис неперервного спектра ядра ^{12}C . Зокрема, наші результати могли б бути корисними для опису структури 0_2^+ і 0_3^+ резонансних станів, що мають малу енергію над порогом 3α -розпаду ядра ^{12}C .

У **підрозділі 3.3** досліджено роль принципу Паулі в формуванні хвильової функції неперервного спектра системи $\alpha+t+n$, яка є прикладом трикластерної системи, що складається з різних кластерів. Головну увагу було зосереджено на вивченні обмінних ефектів, які містяться в трикластерному ядрі нормування, тобто на врахуванні власних значень дозволених принципом Паулі станів.

В просторі Фока-Баргмана побудовано ядро нормування трикластерної системи $\alpha+t+n$. Вперше проведено детальний аналіз структури власних функцій і поведінки власних значень ядра нормування $\alpha+t+n$. Показано, що власні значення оператора антисиметризації трикластерного ядра $^8\text{Li}=\alpha+t+n$ прямують до власних значень бінарних підсистем $^7\text{Li}=\alpha+t$, $^5\text{He}=\alpha+n$ and $^4\text{H}=t+n$ із зростанням числа осциляторних квантів. В той же час відповідні власні вектори набувають простого аналітичного вигляду. Запропоновано шлях розв'язку проблеми $\text{SU}(3)$ -виродження дозволених принципом Паулі станів. Дано повну класифікацію власних функцій та власних значень ядра нормування ^8Li за допомогою власних значень бінарних підсистем $^7\text{Li}=\alpha+t$, $^5\text{He}=\alpha+n$ і $^4\text{H}=t+n$. Для системи $\alpha+t+n$ така класифікація є унікальною, як і для розглянутих в попередніх підрозділах систем 3α та $t+n+n$, і вона узгоджується з вимогами принципу Паулі як в області малих міжкластерних відстаней, так і в асимптотичній області. Завдяки нетотожності власних значень оператора антисиметризації системи $\alpha+t+n$ відповідні власні функції визначаються однозначним чином.

Дозволені принципом Паулі стани системи $\alpha+t+n$, як і інших трикластерних систем, можна об'єднати в сімейства станів. Кожне сімейство дозволених власних станів асимптотично відповідає певному бінарному каналу розпаду ^8Li на двокластерну підсистему в основному чи збудженому стані гармонічного осцилятора і третій кластер. Така асимптотична поведінка вказує на можливі канали розпаду трикластерного ядра ^8Li і дозволяє визначити найбільш імовірні з них.

Зокрема, більшість дозволених принципом Паулі станів системи $\alpha+t+n$ відповідають розпаду ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li}+n$.

Метою підрозділі 3.4 було дослідження пружного та непружного розсіяння альфа-частинки на ядрі ${}^6\text{He}$. Добре відомо, що це ядро слабо зв'язане, оскільки енергія його основного стану 0.973 MeV. Можна очікувати, що це ядро може змінювати свій розмір і форму при взаємодії з іншим ядром або, інакше кажучи, може поляризуватись. Тут досліджено вплив поляризації ${}^6\text{He}$ на параметри $\alpha+{}^6\text{He}$ розсіяння. Оскільки поляризація більш виражена при відносно малих енергіях, ми обмежилися областю енергій $0 \leq E \leq 10$ MeV.

Ядро ${}^{10}\text{Be}$ досліджувалось в рамках трикластерної мікроскопічної моделі, яка розглядає ядро як трикластерну систему $\alpha+\alpha+{}^2n$. Використано кілька нуклон-нуклонних потенціалів, щоб встановити, як форма потенціалу впливає на структуру зв'язаних та резонансних станів в ${}^{10}\text{Be}$ (рис.14).

