

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

Нестеров Олександр Володимирович

УДК 539.142

**ТРИКЛАСТЕРНА МІКРОСКОПІЧНА МОДЕЛЬ
ОПИСУ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЛЕГКИХ АТОМНИХ
ЯДЕР**

01.04.02 – теоретична фізика

Автореферат дисертації
на здобуття наукового ступеня доктора
фізико-математичних наук

Київ – 2016

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана у Відділі структури атомних ядер Інституту теоретичної фізики імені М. М. Боголюбова НАН України.

Офіційні опоненти:

доктор фізико-математичних наук, професор,
член-кореспондент НАН України
Гусинін Валерій Павлович,
завідувач відділу астрофізики та елементарних частинок
Інституту теоретичної фізики
ім. М. М. Боголюбова НАН України;

доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник
Дзюблик Олексій Ярославович,
провідний науковий співробітник відділу теоретичної фізики
Інституту ядерних досліджень НАН України;

доктор фізико-математичних наук, професор
Плюйко Володимир Андрійович,
професор кафедри ядерної фізики фізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

Захист відбудеться _____об __ 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 «_____» _____2017 року.

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

В. Є. Кузьмичев

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Дослідження властивостей легких атомних ядер та особливостей протікання ядерних реакцій за їх участю було на протязі багатьох років і залишається на даний час однією з головних задач ядерної фізики. На передній план тут останнім часом висувається те, що багато з легких атомних ядер має яскраво виражену кластерну структуру. І якщо теоретичні моделі для дослідження двокластерних ядерних систем вже набули досить широкого розвитку, наразі велике значення має проблема розв'язання трикластерних задач, у числі яких і вивчення реакцій з трикластерними вихідними каналами, тим більше і тому, що експериментатори вже навчилися розглядати такого роду процеси у повній кінематиці. З точки зору своїх застосувань, найбільш цікавим тут є вивчення процесів протікання нуклеосинтезу у надрах зірок, що тісно пов'язано з питанням розповсюдження хімічних елементів у Всесвіті, та реалізації керованого термоядерного синтезу в земних умовах.

Якщо говорити більш конкретно про задачі, що стоять перед теоретиками у контексті сказаного вище, то по-перше це є дослідження кластерної структури легких атомних ядер, яка є дуже суттєвим фактором впливу на здатність тунелювання окремих кластерів та налітаючих ядер вцілому крізь кулонівський бар'єр - головну перепону на шляху реакцій нуклеосинтезу. Важливе місце тут займають ядра з яскраво вираженою трикластерною структурою, чільне місце серед яких належить ядрам з великим надлишком нейтронів, маючих нейтронне гало. Вкрай суттєвим є й те, що в багатьох провідних ядерних центрах світу досягнуто значних успіхів в отриманні пучків таких ядер. По-друге, оскільки легкі атомні ядра зазвичай мають відносно невелику кількість зв'язаних станів, а значна більшість їх станів є квазістаціонарними і розташовані у неперервному спектрі, причому в значній мірі у трикластерному континуумі, то їх дослідження є ще однією нагальною задачею фізики легких атомних ядер. По-третє, суттєвою перепорою на шляху вивчення ядерних процесів в зірках на етапі їх невибухової еволюції є те, що вони протікають при дуже низьких енергіях у вхідних каналах, тобто таких, де можливості експериментальних досліджень є дуже обмеженими. До того ж, на перерізи ядерних реакцій дуже великий вплив може справляти поляризація взаємодіючих ядер, зокрема поляризація бінарних підсистем, які мають м'яку кластерну моду руху, що є особливо важливим при розгляді процесів, які протікають за малих енергій. По-четверте, розрахунки в сучасних мікроскопічних моделях можуть дати нову інформацію про властивості нуклон-нуклонних сил. У п'ятих, на протязі багатьох років велику зацікавленість викликає вивчення властивостей мультинейтронних систем з точки зору можливості існування у них зв'язаних та резонансних станів.

Важливість на нинішній час теоретичного розгляду перерахованих вище задач обумовлює актуальність розвитку мікроскопічних підходів до їх розв'язання та використання їх для розгляду властивостей конкретних ядерних систем. Зокрема в даній роботі запропоновано мікроскопічну трикластерну модель за допомогою якої є можливість з єдиних позицій розглядати, як стани дискретного спектру, так і стани неперервного спектру з трикластерного континуума. З застосуванням запропонованої

моделі розглянуто кластерну структуру зв'язаних станів ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ і продемонстровано, що всі вони мають яскраво виражену трикластерну структуру і відповідно до цього два перших з них є ядрами з нейтронним гало. За використання розсіяння $3 \rightarrow 3$ досліджено стани неперервного спектру, що лежать у трикластерному континуумі ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{B}$, ${}^5\text{H}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{B}$. Передбачено наявність у цих ядер ряду нових резонансних станів і зроблено висновок про те, що їх існування у трикластерному континуумі може бути пояснено виключно особливостями тричастинкового розпаду. Сформульовано комбінований підхід у якому вхідні канали можуть бути бінарними, а вихідні – трикластерними. У рамках цього підходу було отримано перерізи реакцій термоядерного синтезу ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ та ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. При розгляді другої з них за тих малих енергій, які є актуальними з точки зору протікання її в сонячних умовах але недосяжних сучасному експерименту, вказано на відсутність низькоенергетичних резонансів, що є важливим з точки зору прояснення проблеми сонячних нейтрино. З урахуванням поляризації бінарних підсистем, розраховані характеристики станів неперервного та дискретного спектрів ядра ${}^7\text{Li}$, де завдяки урахуванню поляризації досягнуто дуже хороше узгодження з експериментальними даними, отримано переріз реакції ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$, яка є основною реакцією по виробітку трітїю, а також перерізи реакцій радіаційного захвату ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$. Всі чотири останні реакції мають велике значення з точки зору питання про розповсюдження хімічних елементів з $A=7$ в природі, а перша з них, до того ж, є реакцією pp-циклу і має відношення до проблеми сонячних нейтрино. При розгляді розсіяння $4 \rightarrow 4$ для системи яка складається з чотирьох нейтронів (тетранейтона) передбачено можливість існування резонансного стану, що останнім часом знайшло своє перше експериментальне підтвердження.

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 легких ядер та ядерних реакцій за їх участю” (№ д. р. 0102U002328), “Дослідження слабо зв'язаних ядерних систем” (№ д. р. 0101U000329), “Дослідження легких ядер з надлишком нейтронів” (№ д. р. 0196U001606), “Мікроскопічна теорія структури зв'язаних станів та резонансів ядерних систем” (№ д. р. 0106U007883), пошукової теми “Фундаментальні властивості фізичних систем у екстремальних умовах ” (№ г. р. 0107U000396).

Мета і задачі дослідження. Основною метою даної роботи є теоретичне дослідження властивостей зв'язаних станів легких атомних ядер, що мають виражену трикластерну структуру, у тому числі і тих, у яких є великий надлишок нейтронів, дослідження станів неперервного спектру, що лежать в трикластерному континуумі, реакцій термоядерного синтезу з тричастковими вихідними каналами, впливу поляризації бінарний підсистем на параметри основних станів ядер і протікання ядерних реакцій і також можливості існування зв'язаних і резонансних станів у тетранейтрона.

Для досягнення цієї мети необхідно було вирішити такі задачі:

1. Сформулювати в рамках алгебраїчної версії методу резонуючих груп (AB МРГ) мікроскопічний підхід, що дозволяє з єдиних позицій розглядати трикластерні задачі дискретного і неперервного спектрів і провести всі необхідні аналітичні обчислення.
2. Розробити числові алгоритми вирішення задач про знаходження параметрів станів дискретного і неперервного спектрів легких атомних ядер в запропонованому підході і реалізувати їх у вигляді програм для числових розрахунків.
3. Розв'язати задачі про зв'язані стани ядер ${}^6\text{He}$ і ${}^8\text{He}$, що мають великий надлишок нейтронів, а також ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$.
4. Розв'язати задачі неперервного спектру для станів ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Be}$, ${}^5\text{H}$, ${}^9\text{Be}$ і ${}^9\text{B}$, розташованих в трикластерному континуумі, і проаналізувати отримані теоретичні результати.
5. Сформулювати, в рамках запропонованого підходу, комбіновану модель, що дозволяє розглядати ядерні реакції, які мають двочастковий вхідний і тричастинковий вихідний канал, і розглянути за допомогою цієї моделі реакції термоядерного синтезу ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n) {}^4\text{He}$ і ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p) {}^4\text{He}$.
6. В рамках трикластерної мікроскопічної моделі, що дозволяє враховувати поляризацію бінарних підсистем, розглянути стани неперервного і дискретного спектру ядра ${}^7\text{Li}$, реакцію ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}) {}^4\text{He}$, а також реакції радіаційного захвату ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma) {}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(n, \gamma) {}^7\text{Li}$.
7. Розглянути можливість існування зв'язаних станів тетранейтрона і дослідити, чи мають у нього місце резонансні стани, переформулювавши для цього раніше запропоновану модель опису монопольних збуджень легких атомних ядер для опису розсіяння $A \rightarrow A$.

Об'єктом дослідження є легкі атомні ядра, зокрема екзотичні, тобто з великим надлишком протонів і нейтронів, та ядерні реакції, що протікають за участю легких атомних ядер при середніх та малих енергіях при чому й таких, які є недосяжними для сучасного експерименту, але є найбільш цікавими з точки зору астрофізичних застосувань та реалізації реакцій термоядерного синтезу в земних умовах.

Предметом дослідження є трикластерна структура зв'язаних станів легких атомних ядер, характеристики станів неперервного спектру легких атомних, які належать трикластерному континууму, перерізи реакцій з тричастинковими вихідними каналами.

Методи дослідження. У роботі використовувалися методи нерелятивістської квантової механіки для систем багатьох частинок, теорії розсіяння, теорії груп. Проводилися аналітичні і числові розрахунки на ЕОМ.

Наукова новизна одержаних результатів. Серед наукових результатів, представлених у дисертації як нові, слід відзначити наступні:

1. Розвинений трикластерний мікроскопічний підхід, що дозволяє з єдиних позицій розглядати як стани дискретного, так і стани неперервного спектру ядер, що лежать у трикластерному континуумі. Основою запропонованого підходу є використання

розкладання функції відносного руху кластерів, які задаються хвильовими функціями моделі оболонки, по базису станів шестивимірної гармонічної осцилятора.