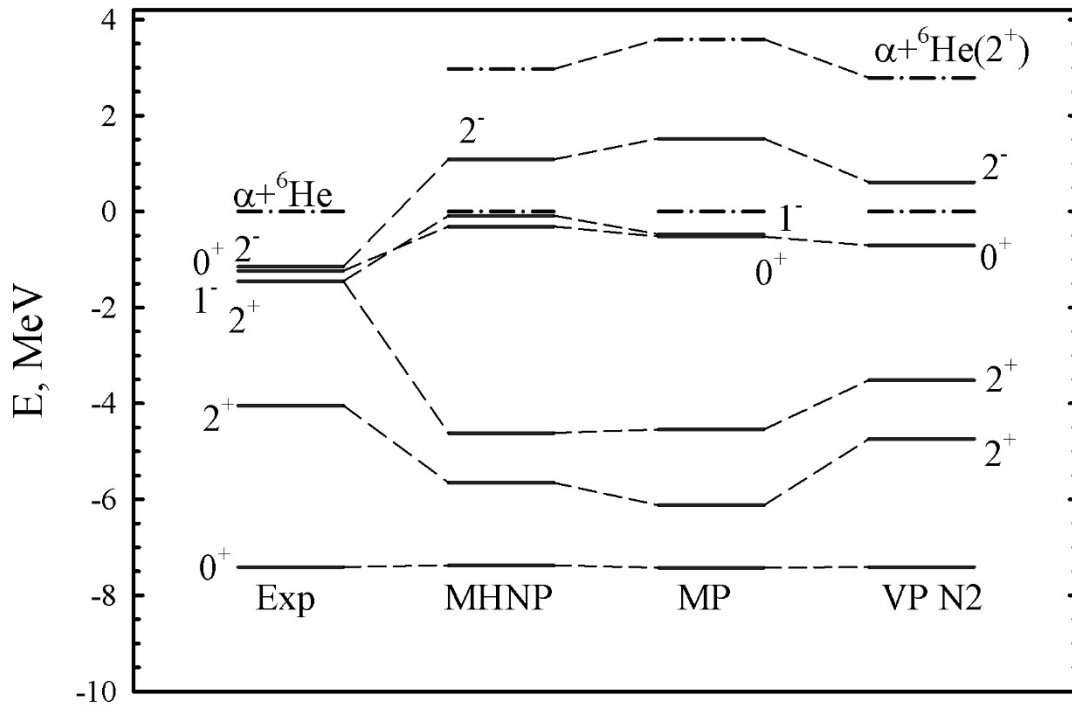


Рис. 14. Експериментальний і теоретичний спектр зв'язаних станів ядра ${}^{10}\text{Be}$.

Ми дослідили вплив кластерної поляризації ${}^6\text{He}$ і ${}^8\text{Be}$ на структуру ядра ${}^{10}\text{Be}$. Було продемонстровано, що кластерна поляризація грає важливу роль в формуванні зв'язаних і резонансних станів в ${}^{10}\text{Be}$ (рис. 15). Визначено домінуючі канали розпаду для кожного з резонансних станів (рис. 16). Показано, що кластерна поляризація збільшує ефективне притягання між взаємодіючими кластерами, що приводить до суттєвого зменшення енергії зв'язаних та резонансних станів. В багатьох випадках кластерна поляризація зменшує ширину резонансних станів, тобто суттєво збільшує їх час життя.

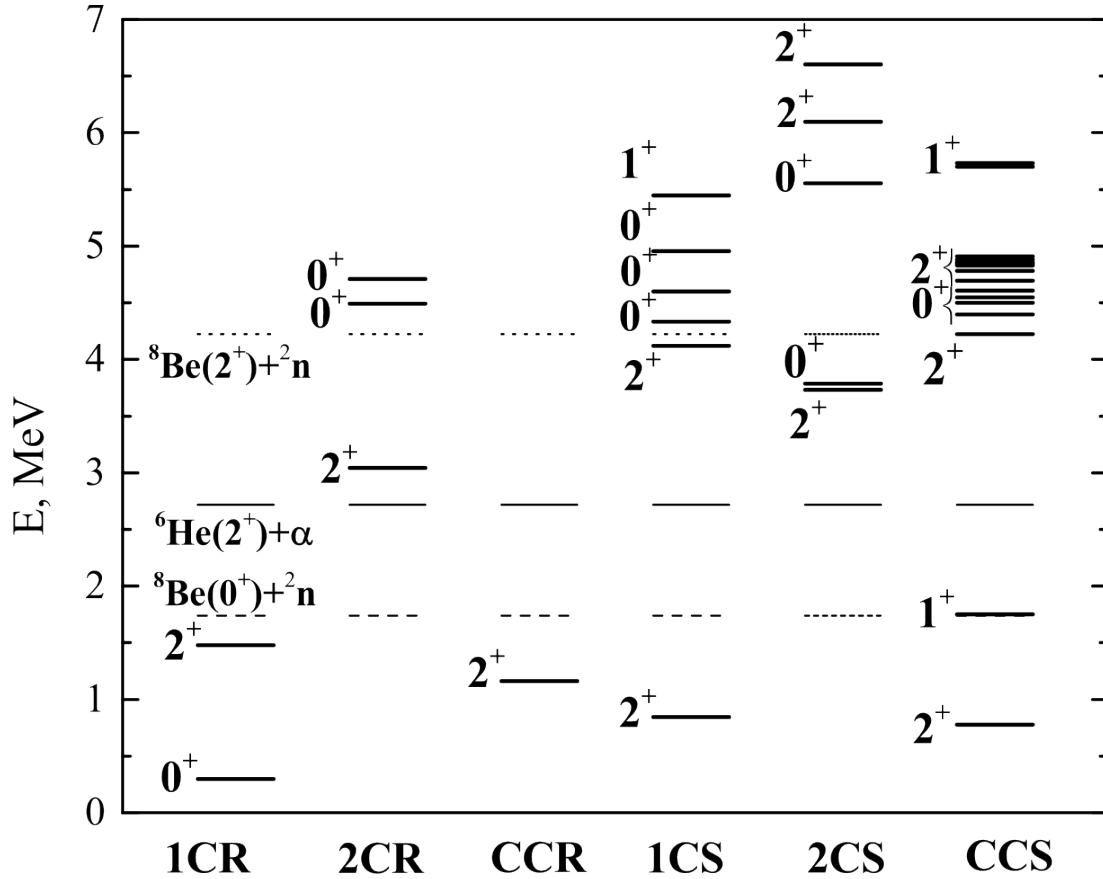


Рис. 15. Спектр станів додатної парності ядра ^{10}Be , отриманий з нуклон-нуклонним потенціалом Міннесоти. R – розрахунки без поляризації, S – з урахуванням поляризації. 1C – конфігурація $^4\text{He}+^6\text{He}$, 2C – конфігурація $^2\text{n}+^8\text{Be}$, CC – одночасне врахування двох конфігурацій.

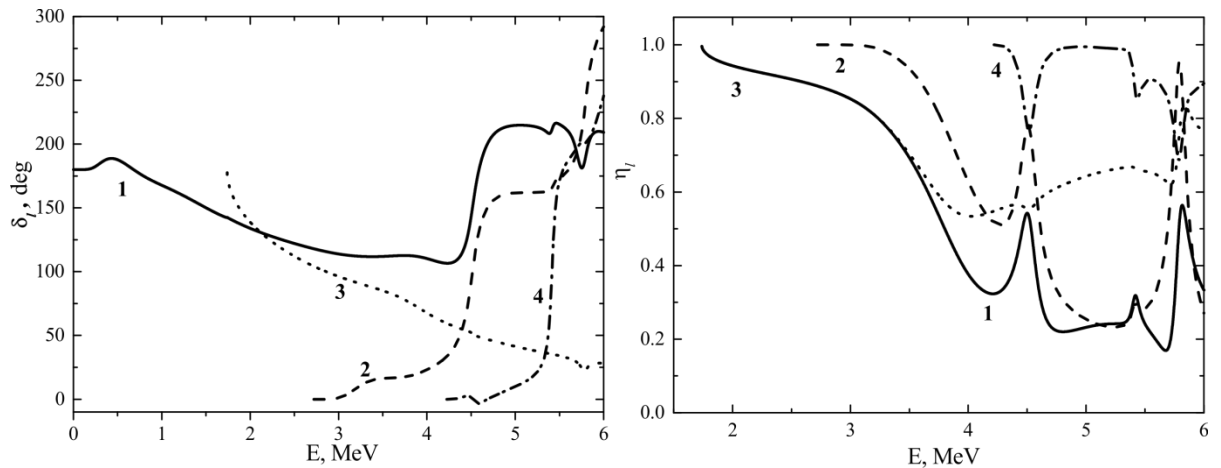


Рис. 16. Фазові зсуви пружного багатоканального розсіяння (зліва) і коефіцієнти непружності (справа) в залежності від енергії в 1) $^4\text{He}+^6\text{He}$ (0^+), $l=0$; 2) $^4\text{He}+^6\text{He}$ (2^+), $l=2$; 3) $^2\text{n}+^8\text{Be}$ (0^+), $l=0$; 4) $^2\text{n}+^8\text{Be}$ (2^+), $l=2$ каналах. Вхідним каналом є $^4\text{He}+^6\text{He}$ (0^+), $l=0$. Всі дані отримані з урахуванням поляризації двокластерних підсистем.

ВИСНОВКИ

В дисертації досліджувався вплив принципу Паулі на структуру станів дискретного і неперервного спектра компаунд-систем, що утворюються на проміжній стадії зіткнення легких ядер. Головні результати дисертаційної роботи полягають у наступному:

1. Було показано, що вплив принципу Паулі на процес зіткнення кластерів зводиться до трьох ефектів, які впливають на динаміку кластер-кластерної взаємодії. По-перше, усунення заборонених станів нагадує дію потенціалу відштовхування на малих відстанях між кластерами, інтенсивність і радіус якого тим більші, чим більша кількість заборонених станів. При цьому радіус такого потенціалу не перевищує половини середньоквадратичного радіусу кластерів. По-друге, поза кором з'являється додатковий ефективний потенціал відштовхування або притягання, що суттєво впливає на поведінку фаз розсіяння. Нарешті, в цій же області відбувається зменшення або збільшення інтенсивності відцентрового потенціалу, що приводить до деякого послаблення ефективного потенціала антисиметризації. Відстані між кластерами, на яких вступає в гру принцип Паулі, визначаються розміром тієї області, де власні значення дозволених станів відмінні від одиниці. Ця відстань більш, ніж в два рази, перевищує середньоквадратичний радіус кластерів і помітно перевищує радіус сил взаємодії між кластерами, що породжуються ядерним нуклон-нуклонним потенціалом.
2. Встановлено, що характер взаємодії кластерів, обумовленої впливом принципу Паулі, визначається поведінкою власних значень оператора антисиметризації, що пропорційні ймовірності реалізації відповідного дозволеного базисного стану і прямують до одиниці із збільшенням відстані між кластерами. Коли власні значення оператора антисиметризації прямують до одиниці знизу, ефективна взаємодія виявляється взаємодією відштовхування. Якщо ж власні значення прямують до одиниці згори, то можна говорити про існування обумовленого принципом Паулі притягання. Ефективна взаємодія, обумовлена зміною кінетичної енергії відносного руху під дією оператора антисиметризації, виникає лише між такими об'єктами, внутрішня енергія яких може змінюватись в процесі їх зближення. Мова йде про взаємодію ядер, що складаються з нуклонів, або про взаємодію нуклонів, якщо враховується їх кваркова структура. Кінетична енергія відносного руху двох кластерів не є позитивно визначеним оператором, і тому серед її власних значень можуть бути від'ємні, що відповідає утворенню зв'язаного стану бінарної кластерної системи. Енергія такого стану відраховується від порогу розвалу компаунд-ядра на кластери, з яких воно складається.
3. Продемонстровано, що найпростіший приклад притягання спостерігається в станах системи ${}^4\text{He}+n$ з повним орбітальним моментом, що дорівнює одиниці. Це притягання приводить до додатної фази розсіяння нейтрона на ${}^4\text{He}$ навіть за відсутності потенціалу взаємодії між нейтроном і альфа-частинкою, але як результат послідовного врахування принципу Паулі на оператор кінетичної енергії їх відносного руху. Вперше ж вищезгадане явище було виявлено автором у двох бінарних систем ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$ і ${}^4\text{He}+{}^4\text{He}$. Обидві системи містять кластери з відкритою p -оболонкою і є двома різними кластерними конфігураціями ядра ${}^{12}\text{Be}$. При одночасному врахуванні обох кластерних конфігурацій компаунд-ядра спостерігається суттєве підсилення обмінних ефектів. В результаті зобов'язане обмінним ефектам притягання виявляється