2. Розвинена техніка твірних функцій і твірних матричних елементів, що дозволяє отримати прямі формули і рекурентні співвідношення для обчислення матричних елементів операторів фізичних величин на функціях вказаного в попередньому пункті багаточастикового базису, необхідних для опису властивостей атомних ядер в рамках запропонованого підходу.

3. В рамках запропонованого трикластерного мікроскопічного підходу вивчена кластерна структура зв'язаних станів ядер ^{10}B , ^9Be , ^6Li , ^6He і ^8He . Наочно продемонстровано наявність нейтронного гало у двох останніх. Проведено порівняльний аналіз структур їх основних станів.

4. В рамках запропонованого мікроскопічного підходу вирішена задача про розсіяння $3 \Rightarrow 3$ для шестинуклонних систем, що складаються з α -частинки і двох нуклонів, таких як ^6He і ^6Be . Розглянуті властивості 2^+ стану ядра ^6He , 0^+ і 2^+ станів ядра ^6Be , що лежать в трикластерному континуумі. Вказано на необхідність врахування трикластерних мод руху для адекватного опису таких станів. У тому ж підході розглянуті спектри низьколежачих станів ядер ^5H , ^9B і ^9Be . Продемонстровано, що їх спектри є більш багатими, ніж уявлялося раніше. Причому можливість існування передбачених резонансів може бути пояснена тільки особливостями тричастинкового розпаду.

5. Сформульована комбінована модель із завданням коректних граничних умов, що дозволяє розглядати реакції з бінарними вхідними каналами і трикластерними вихідними. В рамках цієї моделі розглянуті реакції $^3\text{H}(^3\text{H}, 2n)^4\text{He}$ і $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$. Остання з них представляє особливий інтерес з точки зору астрофізики як одна з найважливіших ланок сонячного pp-циклу реакцій, що відбуваються на Сонці. У поведінці S - фактора не виявлено ніяких вказівок на існування резонансного стану, наявність якого могла б прояснити проблему сонячних нейтрино.

6. Досліджено вплив поляризації бінарних підсистем ^6Li і ^3H на параметри основного стану і структуру резонансних станів ядра ^7Li . Показано, що поляризація підсистеми ^6Li чинить значно більший вплив на дискретний та неперервний спектр ^7Li , ніж поляризація ^3H . Зроблено висновок про те, що м'які кластерні моди руху бінарних підсистем можуть бути дуже важливим фактором впливу на властивості трикластерної системи.

7. В рамках зазначеного в попередньому пункті підходу досліджено переріз реакції $^6\text{Li}(n, ^3\text{H})^4\text{He}$, що представляє інтерес як одна з основних реакцій з напрацювання тритію. Продемонстрована слабка залежність перерізу реакції від врахування поляризації. Останньому дано пояснення, що складається в одночасному посиленні притягання між кластерами за рахунок поляризації і зміні взаємодії між каналами реакції. Так само розглянуто вплив поляризації на перерізи реакцій радіаційного захвату $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$, $^3\text{H}(\alpha, \gamma)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(p, \gamma)^7\text{Be}$ і $^6\text{Li}(n, \gamma)^7\text{Li}$. Ці реакції мають важливе значення для астрофізичних застосувань, у зв'язку з чим значну увагу приділено поведінці перерізів реакцій в області низьких енергій, де немає поки що можливості

провести експериментальні вимірювання. Показано, що поляризація є важливим фактором адекватного опису існуючих експериментальних даних. Крім цього, детально досліджено кореляцію між S - фактором при нульовій енергії і величинами, що характеризують основний стан кінцевого ядра.

8. Досліджено спектр зв'язаних станів ядра ^{10}B . Розрахунки проводилися з використанням напівреалістичних потенціалів. При цьому отримано правильний порядок взаємного розташування рівнів. Показано, що це може мати місце без залучення в розгляд тричастинкових сил, але лише за рахунок коректного вибору інтенсивності сил спін-орбітальних. Порівняння отриманих результатів з результатами для реалістичних сил може вказувати на те, що в останніх LS -сили можливо недооцінені. Розраховані спектроскопічні фактори для каналу $\alpha + \alpha + d$.

9. За допомогою розгляду розсіювання $4 \rightarrow 4$, з використанням базису кластерних гіпергармонік, в основу побудови яких покладено кластеризацію $^2n + ^2n$, вивчена можливість наявності у тетранейтрона зв'язаних і резонансних станів. Зв'язаних станів не виявлено, але показано, що хоча б один резонанс може мати місце при енергії, що дорівнює 1 – 3 Мев вище порогу повного розвалу і при ширині резонансу, яка не перевищує декількох Мев. В 2016 році з'явилося перше експериментальне підтвердження цього результату.

Практична цінність отриманих результатів. Отримані результати можуть бути використані при плануванні та постановці експериментів, аналізі їх результатів при дослідженні властивостей станів легких атомних ядер, що лежать в дискретному спектрі, двокластерному і трикластерному континуумі. Тобто, можуть бути корисними при підготовці експериментальних досліджень у ряді наукових центрів, наприклад, у Науковому центрі "Інститут ядерних досліджень" НАН України, ОІЯД (Дубна, Росія), Інститут важких іонів (Дармштадт, Німеччина), Інститут фізико-хімічних досліджень RIKEN (Японія), Університет Суррея (Англія), Ливерморська національна лабораторія (США) та інших, при розгляді зіткнень атомних ядер, їх взаємодії з фотонами, нейтронами, протонами та іншими зарядженими частинками. Також отримані результати можуть бути цікавими для теоретиків, які працюють над аналогічними задачами в ХФТІ (Харків, Україна), Київському національному університеті імені Тараса Шевченка, Брюссельському вільному університеті (Бельгія), Університеті Міннесоти (Міннеаполіс, США), Університеті Хоккайдо (Саппоро, Японія) і ще в ряді наукових центрів.

Оскільки головним чином результати дисертаційної роботи пов'язані з нуклеосинтезом при малих енергіях, то основна область їх можливої практичної застосовності, це ядерні реакції, що протікають в надрах зірок і, відповідно, питання про поширеність хімічних елементів у Всесвіті, та керований термоядерний синтез в земних умовах.

Особистий внесок здобувача. Особистий внесок здобувача полягає в тому, що запропонована і розроблена мікроскопічна трикластерна модель опису властивостей станів дискретного і неперервного спектру легких атомних ядер, яка є продовженням розвитку Алгебраїчної версії методу резонуючих груп, запропонованої Г. Ф. Філіпповим і розробленої у Відділі структури атомних ядер ІТФ НАН України. Ця модель заснована на використанні осциляторного базису і в даному конкретному

випадку являє собою замкнутий варіант матричного підходу, зводячи рішення багаточастинкового рівняння Шредінгера до розв'язання системи алгебраїчних рівнянь. І якщо на попередньому етапі свого розвитку АВ МРГ могла бути застосована лише для двокластерних задач з використанням базису функцій тривимірного гармонічного осцилятора, то запропонована модель дає можливість розглядати трикластерні задачі дискретного та неперервного спектрів, спираючись на застосування базису функцій шестивимірного гармонічного осцилятора. При цьому, здобувачем були отримані основні аналітичні співвідношення, що дозволяють побудувати підлягаючу розв'язанню систему алгебраїчних рівнянь, а саме: прямі формули і рекурентні співвідношення для обчислення інтегралів перекриття в біосциляторному і гіперсферичному базисі, співвідношення, що зв'язують матричні елементи оператора кінетичної енергії з матричними елементами одиничного оператора, прямі формули і рекурентні співвідношення для матричних елементів центральній частині нуклон-нуклонних сил в біосциляторному базисі, співвідношення, що зв'язують матричні елементи нецентральных частин нуклон-нуклонних сил (спін-орбітальних і тензорних) з матричними елементами центральних сил в біосциляторном базисі, матричні елементи матриці переходу від функцій біосциляторного базису до функцій гіперсферического базису і ряд інших співвідношень, що дозволяють отримати характеристики зв'язаних і резонансних станів. Зазначені співвідношення були отримані з використанням багатокластерного методу твірних функцій і твірних матричних елементів. Для отримання останніх були складені програми в пакетах для виконання аналітичних обчислень, а для проведення чисельних розрахунків написані програми для обчислення матричних елементів інтегралів перекриття, матричних елементів оператора кінетичної енергії, матричних елементів операторів центральній частині нуклон-нуклонного потенціалу мовою числового програмування "Fortran". Це надало можливість здобувачу активно брати участь не тільки в проведенні аналітичних обчислень, обговоренні результатів та написанні текстів статей, але й у виконанні великого обсягу числових розрахунків. Зазначені результати представлені у Розділі 1.

Вищесказаним визначається особистий внесок здобувача і конкретне застосування запропонованої моделі до дослідження трикластерної структури зв'язаних станів таких ядер, як ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{He}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, властивостей станів, що лежать у трикластерному континуумі ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Be}$, ${}^5\text{H}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{B}$, розглянутих у процесі розсіювання $3 \rightarrow 3$. Результати цих досліджень представлені у Розділах 2 і 3.

Також в рамках природного розширення запропонованої моделі, яка в тексті називається комбінованою моделлю і дозволяє розглядати процеси $2 \rightarrow 3$, тобто реакції, де вхідний канал бінарний, а вихідний – тричастковий. Якщо техніка роботи з бінарними каналами в АВ МРГ відома і розроблена в основному в роботах Г. Ф. Філіппова, В. С. Василевського, І. П., Охріменка і інших співробітників відділу САЯ ІТФ НАНУ, то для опису тричастинкового каналу і врахування зв'язку двочастинкового і тричастинкового каналів використовувалися вказані в першому абзаці розділу напрацювання здобувача. Результати, отримані з використанням вказаного в цьому абзаці підходу, представлені у Розділі 4.

Ще одна модифікація трикластерної мікроскопічної моделі була використана для опису поляризації кластерів в процесі їх взаємодії з третім кластером. Основна ідея такої модифікації належить В. С. Василевському і полягає в тому, щоб відображати поляризацію бінарних підсистем за допомогою гаусівського базису, а також залучення амплітуд Фаддєєва при заданні вигляду функцій відносного руху кластерів. При конкретній реалізації цього підходу особистий вклад здобувача полягає в проведенні значної частини аналітичних і числових розрахунків. Результати, отримані з використанням цієї моделі, представлені у Розділі 5.

Раніше запропонована у співавторстві з Г. Ф. Філіпповим і В. С. Василевським модель опису монопольних збуджень атомних ядер, що заснована на використанні двокластерних гіперсферичних гармонік, переформульована здобувачем для опису розсіяння $A \rightarrow A$. На основі сформульованого підходу здійснено пошук зв'язаних і резонансних станів тетранейтрона. Тут здобувачем були виконані всі необхідні аналітичні обчислення і створена основна частина програм для числових розрахунків. (Розділ 6).

Апробація результатів дисертації. Результати дисертації неодноразово доповідались на семінарах Відділу структури атомних ядер і наукових сесіях Інституту теоретичної фізики НАН України, а також на семінарах наукових центрів України та інших країн. Це Інститут ядерних досліджень НАН України, Науково-дослідний інститут ядерної фізики МДУ (м. Москва), Об'єднаний інститут ядерних досліджень (м. Дубна), Університет м. Антверпен (Бельгія), на засіданнях Бельгійського фізичного товариства, на Всесоюзних конференціях по спектроскопії та структури атомного ядра, на конференції з мультинейтронних систем (м. Дубна). На міжнародних конференціях: "Symmetry methods in physics" (in memory of professor Ya. A. Smorodinsky) Obninsk, Russia, July, 6-10, 1993; Международное Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Дубна, Россия, 1993; 5th International Spring Seminar on Nuclear Physics "New Perspectives in Nuclear Structure", Ravello, Italy, May 22-24, 1995; Международное совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, СПб, Россия, 20-23 апреля, 1995; International Symposium on Exotic Nuclear Structures, Debrecen, Hungary. May 15-20, 2000; Int. Symp. on "Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems", Kyoto, Japan, Nov. 12-14, 2001; Int. Conf. "Nuclear Physics at Border Lines", Lipary, Italy, May, 21-24, 2001; 7th Int. Seminar on Nuclear Physics "Challenger of Nuclear Structure", Maiory, Italy, May 27-31, 2001; Int. Conf. "Modern problems of theoretical physics" Kyiv, Ukraine, December 9-15, 2002; XXIV International Workshop on nuclear theory, Rila Mountains, Bulgaria, June 20-25, 2005; International Conference "NPAE-2006", Kyiv, Ukraine May 29 – June 03, 2006; International Conference "NPAE-2008", Kyiv, Ukraine, June 9 –15, 2008; International Conference "NPAE-2010", Kyiv, Ukraine, June 7 –12, 2010; International Conference "NPAE-2012", Kyiv, September 7-13, 2012; International Conference "Problems of theoretical physics", Kyiv, October 8 – 11, 2012.

Публікації. Матеріали дисертації опубліковані в 54 друкованих роботах, серед яких 25 робіт [1-25] опубліковані в реферованих виданнях (8 статей у вітчизняних журналах[1-8], 2 статті в Збірнику наукових праць ІЯД НАН України [9,10], 14 статей

у зарубіжних журналах [11-24], 1 стаття [25] у книзі видавництва "Springer"), 11 статей у збірниках конференцій, 10 з яких є міжнародними [26-36], 7 препринтів ІТФ НАНУ ім. М. М. Боголюбова, три з яких продубльовані статтями [37-40] (об'єднані з відповідними статтями в одне посилання), а також в 14 тезах конференцій [41-54], тринадцять з яких є міжнародними.

Структура і обсяг дисертації. Дисертація складається з вступу, шести розділів, висновків, списку використаної літератури. Матеріал викладено на 317 сторінках, містить 80 рисунків, 44 таблиці та список цитованої літератури, що складається з 348 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 дається екскурс в історію АВ МРГ, обговорюється: як здійснюється кластерний опис властивостей легких ядер в АВ МРГ, техніка обчислення елементів матриці перекриття і матриці гамільтоніана на функціях шестивимірного гармонічного осцилятора, асимптотичні результати в координатному і осциляторному представленні, обчислення параметрів резонансів, збіжність результатів, модифікація схеми обчислень АВ МРГ.

У **підрозділі 1.1** розглядається, як здійснюється кластерний опис властивостей легких ядер в АВ МРГ. Багаточастинкова хвильова функція трикластерної системи, що складається з A нуклонів ($A=A_1+A_2+A_3$) з повним урахуванням антисиметризації може бути представлена наступним чином:

$$\Psi(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_{A-1}) = \hat{A}[\Psi_1(A_1)\Psi_2(A_2)\Psi_3(A_3)\Psi_Q(Q)], \quad (1.1)$$

де $\hat{A}$ - оператор антисиметризації. Хвильові функції кластерів $\Psi_i(A_i)$, ($i=1,2,3$), задають внутрішню структуру i -го кластера. Функції кластерів первісно фіксовані і в даній роботі являють собою функції моделі оболонки. Функція

$$\Psi_Q(Q) = \Psi_Q(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$$

являє собою функцію відносного руху кластерів, є шуканою функцією і розкладається в нашому підході по базису функцій шестивимірного гармонічного осцилятора.

Можна вказати декілька способів класифікації функцій шестивимірного гармонічного осцилятора. В даній роботі використовують в основному два з них. Вони пов'язані з редукцією унітарної групи $U(6)$, яка є групою симетрії шестивимірного гармонічного осцилятора, на його підгрупи:

$$U(6) \supset \begin{matrix} U(3) & \otimes & U(3) \\ \cup & & \cup \\ SO(3) & \otimes & SO(3) \end{matrix} \Rightarrow \begin{matrix} |n_1 l_1 n_2 l_2 LM\rangle, \\ \supset SO(3) \end{matrix} \quad (1.2)$$

$$U(6) \supset O(6) \supset SO(3) \otimes SO(3) \supset SO(3) \Rightarrow |n_\rho, K, l_1, l_2, LM\rangle. \quad (1.3)$$

Перший базис (1.2) далі ми будемо іменувати "біосциляторним" базисом ("БО" - базисом), де групи $U(3)$ в ланцюжку підгруп пов'язані з векторами Якобі $\mathbf{q}_1$ і $\mathbf{q}_2$, що породжує квантові числа (n_1, l_1) та (n_2, l_2) , де l_1 та l_2 згортаються в повний момент L з проекцією M .

Другий базис (1.3) - це "гиперсферический базис" (ГС-базис), оскільки його функції є функціями незвідних представлень групи $O(6)$. Тут ми маємо наступні квантові числа: гіпермомент K , число квантів гіперрадіальних збуджень n_ρ , парціальні кутові моменти l_1 та l_2 , повний кутовий момент L та його проекцію M .

Відповідно ми приходимо до нескінченної системи лінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\sum_{\nu'} [\langle \nu | \hat{H} | \nu' \rangle - E \langle \nu | \nu' \rangle] C_{\nu'} = 0, \quad (1.4)$$

яка є наслідком вибору пробної функції при розв'язанні багаточастинкового рівняння Шредингера. Коефіцієнти C_ν , що підлягають визначенню, являють собою не що інше, як хвильову функцію системи в осциляторному представленні. Величини $\langle \nu | \hat{H} | \nu' \rangle$ і $\langle \nu | \nu' \rangle$ – це матричні елементи гамільтоніана та одиничного оператора на повністю антисиметризованих багаточастинкових базисних функціях.

У **підрозділі 1.2** розглядається техніка обчислення елементів матриці перекриття і матриці гамільтоніана на функціях трикластерного мікроскопічного базису. Це дві ключові матриці, з яких конструюються рівняння АВ МРГ. В трикластерному випадку для їх обчислення розроблено метод, який має назву методу твірних функцій і твірних матричних елементів.

Схема дій тут така:

1. Обчислення твірних матричних елементів на А-частинкових твірних функціях без урахування антисиметризації. 2. Перехід до координат Якобі і антисиметризація. 3. Отримання рекурентних співвідношень для матричних елементів на функціях біосциляторного базису. 4. Перехід до осциляторного базису методу К-гармонік.

За для реалізації вказаної схеми одночастинкові орбіталі вибираються у вигляді:

$$|i\rangle = \exp\{-1/2(\mathbf{r}_i^2 - 4\mathbf{r}_i \mathbf{R}_i + 2\mathbf{R}_i^2)\}, \quad (1.5)$$

де $\mathbf{r}_i$ - безрозмірний осциляторним радіусом радіус-вектор i -го ($i = 1, \dots, A$) нуклона, $\mathbf{R}_i$ – безрозмірний кластерний генераторний параметр. Вираз (1.5), - це, з одного боку, не що інше як одночастинкова зміщена гаусова функція (або, іншими словами, модифікована орбіталь Брінка-Блоха), а з іншого боку, з точністю до постійного множника, твірна функція для поліномів Ерміта. Розраховані на детермінантних

функціях (1.5), з урахуванням спіні-ізоспінових змінних, матричні елементи, це і є твірні матричні елементи. Для інтегралу перекриття у своєму кінцевому вигляді, тобто після переходу до координат Якобі у трикластерному випадку, вони мають вигляд суми доданків вигляду:

$$I = \exp\{\alpha_{11}\mathbf{X}_1\mathbf{Y}_1 + \alpha_{12}\mathbf{X}_1\mathbf{Y}_2 + \alpha_{21}\mathbf{X}_2\mathbf{Y}_1 + \alpha_{22}\mathbf{X}_2\mathbf{Y}_2\}, \quad (1.6)$$

де α_{ij} – константи, які змінюються при переході від одного доданку до іншого, а $\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2$ ($\mathbf{Y}_1, \mathbf{Y}_2$) -вектори Якобі, складені з генераторних параметрів лівої та правої твірної функції відповідно, які визначають взаємне розташування центрів мас кластерів. Зауважимо, що вся наша подальша робота буде побудована на використанні базисних функцій сконструйованих з генераторних параметрів, тобто в просторі Баргмана. Так аналогами біосціляторної функції в координатному просторі є функції (ліва і права):

$$|n_1 l_1 n_2 l_2 LM\rangle = X_1^{n_1} X_2^{n_2} Y_{LM}^{(l_1 l_2)}(\theta_1 \varphi_1 \theta_2 \varphi_2), \quad |\tilde{n}_1 \tilde{l}_1 \tilde{n}_2 \tilde{l}_2 \tilde{L} \tilde{M}\rangle = Y_1^{n_1} Y_2^{n_2} Y_{\tilde{L}\tilde{M}}^{(\tilde{l}_1 \tilde{l}_2)}(\tilde{\theta}_1 \tilde{\varphi}_1 \tilde{\theta}_2 \tilde{\varphi}_2),$$