досить сильним, щоб навіть без участі нуклон-нуклонної взаємодії між нуклонами різних кластерів забезпечити появу і зв'язаного стану, і резонансу компаунд-ядра ^{12}Be .

4. Показано, що власні значення оператора антисиметризації, що перевищують одиницю і до того ж є максимальними для ядер p -оболонки, з'являються у ядер кінця p -оболонки, коли валентний нейтрон замикає нейтронний магічний остов. В таких системах ефективно притягання кластерів на малих відстанях між ними проявляється найбільш яскраво. Прикладом такої системи є кластерна конфігурація $^{11}\text{Be}+n$ ядра ^{12}Be . Ефективно притягання нейтрона і ^{11}Be , породжуване модифікованим оператором кінетичної енергії, створює зв'язаний стан ^{12}Be з енергією $E=-6.3$ МеВ нижче порогу розвалу ^{12}Be на ^{11}Be і нейтрон. Це дозволяє припустити, що зв'язаний стан ядра ^{12}Be зобов'язаний своїм походженням впливу обмінних ефектів на оператор кінетичної енергії відносного руху нейтрона і ^{11}Be .
5. Продемонстровано, що фази, які породжуються лише модифікованим оператором кінетичної енергії, поводять себе у відповідності з узагальненою теоремою Левінсона, і мають той же порядок величини, що і фази, знайдені з урахуванням потенціальної енергії. Справедливість узагальненої теореми Левінсона в представленні дискретного базису забезпечують такі матричні оператори кінетичної і потенціальної енергії, які не містять матричних елементів, що пов'язують дозволені стани з кожним із заборонених, а також різні заборонені стани.
6. Запропоновано отримувати оцінки інтенсивності і радіусу ефективного відштовхування кластерів, обумовленого впливом обмінних ефектів на оператор кінетичної енергії, за допомогою аналізу фазових портретів зіткнення ядер в представленні Фока-Баргманна. Висота відштовхувального кора приблизно дорівнює енергії, при якій з'являються інфінітні траєкторії, що відповідають проникненню кластерів в класично недосяжну область. Максимальними радіус і інтенсивність відштовхування будуть для зіткнення тотожних ядер. Остання на порядок більша за інтенсивність кулонівської взаємодії, і тому вплив антисиметризації на фазові портрети, і на хвильові функції стає домінуючим як тільки енергія відносного руху кластерів перевищить висоту кулонівського бар'єру.
7. Досліджено траєкторії двокластерних систем у фазовому просторі (просторі Фока-Баргманна) у рамках мікроскопічної моделі. Кожне ядро було представлено домінантним його поділом на два кластери. Вхідні параметри моделі та нуклон-нуклонного потенціалу були вибрані так, щоб оптимізувати опис внутрішньої структури кластерів та відтворити положення основного стану ядра по відношенню до двокластерного порогу. Показано, що зв'язані стани та вузькі резонансні стани реалізують себе у дуже компактній ділянці фазового простору. Фазові портрети збуджених станів з великою енергією збудження мають максимум вздовж лінії, яка співпадає з класичною траєкторією.
8. На прикладі системи $^6\text{He}+^6\text{He}$ показано, що в просторі Фока-Баргманна власні функції вироджених $\text{SU}(3)$ -представлень визначаються в результаті розв'язку інтегрального рівняння з виродженим ядром. Власні значення ядра інтегрального рівняння мають скінченну граничну точку. В цій точці функції ядра можна визначити лише з точністю до унітарного перетворення, але при всіх скінченних значеннях числа осциляторних квантів вони визначаються

однозначно. Власні значення ядра нормування двокластерних систем прагнуть до одиниці із зростанням числа квантів і їх поправки експоненційно малі. Проте врахування цих поправок дозволяє однозначно визначити асимптотичні функції ядра нормування в границі нескінченно великого числа квантів.