у просторі генераторних параметрів, знаходження коефіцієнтів розкладу за якими величини I з формули (1.6)

$$I = \sum \langle n_1 l_1 n_2 l_2 LM | \tilde{n}_1 \tilde{l}_1 \tilde{n}_2 \tilde{l}_2 \tilde{L} \tilde{M} \rangle X_1^{n_1} Y_1^{n_2} X_1^{\tilde{n}_1} Y_1^{\tilde{n}_2} Y_{LM}^{(l_1 l_2)}(\Omega_{12}) Y_{\tilde{L}\tilde{M}}^{(\tilde{l}_1 \tilde{l}_2)}(\tilde{\Omega}_{12}), \quad (1.7)$$

дозволяють знайти інтеграл перекриття за застосуванням або прямих формул, або рекурентних співвідношень. Перші з них тут не наводяться, бо є дуже громіздкими, не кажучи вже, наприклад, про матричні елементи оператора центральної частини потенційної енергії, де ситуація на порядок складніша тому, що кожний доданок твірного матричного елемента має вигляд:

$$\begin{aligned} \langle ij|V|i'j'\rangle = & z^{3/2} \exp\{\bar{\alpha}_{11}\mathbf{X}_1\mathbf{Y}_1 + \bar{\alpha}_{12}\mathbf{X}_1\mathbf{Y}_2 + \bar{\alpha}_{21}\mathbf{X}_2\mathbf{Y}_1 + \bar{\alpha}_{22}\mathbf{X}_2\mathbf{Y}_2\} \times \\ & \times \exp\{a_{11}\mathbf{X}_1^2 + a_{12}\mathbf{X}_1\mathbf{X}_2 + a_{22}\mathbf{X}_2^2\} \exp\{b_{11}\mathbf{Y}_1^2 + b_{12}\mathbf{Y}_1\mathbf{Y}_2 + b_{22}\mathbf{Y}_2^2\}, \end{aligned} \quad (1.8)$$

Тому, для розрахунків числових значень цих величин запропонована техніка рекурентних співвідношень, яка кардинально зменшує витрати комп'ютерного часу на числові розрахунки. Зручно подіяти на ліву та праву частину розкладу типу (1.7) деякими диференціальними операторами, складеними з генераторних параметрів. У наведеному випадку, наприклад, повний набір (шість) рекурентних співвідношень достатніх для проведення розрахунків, дає використання операторів $\Delta_1 \equiv \partial^2/\partial\mathbf{X}_1^2$, $\Delta_2 \equiv \partial^2/\partial\mathbf{X}_2^2$, $\tilde{\Delta}_1 \equiv \partial^2/\partial\mathbf{Y}_1^2$, $\tilde{\Delta}_2 \equiv \partial^2/\partial\mathbf{Y}_2^2$, $\nabla_1\nabla_2 = \partial/\partial\mathbf{X}_1 \partial/\partial\mathbf{X}_2$, $\tilde{\nabla}_1\tilde{\nabla}_2 = \partial/\partial\mathbf{Y}_1 \partial/\partial\mathbf{Y}_2$. Всі ці оператори є скалярними операторами, що забезпечує можливість отримати рекурентні співвідношення, які зв'язують матричні елементи, що відповідають єдиному значенню повного кутового моменту. Наведемо два з них для інтегралу перекриття. Для скорочення запису будуть опускатися індекси L і M , а також, виписуватися будуть лише ті індекси матричних елементів, що стоять у правій частині рівності, які не збігаються з відповідними індексами матричного елемента, що стоїть ліворуч:

($\Delta_1 \equiv \partial^2 / \partial \mathbf{X}_1^2$):

$$\begin{aligned} \langle n_1 l_1 n_2 l_2 | \tilde{n}_1 \tilde{l}_1 \tilde{n}_2 \tilde{l}_2 \rangle = & \frac{1}{(n_1 - l_1)(n_1 + l_1 + 1)} \left\{ \alpha_{11}^2 \langle n_1 - 2 | \tilde{n}_1 - 2 \rangle + \alpha_{12}^2 \langle n_1 - 2 | \tilde{n}_2 - 2 \rangle - \right. \\ & \left. - (-1)^{\tilde{l}_1 + \tilde{l}_2 - L} 2 \alpha_{11} \alpha_{12} \sqrt{(2\tilde{l}_1 + 1)(2\tilde{l}_2 + 1)} \times \right. \\ & \left. \times \left[\sum_{\substack{\tilde{\lambda}_1 = \tilde{l}_1 \pm 1 \\ \tilde{\lambda}_2 = \tilde{l}_2 \pm 1}} C_{\tilde{l}_1 0 10}^{\tilde{\lambda}_1 + 1, 0} C_{\tilde{l}_2 0 10}^{\tilde{\lambda}_2 + 1, 0} \begin{Bmatrix} \tilde{\lambda}_1, \tilde{\lambda}_2, L \\ \tilde{l}_2, \tilde{l}_1, 1 \end{Bmatrix} \langle n_1 - 2 | \tilde{n}_1 - 1, \tilde{\lambda}_1, \tilde{n}_2 - 1, \tilde{\lambda}_2 \rangle \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.9a)$$

($\nabla_1 \nabla_2 = \partial / \partial \mathbf{X}_1 \partial / \partial \mathbf{X}_2$):

$$\begin{aligned} \langle n_1 l_1 n_2 l_2 | \tilde{n}_1 \tilde{l}_1 \tilde{n}_2 \tilde{l}_2 \rangle = & \frac{1}{\sqrt{\tilde{l}_1 \tilde{l}_2} (\tilde{n}_1 + \tilde{l}_1 + 1)(\tilde{n}_2 + \tilde{l}_2 + 1)} \frac{1}{\begin{Bmatrix} \tilde{l}_1 & \tilde{l}_2 & L \\ \tilde{l}_2 - 1 & \tilde{l}_1 - 1 & 1 \end{Bmatrix}} \times \\ & \times \left\{ -\sqrt{(\tilde{l}_1 - 1)(\tilde{l}_2 - 1)} (\tilde{n}_1 - \tilde{l}_1 + 2)(\tilde{n}_2 - \tilde{l}_2 + 2) \begin{Bmatrix} \tilde{l}_1 - 2 & \tilde{l}_2 - 2 & L \\ \tilde{l}_2 - 1 & \tilde{l}_1 - 1 & 1 \end{Bmatrix} \langle \tilde{l}_1 - 2, \tilde{l}_2 - 2 \rangle + \right. \\ & + \sqrt{(\tilde{l}_1 - 1)\tilde{l}_2} (\tilde{n}_1 - \tilde{l}_1 + 2)(\tilde{n}_2 + \tilde{l}_2 + 1) \begin{Bmatrix} \tilde{l}_1 - 2 & \tilde{l}_2 & L \\ \tilde{l}_2 - 1 & \tilde{l}_1 - 1 & 1 \end{Bmatrix} \langle \tilde{l}_1 - 2 \rangle + \\ & + \sqrt{(\tilde{l}_2 - 1)\tilde{l}_1} (\tilde{n}_1 + \tilde{l}_1 + 1)(\tilde{n}_2 - \tilde{l}_2 + 2) \begin{Bmatrix} \tilde{l}_1 & \tilde{l}_2 - 2 & L \\ \tilde{l}_2 - 1 & \tilde{l}_1 - 1 & 1 \end{Bmatrix} \langle \tilde{l}_2 - 2 \rangle - \\ & - (-1)^{\tilde{l}_1 + \tilde{l}_2 - L} [\alpha_{11} \alpha_{12} \langle n_1 - 2 | \tilde{n}_1 - 1, \tilde{l}_1 - 1, \tilde{n}_2 - 1, \tilde{l}_2 - 1 \rangle + \alpha_{12} \alpha_{22} \langle n_1 - 2 | \tilde{n}_1 - 1, \tilde{l}_1 - 1, \tilde{n}_2 - 1, \tilde{l}_2 - 1 \rangle + \\ & + (-1)^{\tilde{l}_1 + \tilde{l}_2 - L} (\alpha_{11} \alpha_{22} + \alpha_{12} \alpha_{21}) \sqrt{(2\tilde{l}_1 + 1)(2\tilde{l}_2 + 1)} \times \\ & \left. \times \left(\sum_{\substack{\lambda_1 = l_1 \pm 1 \\ \lambda_2 = l_2 \pm 1}} C_{l_1 0 10}^{\lambda_1, 0} C_{l_2 0 10}^{\lambda_2, 0} \begin{Bmatrix} \lambda_1, \lambda_2, L \\ l_2, l_1, 1 \end{Bmatrix} \langle n_1 - 1, \lambda_1, n_2, \lambda_2 | \tilde{n}_1 - 1, \tilde{l}_1 - 1, \tilde{n}_2 - 1, \tilde{l}_2 - 1 \rangle \right) \right\}. \end{aligned} \quad (1.9f)$$

Чотири інших рекурентних співвідношення не наводяться, оскільки можуть бути отримані з простих симетрійних міркувань. Не наводяться також рекурентні співвідношення для центральних сил, тому що вони занадто громіздкі бо кожне з них складається з кількох десятків доданків.

Користуючись технікою ефективних операторів, що складені з генераторних параметрів, отримано зв'язок між матричними елементами кінетичної енергії та матричними елементами матриці перекриття, та матричними елементами центральних та нецентральных компонент потенціалу ядерних сил, що дає можливість отримувати матричні елементи нецентральных сил за допомогою рекурентних співвідношень для сил центральних з необхідними значеннями кутових моментів. Представлена схема розрахунку матричних елементів кулонівської взаємодії за використання тих самих рекурентних співвідношень. Отримані вирази для розрахунку матричних елементів матриці переходу від біосциляторного базису до базису гіперсферичного.

У **підрозділі 1.3** розглядаються асимптотичні результати, необхідні для розв'язання трикластерних задач у запропонованій моделі. Відомо, що тричастинкове рівняння

Шредингера у відсутності ядерних сил в гіперсферичних координатах можна записати у вигляді:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{5}{\rho} \frac{d}{d\rho} - \frac{K(K+4)}{\rho^2} \right] + \frac{Z_{eff}}{\rho} - E \right\} R_{K,\nu_0}(\rho) = 0. \quad (1.10)$$

Відповідно до цього, асимптотичні рішення приймають вигляд:

$$R_{K,\nu_0}^{(\pm)}(\rho) = \frac{1}{\sqrt{k}} W_{\pm i\eta, K+2}(\pm 2ik\rho) / \rho^{\frac{5}{2}}, \quad (1.11)$$

де ν_0 сукупність всіх індексів радіальної частини хвильової функції окрім K , $W_{\lambda,\mu}(z)$ - функція Уіттекера, а η - параметр Зоммерфельда.

Як відомо (Г. Ф. Філіппов, В. С. Василевський, Ф. Арікс) при великому значенні числа радіальних збуджень n_ρ має місце співвідношення:

$$C_{n_\rho} = \langle n_\rho | \psi \rangle \simeq \sqrt{2} \rho_{n_\rho}^2 \psi(\rho_{n_\rho}), \quad (1.12)$$

де b -осциляторний радіус, $\rho_{n_\rho} = b\sqrt{4n_\rho + 2K + 6}$ - величина, що визначає положення квазикласичної точки повороту, а ψ - гіперрадіальна функція.

Наведені вище співвідношення відразу дають можливість записати асимптотичні вирази для C_{n_ρ} при великих значеннях n_ρ :

$$C_{n_\rho}^{(\pm),K} = \sqrt{2} \left\{ \begin{array}{l} W_{i\eta, K+2} \{ 2ikb\rho_{n_\rho} \} / \sqrt{\rho_{n_\rho}} \\ W_{-i\eta, K+2} \{ -2ikb\rho_{n_\rho} \} / \sqrt{\rho_{n_\rho}} \end{array} \right\}. \quad (1.13)$$

Працюючи з використанням техніки S – матриці ми приходимо до кінцевої системи рівнянь

$$\sum_{K', m_\rho} \langle n_\rho, K | \hat{H} - E | m_\rho, K' \rangle C_{m_\rho}^{(0)K'} - \sum_{K'} S_{K_i K'} V_{n_\rho}^{(+), KK'} = -V_{n_\rho}^{(-), KK_i}, \quad (1.14)$$

$$V_{n_\rho}^{(\pm), KK'} = \sum_{m_\rho=0}^{\infty} \langle n_\rho, K | \hat{V} | m_\rho, K' \rangle C_{m_\rho}^{(\pm)K'}. \quad (1.15)$$

Ця система рівнянь і підлягає вирішенню, метою якого є визначення коефіцієнтів $C_{n_\rho}^{(0)K}$ - хвильової функції в осциляторному представленні та елементів S -матриці $S_{K'K}$.

Також у цьому підрозділі отримані всі потрібні формули для розрахунків у фолдінг-моделі, яка є природнім наближенням до запропонованого підходу для випадку, коли кластери достатньо віддалені один від одного для того, щоб можна було знехтувати міжкластерною антисиметризацією. Зокрема корисна з точки зору збіжності результатів асимптотична залежність $1/\rho^3$ для матричних елементів гаусівського потенціалу, вираз для Z_{K,l_1,l_2}^{eff} та інші.

У **підрозділі 1.4** розглядається алгоритми визначення енергії, а також повної та парціальних ширин резонансів трикластерного континууму.

Розв'язуючи систему динамічних рівнянь (1.16), ми одержуємо S -матрицю, яка містить детальну інформацію як про пружні, так і непружні процеси в трикластерній системі. Аналіз S -матриці зручно проводити, перетворюючи її до діагональної форми, з використанням ортогональної матриці її власних векторів (U_α^K) . Таке представлення

S-матриці зазвичай називають поданням власних каналів і приводить до так званих власним фаз розсіяння:

$$S_{\alpha} = \exp\{2i\delta_{\alpha}\}, \quad \alpha=1,2,\dots,N_{ch}, \quad (1.16)$$

Розглядаючи власні фази розсіяння, можна отримати параметри резонансів, тобто їх енергії і ширини, за допомогою добре відомих формул для r -го резонансного стану у власному α – каналі.

$$\left. \frac{d^2\delta_{\alpha}}{dE^2} \right|_{E=E_{\alpha,r}} = 0, \quad \Gamma = 2 \left(\left. \frac{d\delta_{\alpha}}{dE} \right|_{E=E_{\alpha,r}} \right)^{-1}.$$

Власні фази можна аналізувати і за допомогою формули Брейта-Вігнера і отримати, зокрема, парціальні ширини резонансів, які співвідносяться з повною шириною наступним чином:

$$\Gamma_{K\alpha} = |U_{\alpha}^K|^2 \Gamma_{\alpha,r}. \quad (1.17)$$

У **підрозділі 1.4** розглядається збіжність результатів і модифікація схеми обчислень АВ МРГ. Збіжність результатів при числовому рішенні рівнянь АВ МРГ істотним чином залежить від вибору величини N_{ρ} , тобто того значення n_{ρ} , при якому відбувається перехід від внутрішньої області системи до зовнішньої. Визначальним фактором тут є поведінка матричних елементів потенційної енергії, які можуть досить повільно зменшуватись по мірі збільшення n_{ρ} .

Як відомо з літератури, у трикластерних системах асимптотична залежність потенціалу від гіперрадіуса визначається законом $1/\rho^3$, що природним чином повинна позначатися на поведінці матричних елементів в АВ МРГ. І дійсно, асимптотична форма ефективного потенціалу в проведених розрахунках відповідає цьому закону. Потенціал з асимптотичним хвостом дуже сильно впливає на фазові зсуви в області малих енергій, на що слід звернути особливу увагу, якщо потрібно отримати хорошу збіжність результатів. Останнє зазвичай і вимагає вибору великих значень n_{ρ} .

Другий розділ. У цьому розділі представлені результати, отримані при розгляді властивостей зв'язаних станів ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{10}\text{B}$ і ${}^9\text{Be}$, в трикластерному варіанті АВ МРГ. Наразі інтерес до цих ядер є дуже великим, оскільки вони мають яскраво виражену кластерну структуру, що визначає їх велику спроможність що до проникнення крізь кулонівський бар'єр при протіканні реакцій нуклеосинтезу. Чільне місце в цьому сенсі тут зараз займають ядра з великим надлишком нейтронів, які мають нейтронне гало.

У **підрозділі 2.1** розглядаються властивості основних станів ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ і ${}^8\text{He}$, які задаються кластерними представленнями $\alpha+n+n$, $\alpha+n+p$ та $\alpha+{}^2\text{n}+{}^2\text{n}$ відповідно. Маючи в своєму розпорядженні хвильові функції ми можемо розраховувати величини, що можуть надати наглядну картину кластерної структури ядер, які розглядаються. Для прикладу (Рис 2.1), наведемо кореляційну функцію для основного стану ядра ${}^6\text{He}$, яка задає співвідношення між r_1 – відстанню між нейтронами в динетронній підсистемі, а r_2 – відстань та центром мас динейтронної підсистеми та центром мас α -кластера. Кореляційна функція має два максимуми. Перший з них, значно більш яскраво

важений, відповідає ситуації, коли динейтронна підсистема є дуже компактною (~ 1.7 Фм) і знаходиться на великій відстані від α -кластера (~ 3.6 Фм). Другий – це коли два нейтрона знаходяться на великій відстані один від одного (~ 5.4 Фм), їх центр мас наближається до α -кластера десь приблизно на 1.4 Фм.

Більш усереднене, але просте і наглядне відображення ситуації можна отримати, розрахувавши середні параметри рівнобічних трикутників, які утворюють кластери. Такі трикутники наведені на Рис. 2.2. Відмінність у взаємному розташуванні кластерів в ядрах ${}^6\text{He}$ і ${}^8\text{He}$, багато в чому пов'язана з дією принципу Паулі, який призводить до деякого ефективного відштовхування між

динейтронами, прагне розмістити їх по різні сторони α -частинки. На противагу цьому, в ${}^6\text{He}$ валентні нейтрони з антипаралельними спінами утворюють досить компакту підсистему в присутності третього кластера. При цьому, якщо результати отримані для ${}^6\text{He}$, вказують на те, що валентні нуклони з великою ймовірністю об'єднуються в динейтронний кластер, то компактного тетранейтронного кластера в ${}^8\text{He}$ за результатами проведених розрахунків не виявляється. При цьому має місце те, що відстань між "валентними" нуклонами в ${}^6\text{He}$ (1.79 Фм) у 1.26 рази більше, ніж у ${}^6\text{Li}$ між валентними нуклонами, а відстань між α -частинкою і динейтроном у ${}^6\text{He}$ (3.23 Фм) в 1.17 рази більше, ніж між α -часткою і дейтроном в ${}^6\text{Li}$. Це означає, що ${}^6\text{He}$ ядро більш кластеризоване, ніж ${}^6\text{Li}$. Теж саме підтверджується порівнянням розрахованих

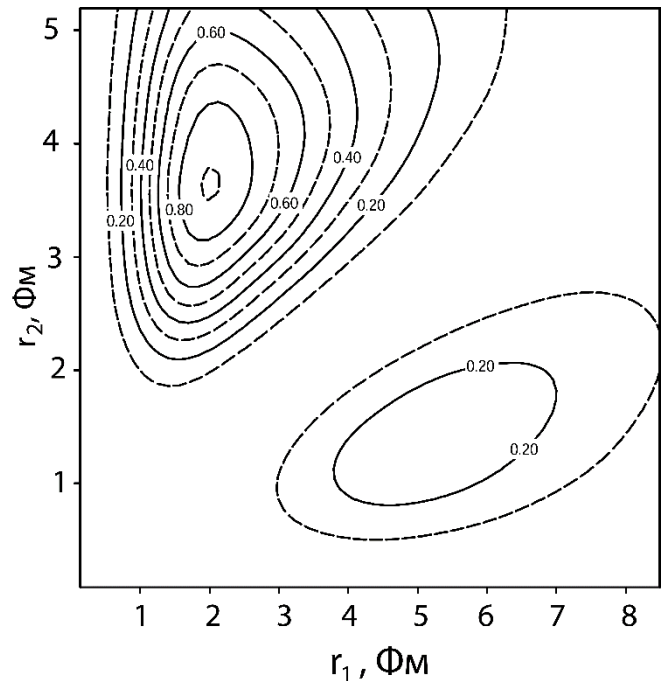


Рис. 2.1 Кореляційна функція основного стану ядра ${}^6\text{He}$.