9. Досліджено структуру дозволених базисних функцій бінарної кластерної системи в наближенні кількох бінарних конфігурацій. Показано, що імовірність присутності кластерної конфігурації в найнижчій базисній функції бінарної кластерної системи пропорційна власному значенню ізольованої конфігурації.
10. Виявлено, що тетранейтрон може існувати у вигляді компаунд-системи, де співіснують кластерні конфігурації ${}^3n+n$ і ${}^2n+{}^2n$. Вплив принципу Паулі на кінетичну енергію відносного руху нейтронних кластерів приводить до їх притягання. Інтенсивність такого притягання достатня, щоб забезпечити існування резонансу малої енергії в тетранейтроні за умови, що осциляторна довжина достатньо велика. Збільшення осциляторної довжини призводить, в свою чергу, до пригнічення кластер-кластерного потенціалу. Тому результати не залежать від вибору нуклон-нуклонного потенціалу.
11. На основі дискретного представлення і повного базису дозволених принципом Паулі станів запропоновано новий підхід до проблеми багатоканального неперервного спектра трикластерних систем. Цей підхід дозволяє описати властивості трикластерних систем як у внутрішній області, де вплив принципу Паулі є особливо важливим, так і в зовнішній, де формуються елементи матриці розсіяння. Асимптотичні базисні функції, до яких ми звертаємось, залишаються дозволеними принципом Паулі на будь-яких відстанях між кластерами і можуть бути представлені в простому аналітичному вигляді. Алгебраїчні рівняння для коефіцієнтів розкладу хвильової функції по базису дозволених станів в асимптотичній границі переходять в диференційні рівняння, розв'язок яких відтворює розпад трикластерних систем по різних бінарних каналах.
12. Вперше здійснено детальний аналіз структури власних функцій і поведінки власних значень трикластерного ядра нормування. Продемонстровано, що власні значення трикластерної системи прагнуть до власних значень двокластерних підсистем із збільшенням числа осциляторних квантів. Запропоновано шлях розв'язку проблеми $SU(3)$ виродження дозволених принципом Паулі станів за допомогою власних значень бінарних підсистем. Дозволені принципом Паулі стани трикластерних систем можна об'єднати в гілки і сімейства. Власні значення, що належать до даної гілки, прагнуть до одного і того ж власного значення двокластерної підсистеми. Кожна сімейство дозволених принципом Паулі станів асимптотично відповідає певному бінарному порогу розпаду трикластерної системи на двокластерну підсистему, що знаходиться в основному або збудженому стані гармонічного осцилятора, і третій кластер. Така асимптотична поведінка вказує на можливі канали розпаду трикластерного ядра і дозволяє визначити найбільш важливі канали розпаду цього ядра.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Scissors mode in the SU(3) basis, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* 146 (2002) 585-586.
2. S.V. Korennov, G.F. Filippov, K. Kato, Yu.A. Lashko, Microscopic Hamiltonian of ^9Li and ^{10}Be and the SU(3) basis, *Progr. Theor. Phys. Suppl.* 146 (2002) 579-580.
3. Г.Ф. Филиппов, Ю.А. Лашко, С.В. Кореннов и К. Като, О распаде ^{12}Be по каналам $^8\text{He}+\alpha$ и $^6\text{He}+^6\text{He}$, *Известия РАН, серия физическая* 67 (2003) 1539-1546.
4. G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Yu.A. Lashko, Spectrum of ^{10}Be in the approximation of the leading irreducible representation of the SU(3) group, *Phys. Atom. Nucl.* 66 (2003) 632-643.
5. G.F. Filippov, Yu. Lashko, S. Korennov and K. Kato, Norm kernels and the closeness relation for Pauli-allowed basis functions, *Few-body Systems* 33 (2003) 173-198.
6. G.F. Filippov, Yu.A. Lashko, S.V. Korennov, K. Kato, $^6\text{He}+^6\text{He}$ clustering of ^{12}Be in a microscopic algebraic approach, *Few-Body Systems* 34 (2004) 209-235.
7. G.F. Filippov, Yu.A. Lashko, S.V. Korennov, K. Kato, Integral equations in the Fock-Bargmann space and the generator-coordinate method, *Phys. Atom. Nucl.* 67 (2004) 1715-1720.
8. Gennady Filippov and Yuliya Lashko, Peculiar properties of the cluster-cluster interaction induced by the Pauli exclusion principle, *Phys. Rev. C* 70 (2004) 064001.
9. G.Filippov, Y.Lashko, Structure of light neutron-rich nuclei and nuclear reactions involving these nuclei, *Phys. Part. Nucl.* 36 (6) (2005) 714-739.
10. G.F. Filippov and Yu.A. Lashko, Coexistence of different cluster configurations in light neutron-rich nuclei, *Phys. Atom. Nucl.* 70 (2007) 1429-1434.
11. Yu.A. Lashko and G.F. Filippov, Multichannel neutron scattering on ^{11}Be nucleus, *Phys. Atom. Nucl.* 70 (2007) 1017-1035.
12. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Multi-channel nuclear reactions involving light neutron-rich nuclei: microscopic approach, *Phys. Atom. Nucl.* 70 (2007) 1440-1444.
13. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Cluster structure of a low-energy resonance in tetraneutron, *Phys. Atom. Nucl.* 71 (2008) 209-214.
14. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Decay of ^5H in a microscopic three-cluster model, *Few-body Systems* 44 (2008) 215-218.
15. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, How the Pauli principle governs the decay of three-cluster systems, *Nucl. Phys. A* 806 (2008) 124-145.

16. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, The role of the Pauli principle in three-cluster systems composed of identical clusters, Nucl. Phys. A 826 (2009) 24-48.
17. Yu. A. Lashko, G. F. Filippov, Continuous spectrum of three-cluster systems, Phys. Atom. Nucl. 75 (2012) 420-429.
18. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Unusual manifestations of the Pauli principle in scattering of atomic nuclei, УФЖ 58 (2013) 534-543.
19. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, L. Canton, Scattering of ${}^6\text{He}$ on α -particle: microscopic guidance for orthogonalizing pseudopotentials, Ukr. J. Phys. 60 (2015) 406-415.
20. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, V.S. Vasilevsky, M.D. Soloha-Krymchak, Phase portraits of quantum systems, Few-body Systems 55 (2014) 817-820.
21. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, V.S. Vasilevsky, Dynamics of two-cluster systems in phase space, Nucl. Phys. A 941 (2015) 121-144.
22. Y.A. Lashko, G.F. Filippov, V.S. Vasilevsky, Microscopic three-cluster model of ${}^{10}\text{Be}$, Nucl. Phys. A 958 (2017) 78-100.
23. S.V. Korennov, G.F. Filippov, K. Kato, Yu.A. Lashko, M1 transition in ${}^9\text{Li}$ and ${}^{10}\text{Be}$ and the SU(3) basis, Proceedings of International Symposium on Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems, Kyoto, November 12-14, 2001. World Scientific (2002) 241-244.
24. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Probing the spectrum of ${}^{10}\text{Be}$ in the approximation of the SU(3) leading representation, Proc. of International Symposium on Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems, Kyoto, November 12-14, 2001. World Scientific (2002) 237-240.
25. G.F. Filippov, Yu.A. Lashko, Effective interaction generated by the Pauli exclusion principle in collisions of the light neutron-rich nuclei, Proc. of the International Symposium on Exotic Nuclei, Peterhof, July 5-12, 2004. World Scientific (2005) 142-147.
26. L.Canton, Yu.A. Lashko, K. Amos, P.R. Fraser, S. Karataglidis, J.P. Svenne, D. van der Knijff, Alpha- ${}^6\text{He}$ scattering and the quest for microscopic guidance for orthogonalizing pseudopotentials, Proc. of the 14th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, June 15 - 19, 2015, CERN, Geneva (2015) 181-188.
27. G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Yu.A. Lashko, Scissors mode in the SU(3) basis, Abstracts of Yukawa International Seminar "Physics of Unstable Nuclei", Kyoto, November 5-10, 2001, p. 112.
28. G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Yu.A. Lashko, Microscopic Hamiltonian of ${}^9\text{Li}$ and ${}^{10}\text{Be}$ and the SU(3) basis, Abstracts of Yukawa International Seminar "Physics of Unstable Nuclei", Kyoto, November 5-10, 2001, p. 110.
29. G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Yu.A. Lashko, Probing the spectrum of ${}^{10}\text{Be}$ in the approximation of the SU(3) leading representation, Abstracts of

- International Symposium on Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems, Kyoto, November 12-14, 2001, p. 49.
30. G.F. Filippov, K. Kato, S.V. Korennov, Yu.A. Lashko, M1 transition in ^9Li and ^{10}Be and the SU(3) basis, Abstracts of International Symposium on Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems, Kyoto, November 12-14, 2001, p. 48.
 31. S.V. Korennov, Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, K. Kato, Practical calculus for the Fock-Bargmann space, Proceedings of International Symposium on new trends of physics, Sapporo, January 20-24, 2003. Hokkaido University (2003) 135-139.
 32. Yuliya Lashko and Gennady Filippov, Multi-channel nuclear reactions involving light neutron-rich nuclei: microscopic approach, Book of abstracts of the International conference on nuclear structure and related topics, Dubna, Russia, June 13-17, 2006, p. 50.
 33. G.F. Filippov, Yu.A. Lashko, Co-existence of different cluster configurations in light neutron-rich nuclei, Book of abstracts of the International conference on nuclear structure and related topics, Dubna, Russia, June 13-17, 2006, p. 33.
 34. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, How the Pauli principle governs the decay of three-cluster systems, Book of abstracts of the 2nd International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 9-15, 2008, Kyiv, Ukraine, p. 130.
 35. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Can the democratic decay channel be realized in three-cluster systems? Book of abstracts of the Fifth International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, September 7-13, 2008, Ryn, Poland, p. 81.
 36. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Three-cluster structure of the ^8Li nucleus and the Pauli principle, Book of Abstracts of the 4th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, September 3-7, 2012, Kyiv, Ukraine, p. 73.
 37. Yu.A. Lashko, G.F. Filippov, Unusual manifestations of the Pauli principle in scattering of atomic nuclei, Program and Proceedings of the International Conference "Problems of theoretical physics" dedicated to Alexander Davydov 100th birthday, October 8-11, 2012, Kyiv, Ukraine, p. 46.