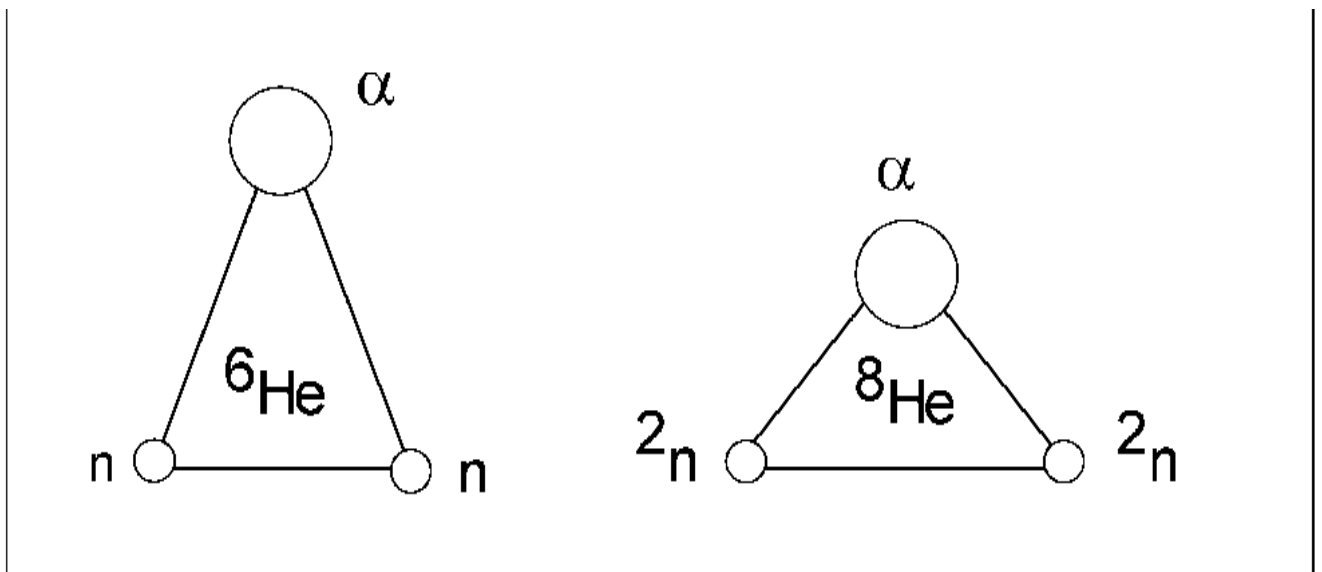


Рис. 2.2 Усереднена форма трикутників, утворених кластерами, складовими ядра ${}^6\text{He}$ і ${}^8\text{He}$.

одночастинкових нейтронних та протонних густин, а також тим, що різниця між середньоквадратичними

нейтронними та протонними радіусами є дуже великою (0.90 Фм). Відзначимо, що ця різниця у ядра ^8He , яке теж має яскраво виражене нейтронне гало, є трохи меншою (0.83 Фм), незважаючи на значно більший надлишок нейтронів у цього ядра. Це, мабуть, є відображенням існування в природі гелієвої аномалії прикладі ядра ^8He .

У **підрозділі 2.2** розглядається спектр зв'язаних станів ядра ^{10}B . Тут цікавість викликає не тільки кластерна структура цих станів, яких, на подив, дуже багато (п'ять, хоча в даній роботі розглядається чотири з $T=0$) як для такого легкого ядра, а й те, що зазвичай при використанні

реалістичних потенціалів в розрахунках, які проводяться на самих сучасних суперкомп'ютерах і які називають розрахунками “з перших принципів” не вдається передати правильний порядок енергетичних рівнів ядра ^{10}B , першу чергу основного стану $J^\pi=3^+$ та першого збудженого з $J^\pi=1^+$. При цьому авторами таких робіт проводиться думка про те, що ситуацію тут слід виправляти за рахунок залучення в нуклон-нуклонний потенціал тричастинкових сил. У цьому ж підрозділі обґрунтовується думка про те, що коректне врахування спіно-орбітальних сил розв'язує цю проблему, а спіно-орбітальні сили у багатьох реалістичних потенціалах можливо недооцінені. Спектр зв'язаних станів ядра ^{10}B розглядається з вибором його кластерного представлення $\alpha+\alpha+d$, а в якості нуклон-нуклонного потенціалу вибирається напівреалістичний потенціал Тана.

Розглядаючи питання про інверсію 3^+ та 1^+ рівнів ядра ^{10}B від величини інтенсивності спіно-орбітального взаємодії.

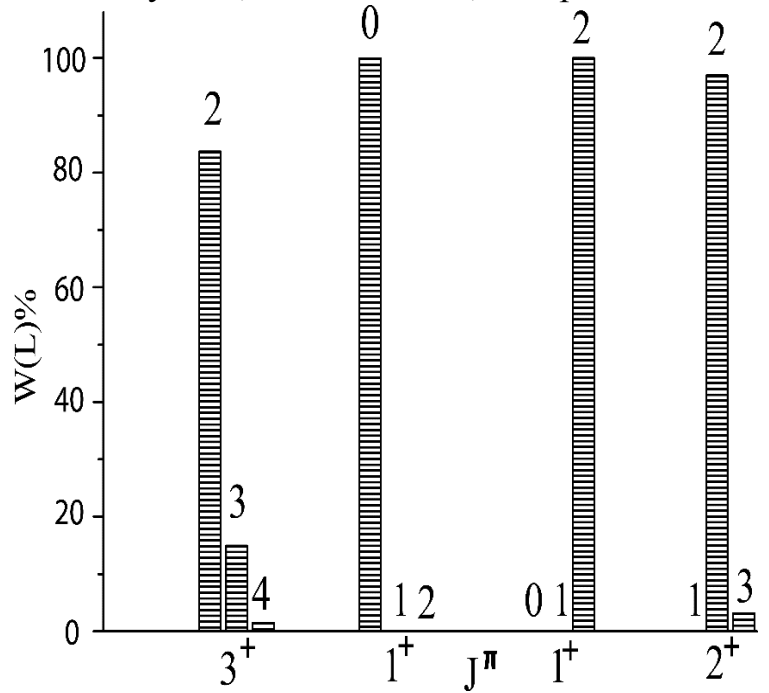


Рис. 2.3 Вклади станів з різними значеннями кутового моменту $W(L)$ в хвильові функції зв'язаних станів ядра ^{10}B з $T=0$.

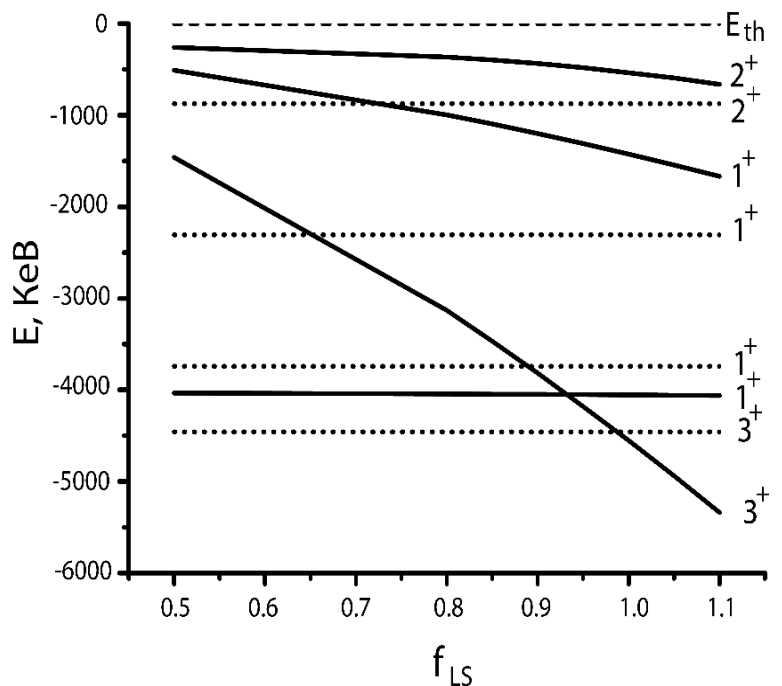


Рис. 2.4. Залежність енергій зв'язаних станів ядра ^{10}B від величини інтенсивності спіно-орбітального взаємодії.

звернемося до Рис.2.3, на якому показано з функцій з якими орбітальними моментами формуються стани з повними моментами вказаними під віссю абсцис. Видно, що перший 1^+ стан складається практично з $L=0$ і вплив спин-орбітальної взаємодії на нього практично нульовий, в той час як в стан 3^+ вносять свій вклад стани з $L=0, 2$ і навіть 3 . Це зумовлює дуже сильну в залежність енергії 3^+ стану від інтенсивності спин-орбітальних сил.

Ілюстрація цього факту дається на Рис. 2.4, де по осі абсцис відкладається деяка величина f_{LS} , на яку помножена запропонована авторами потенціалу спин-орбітальних сил. Енергія першого 1^+ стану практично не залежить від величини f_{LS} . Зовсім інша ситуація має місце у випадку стану 3^+ . Причому правильну різницю енергій першого збудженого стану і основного стану можна отримати вже при такому значенні f_{LS} , яке дуже близьке до одиниці. Енергії другого 1^+ -стану і 2^+ -стану теж зменшуються при збільшенні f_{LS} , але в процесі цього ще не досягають експериментальних значень, які позначені на рисунку точковими лініями.

У підрозділі 2.3 розглядається кластерна структура ядра ${}^9\text{Be}$ у представлені $\alpha+\alpha+n$. Ізотоп берилію ${}^9\text{Be}$ - це єдиний стабільний ізотоп в лінійці ізотопів берилію, тобто з числа відомих в даний час дванадцяти ізотопів цього ядра. Інтерес до дослідження структури основного стану ядра ${}^9\text{Be}$ останнім часом значно зріс. Це пов'язано, зокрема, з тим, що експериментатори останнім часом оволоділи технікою отримання пучків ядер ${}^9\text{Be}$ досить великої інтенсивності. Так, зокрема в рамках

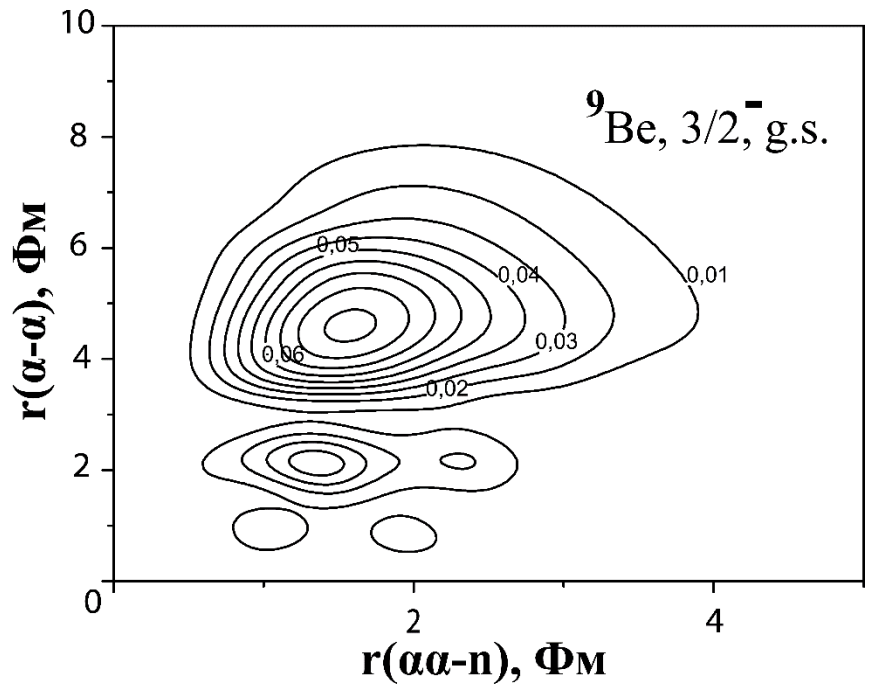


Рис. 2.5. Кореляційна функція для основного стану ядра ${}^9\text{Be}$.

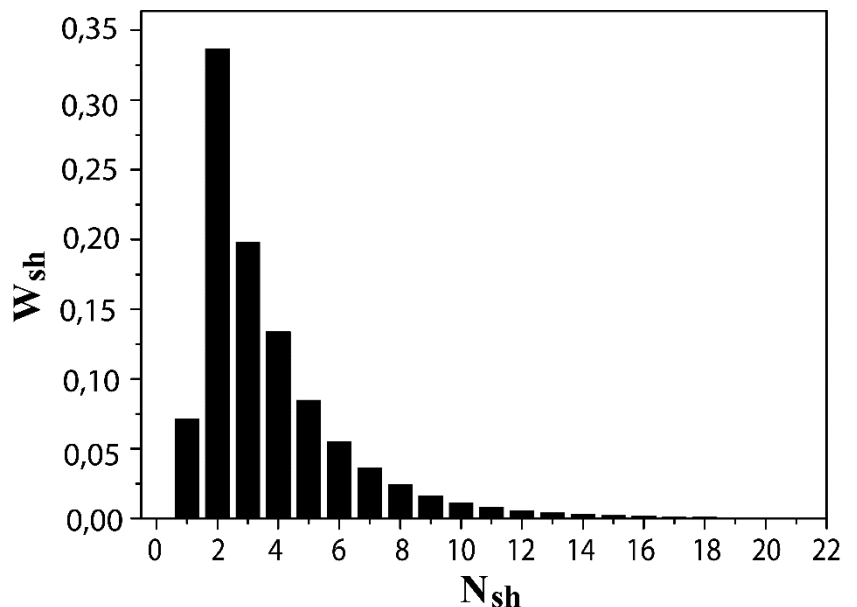


Рис. 2.6. Внески осциляторних оболонок, занумерованих числом N_{sh} (див. текст), хвильової функції основного стану ядра ${}^9\text{Be}$.

пов'язано, зокрема, з тим, що експериментатори останнім часом оволоділи технікою отримання пучків ядер ${}^9\text{Be}$ досить великої інтенсивності. Так, зокрема в рамках

програми "BECQUEREL", велику увагу було приділено експериментам з використанням пучків саме ^9Be .

Продемонструємо велику ступінь кластеризації ядра ^9Be за допомогою кореляційної функції, яка наведена на Рис. 2.5. За рисунком нескладно визначити, що відстань між α -кластерами становить лише трохи менше 5 Фм, а відстань між нейтроном і центром мас $\alpha\alpha$ -підсистеми – менше 2 Фм. З дуже невеликою ймовірністю може існувати і більш компактний конфігурація, де два α -кластери знаходяться значно ближче один до одного.

Щоб ще раз продемонструвати наскільки сильно кластеризоване ядро ^9Be наведемо Рис. 2.6, на якому представлені внески W_{sh} кожної осциляторної оболонки повної хвильової функції, нормованої на одиницю. Оболонки послідовно пронумеровані таким чином, що порядковому номеру N_{sh} оболонки відповідає головне квантове число N , яке пов'язане з порядковим номером співвідношенням $N=2N_{sh}+3$. Графік обрізаний справа в точці 22, хоча тут і далі в розрахунок залучаються всі функції близько 70 осциляторних оболонок. Наведений рисунок показує, що хвильова функція розподілена по досить великому числу оболонок, що є проявом сильної кластеризації ядра. Причому внески від цілого ряду оболонок перевищує внесок від основної оболонки, чого не спостерігається у жодного з розглянутих ядер.

Третій розділ. У цьому розділі представлені результати, отримані при дослідженні станів неперервного спектру, що лежать в трикластерному континуумі ядер ^6He , ^6Be , ^5H , ^9Be і ^9B при розгляді розсіяння $3 \rightarrow 3$. Якщо для ядер ^6He і ^6Be експериментальна і теоретична ситуації щодо спектрів резонансних станів хоча і містить в собі, як було виявлено, ряд питань, в загальних рисах досить добре визначена, то для резонансних станів надважкого ізоотопу водню ^5H поки немає повної визначеності навіть у експериментальних даних. Також немає повної ясності щодо спектрів дзеркальних ядер ^9Be і ^9B .

У **підрозділі 3.1** розглядаються резонансні стани ядер ^6He і ^6Be з використанням кластерних представлень $\alpha+n+p$ та $\alpha+p+p$. Параметри резонансів визначалися на основі розгляду власних фаз розсіяння, тобто з використанням S -матриці в представленні власних каналів. В якості прикладу

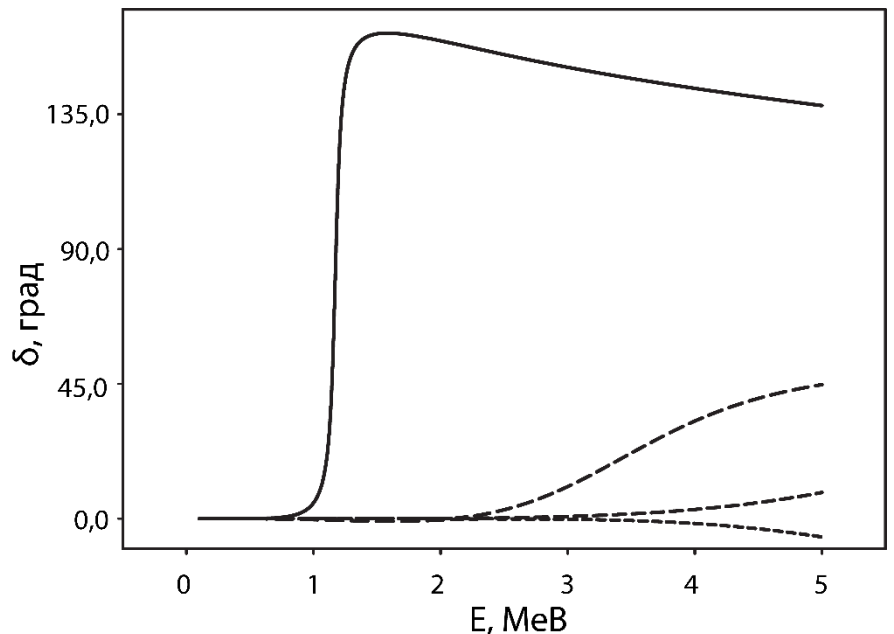


Рис. 3.1. Власні фази 0^+ - стану ядра ^6Be .

розрахованих власних фаз на Рис. 3.1 наводяться власні фази 0^+ - розсіяння для ядра ^6Be . Дослідження власних фаз розсіяння дозволяє отримати параметри резонансних

станів ядер ${}^6\text{He}$ і ${}^6\text{Be}$, які наводяться в порівнянні з експериментальними даними у таблиці 3.1. Узгодження по енергіям і ширинам резонансів можна вважати тут цілком задовільним. Для подальшого важливо відмітити те, що кінематичні бар'єри, породжувані трикластерною конфігурацією, є досить високими і широкими для того, щоб забезпечити існування декількох резонансних станів.

Таблиця 3.1.

Порівняння параметрів резонансних станів ядер ${}^6\text{He}$ і ${}^6\text{Be}$, отриманих в АВ МРГ з експериментальними даними.

Резонансні стани ядер	АВ МРГ		Експеримент	
	E , MeV	Γ , MeV	E , MeV	Γ , MeV
${}^6\text{He}; L^\pi = 2^+$	1,490	0,168	$0,822 \pm 0,025$	$0,133 \pm 0,020$
${}^6\text{Be}; L^\pi = 0^+$	1,172	0,072	1,371	$0,092 \pm 0,006$
${}^6\text{Be}; L^\pi = 2^+$	3,100	0,798	$3,04 \pm 0,05$	$1,16 \pm 0,06$

Може здатися, що це якийсь артефакт, властивий гіпергармонічному підходу при врахуванні великих значень гіпермоменту. Однак розрахунки, проведені іншими авторами методом комплексного масштабування для ${}^6\text{He}$, жодним чином не пов'язані з гіперсферичним базисом, також вказують на можливість існування подібного роду резонансів. Порівняння параметрів резонансів, які ми в подальшому будемо називати "другими" резонансами, отриманих в даній роботі, з аналогічними результатами інших авторів: (ГС - метод К-гармонік, напівмікроскопічні розрахунки), метод комплексного масштабування (МКМ в МГК), може бути проведено на підставі даних, наданих в таблиці 3.2. Такі резонанси, які до цього часу не виявлені експериментально, а існування яких обумовлено особливостями тричастинкового розпаду системи, будуть відігравати важливу роль в обговоренні результатів цієї глави.

Таблиця 3.2

Параметри других резонансних станів ядер ${}^6\text{He}$ і ${}^6\text{Be}$.

Ядро	L^π	АВ МРГ		ГС		МКМ	
		E , MeV	Γ , MeV	E , MeV	Γ , MeV	E , MeV	Γ , MeV
${}^6\text{He}$	0_2^+	2,1	4,3	3,3	1,2	2,5	4,7
${}^6\text{He}$	2_2^+	3,7	5,0	5,0	6,0	3,9	9,4
${}^6\text{Be}$	0_2^+	3,5	6,1	—	—	—	—
${}^6\text{Be}$	2_2^+	5,2	5,6	—	—	—	—

У **підрозділі 3.2** розглядається застосування трикластерного варіанту АВ МРГ до опису характеристик найнижчих станів ядра ${}^5\text{H}$. Для розв'язання цієї задачі використовується трикластерна конфігурація ${}^3\text{H}+n+n$. Зараз вже досить точно експериментально встановлено, що має місце резонансний стан при енергії 1.7 – 1.8 MeV над порогом тричастинкового розвалу. Це найнижчий стан і йому приписуються квантові числа $J^\pi=3/2^+$. Але вище по енергії є ще досить широка область збуджень,

яка, як вважалося до сих пір, є двома не розділеними на експерименті резонансами $5/2^+$ та $3/2^+$. Але розрахунки, проведені в даній роботі виявляють те, що для кожного з вказаних вище квантових чисел по декілька власних фаз розсіяння які в більший, або менший мірі проявляють резонансну поведінку в цій області енергій.