Лашко Ю. А. Багатокластерна теорія легких атомних ядер – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.02 – теоретична фізика. – Інститут теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, 2018.

В даній роботі запропоновано розв'язок важливих проблем, що знаходяться на межі мікроскопічної теорії ядра і теорії розсіювання багаточастинкових квантових систем. На основі оригінального мікроскопічного підходу досліджено зв'язані стани легких нейтронно-надлишкових ядер, багатоканальні стани їх неперервного спектра, а також перерізи ядерних реакцій, що супроводжуються збудженням чи перебудовою ядер. Встановлено, що в багатоканальних зіткненнях кластерів з надлишком нейтронів визначальну роль відіграють власні значення матриці густини бінарної кластерної системи. Отримано ефективний між'ядерний потенціал, що породжується оператором кінетичної енергії під впливом принципу Паулі. Розроблено алгоритм розв'язку багатоканальних задач з урахуванням різного типу кластеризацій. Запропоновано шлях розв'язку проблеми $SU(3)$ виродження дозволених принципом Паулі станів трикластерних систем за допомогою власних значень бінарних підсистем. Побудовано фазові портрети зв'язаних та резонансних станів бінарних кластерних систем в просторі Фока-Баргманна.

Ключові слова: легкі ядра з надлишком нейтронів, кластери, метод резонуючих груп, фазовий портрет, простір Фока-Баргманна, мікроскопічна кластерна модель, принцип Паулі.

Лашко Ю. А. Многокластерная теория легких атомных ядер – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.02 – теоретическая физика. – Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, 2018.

В данной работе предложено решение важных проблем, находящихся на стыке микроскопической теории ядра и теории рассеяния многочастичных квантовых систем. На основе оригинального микроскопического подхода исследованы связанные состояния легких нейтронно-избыточных ядер, многоканальные состояния их непрерывного спектра, а также сечения ядерных реакций, сопровождающихся возбуждением или перестройкой ядер. Установлено, что в многоканальных столкновениях кластеров с избытком нейтронов определяющую роль играют собственные значения матрицы плотности бинарной кластерной системы. Получен эффективный межъядерный потенциал, порождающийся оператором кинетической энергии под влиянием принципа Паули. Разработан алгоритм решения многоканальных задач с учетом разного типа кластеризаций. Предложен путь решения проблемы $SU(3)$ вырождения разрешенных принципом Паули состояний трехкластерных систем при помощи собственных значений бинарных подсистем. Построены фазовые портреты связанных и резонансных состояний бинарных кластерных систем в пространстве Фока-Баргманна.

Ключевые слова: легкие ядра с избытком нейтронов, кластеры, метод резонирующих групп, фазовый портрет, пространство Фока-Баргманна, микроскопическая кластерная модель, принцип Паули.

Lashko Yu. A. Many-cluster theory of light neutron-rich nuclei – Manuscript.

Thesis for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences by specialty 01.04.02 – theoretical physics. – Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kyiv, 2018.

In this thesis, solution of the problems, which are at the border of microscopic nuclear theory and many-body quantum system scattering theory and emerge in studies of interaction of the light nuclei, is proposed. Based on the original microscopic approach, discrete and multichannel continuum states of light neutron-rich nuclei as well as effective cross sections for nuclear reactions accompanied by excitation or rearrangement of the nuclei involved in the reactions are investigated. Data on the magnitude of these cross sections are necessary for setting up future experiments with neutron-rich nuclei.

In the first chapter of the thesis, the main theses relating to a discrete representation of Pauli-allowed states are given. Using this representation, the effect of the Pauli exclusion principle on collisions between light atomic nuclei is studied within the resonating-group method. The Fock–Bargmann representation is a specific feature of the method that provides a simple description of the dynamical phenomena accompanying the collision processes.

The influence of the Pauli principle on the dynamics of cluster-cluster interaction in single-channel binary cluster systems, such as $^4\text{He}+^4\text{He}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ and $^4\text{He}+n$ is analyzed in details.

An effective intercluster potential generated due to the influence of the Pauli principle on the kinetic energy operator of the relative motion of the clusters is obtained. Its properties along with its radius and intensity for the above-mentioned two-cluster systems are established. For the first time it is shown that an exact treatment of the antisymmetrization effects related to the kinetic energy exclusively results in either an effective repulsion or attraction of the clusters.

The influence of the Pauli exclusion principle on the process of collision of the clusters implies three effects that act upon the dynamics of cluster–cluster interaction. First, elimination of the forbidden states drastically increases the amplitude of the variation in the scattering phase, which can be modeled by the repulsion potential when there are small distances between clusters. The larger the number of the forbidden states is, the higher the intensity of this modeling potential and its radius are. It should be noted however, that the latter does not exceed half the rms radius of the clusters. Second, an additional effective potential of repulsion or attraction, which can noticeably influence the behavior of the scattering phase, appears beyond the core. Finally, in the same region, the intensity of the centrifugal potential either increases or decreases, which leads to a certain weakening of the effective potential of antisymmetrization. The distances between the clusters at which the Pauli exclusion principle comes into action is defined by the size of the region in which the eigenvalues of the allowed states differ from unity. This distance is more than twice as large as the rms radius of the clusters and is much larger than the radius of the forces of interaction between the clusters due to the nuclear nucleon–nucleon potential.

Independent variables of the wave function in the Fock–Bargmann representation are both nucleon coordinates and momenta, and the distribution function is determined in phase space. By this reason this representation offers the challenge of analyzing density distribution functions of binary cluster systems. Any quantum state of such system corresponds to the probability of distribution over phase trajectories in this state, or the phase portrait of the state, as opposed to the classical phase portrait. Wave function of binary cluster system in this representation gives the probability for realization of any

trajectory of the phase portrait. Density distributions in the Fock–Bargmann space are constructed for bound and resonance states of ${}^6,7\text{Li}$ and ${}^{7,8}\text{Be}$, provided that all these nuclei are treated within a microscopic two-cluster model.

In the second chapter, the influence of the Pauli exclusion principle on the process of collision of light nuclei for multichannel binary cluster neutron-rich systems, such as ${}^6\text{He}+{}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}+{}^4\text{He}$, ${}^{10}\text{Be}+{}^2\text{n}$, ${}^{11}\text{Be}+{}^1\text{n}$, ${}^6\text{He}+{}^4\text{He}$ is analyzed. The eigenvalues of density matrix of a binary cluster system plays a crucial role in multichannel collisions of neutron-rich clusters. The cross sections for inelastic scattering, taking into account the excitation of interacting subsystems, and the effective cross sections for reactions involving rearrangement of the colliding nuclei are estimated.

It has been shown that eigenvalues that exceed unity and which are maximal for p -shell nuclei arise for nuclei belonging to the end of the p -shell, where the valence neutron closes up the neutron magic core. In such systems, the effective attraction of clusters at short intercluster distances manifests itself most strongly.

Algorithm of solving multichannel problems with consideration for different cluster configurations is developed. Co-existence of different cluster configurations in ${}^{12}\text{Be}$ and tetraneutron is considered. The influence of the Pauli principle on the kinetic energy of the relative motion of the neutron clusters is shown to result in their attraction. The strength of such attraction is high enough to ensure the existence of a low-energy resonance in the tetraneutron, provided that the oscillator length is large enough.

Possibility to find a link between the results of our microscopic model and the parameters of orthogonalizing pseudo-potentials widely used in macroscopic models for simulating Pauli principle is investigated.

The third chapter of the thesis is devoted to analyzing the role of the Pauli principle on the structure of discrete and continuum spectrum states of three-cluster systems. Nuclei with prominent three-cluster structure, such as ${}^5\text{H}=\text{t}+\text{n}+\text{n}$, ${}^{12}\text{C}=3\alpha$, ${}^8\text{Li}=\alpha+\text{t}+\text{n}$, are considered. The structure of the eigenfunctions and behavior of the eigenvalues of the three-cluster norm kernel are analyzed. Classification of the eigenvalues of the three-cluster systems with the help of eigenvalues of the two-body subsystem is suggested. Each family of the Pauli-allowed states asymptotically corresponds to a certain binary decay channel of a three-cluster system into a two-cluster subsystem occurring in a ground or an excited harmonic-oscillator state and a remaining cluster. Such asymptotic behavior gives an indication of possible decay channels of a three-cluster nucleus and allows us to specify the most important decay channels of the nucleus under consideration.

The effects of cluster polarization of binary subsystems on the spectrum of bound and resonance states in ${}^{10}\text{Be}=\alpha+\alpha+{}^2\text{n}$ is discussed. The dependence of the spectrum of bound and resonance states in ${}^{10}\text{Be}$ on the choice of nucleon-nucleon potential is investigated and comparison with experimental data is performed. It was demonstrated that the cluster polarization plays an important role in formation of bound and resonance states in ${}^{10}\text{Be}$. Dominant decay channels for each resonance state were determined. It was shown that cluster polarization increases effective attraction between interacting clusters that results in noticeable decrease in the energy of bound and resonance states. In many cases the cluster polarization decreases width of resonance states, i.e. it increases substantially their half-life.

The results presented in the thesis can provide some theoretical grounding for the advancement of concepts about structure and properties of weakly-bound systems, which recently has become an object of intensive experimental investigations. Study of such objects opens up the prospects for solution of the problem of nuclear interactions.

Keywords: light neutron-rich nuclei, clusters, resonating group method, phase portrait, Fock–Bargmann space, microscopic cluster model, Pauli principle.

Лашко Юлія Анатоліївна

Багатокластерна теорія легких атомних ядер (Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук).

Зам. – 3

Формат 60 x 84/16

Обл.-вид. арк. - 1.25

Підписано до друку 12.02.2018 р.

Тираж 100 прим.

Поліграфічна дільниця ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України,
03680, м. Київ, вул.. Метрологічна, 14-б