Тобто відповідно до цього, є всі підстави припускати, що резонансних станів у низькоенергетичній області трикластерного континууму ядра ^5H значно більше ніж передбачалось раніше. Розрахунки проводились з використанням потенціалів Мінесота (ПМ) і модифікованого потенціалу Хасегави-Нагати (МПХМ). Результати розрахунків зведено в таблицю 3.3.

Для всіх резонансних станів розраховувались і парціальні ширини. Результати цих розрахунків вказують на те, що розпад резонансних станів протікає всього через два, максимум три канали, де гіпермоменти мінімальні. А як показує весь наш досвід розв'язання подібного роду задач, опис хвильової функції у внутрішній області, навпаки, вимагає залучення якомога більшої кількості базисних функцій.

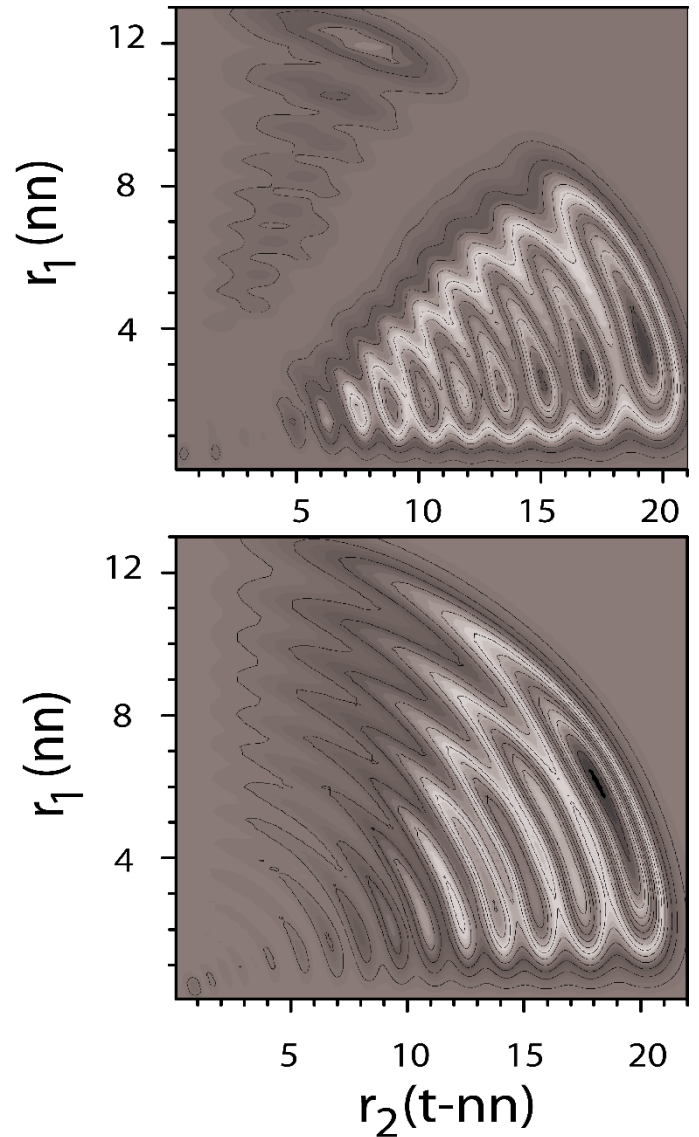


Рис. 3.2 Кореляційна функція найнижчих резонансних станів ядра ^5H .

Таблиця 3.3.

Результати для перших (E_1, Γ_1) та других резонансів (E_2, Γ_2) , отриманих з ПМ і МПХМ. енергії (E_i) та ширини (Γ_i) надані в MeV.

L, J^π	ПМ		МПХМ		ПМ		МПХМ	
	E_1	Γ_1	E_1	Γ_1	E_2	Γ_2	E_2	Γ_2
0, $1/2^+$	1,55	1,93	1,46	1,27	4,18	7,75	4,36	8,17
2, $5/2^+$	2,32	3,43	2,68	2,98	4,14	6,89	4,01	8,18
2, $3/2^+$	2,28	3,72	2,67	3,42	4,17	8,37	4,05	8,88

Надається також кореляційна картина розпаду (Рис. 3.2) резонансних станів, яка в цілому вказує на виражений розпад з досить близько розташованими нейтронами і віддаленим тритоном. Хоча для стану з $J^\pi=1/2^+$, $L=0$ (зверху) є невелика ймовірність

ситуації, коли два нейтрони вилітають разом. Знизу показана картина для стану $5/2^+$, $L=2$, яка практично співпадає з картиною для стану $3/2^+$.

У **підрозділі 3.3** розглядаються резонансні стани ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^9\text{B}$ з використанням кластерних конфігурацій $\alpha+\alpha+n$ та $\alpha+\alpha+p$ відповідно. При виконанні конкретних числових розрахунків використовувався потенціал Мінесота. Як вже зазначалося у попередньому підрозділі, резонанси можуть проявляти себе у кількох послідовно взятих власних фазах. Наприклад, представлені на рис. 3.3 фази дозволяють нам говорити про наявність у ${}^9\text{Be}$ трьох резонансів зі значенням повного моменту $3/2^-$, які мають цілком розумну ширину. Схожа поведінка власних фаз розсіювання і для інших значень квантових чисел призводить до того, що в розрахунках, проведених в даній роботі, отримано значно більше резонансних станів, ніж на даний час відомо з експериментальних даних. Вся ця ситуація для ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^9\text{B}$ відображена на Рис. 3.4 і Рис. 3.5, де представлені спектри низьколежачих станів, отриманих в даній роботі, знайдені К. Араї з співавторами методом комплексного масштабування (МКМ), який найбільш часто використовується

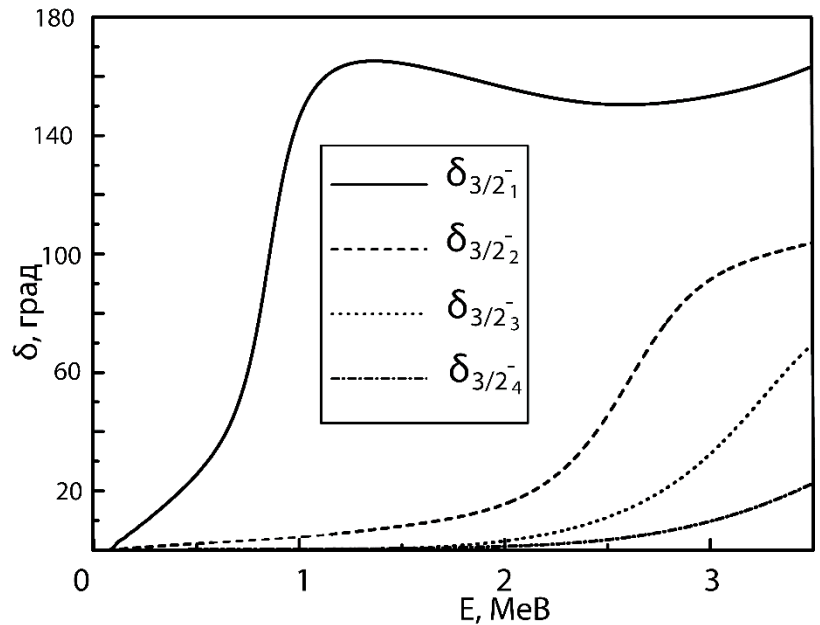


Рис. 3.3. Залежність власних фаз розсіювання від енергії для $3/2^-$ - стану ядра ${}^9\text{Be}$.

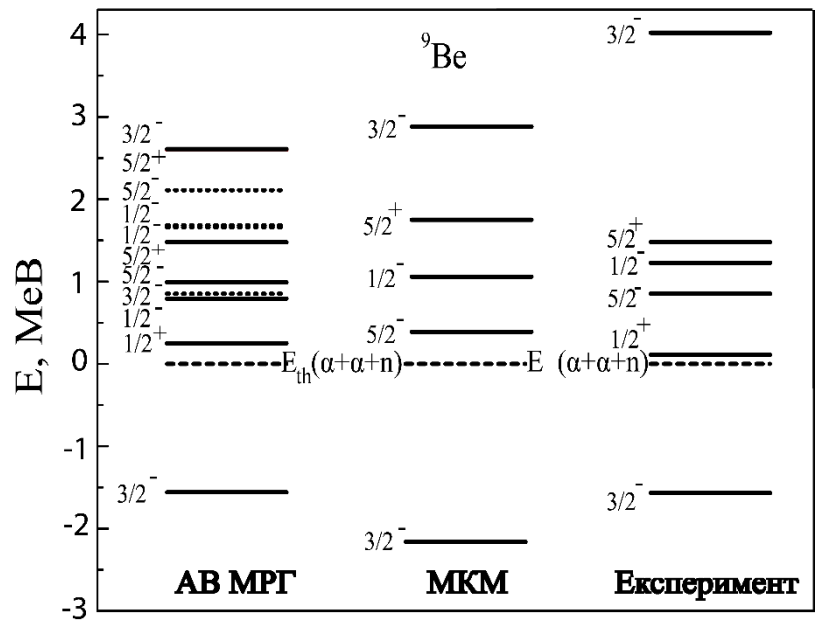


Рис. 3.4. Спектри найнижчих станів ядра ${}^9\text{Be}$. Енергії зв'язаного і резонансних станів відраховується від порога $\alpha + \alpha + n$.

в останні роки в мікроскопічних трикластерних розрахунках і експериментальні дані взяті з останньої компіляційної роботи. Для полегшення розуміння зображеного на рисунку слід звернути увагу на те, що ті стани, які отримані в даній роботі, і при цьому для яких можна вказати аналоги з експериментальних або теоретичних робіт, представлені жирними суцільними лініями, а стани, які до цього часу не спостерігалися на експерименті і не були отримані теоретично, точковими. Ще одна

особливість Рис. 3.4 полягає у відсутності найнижчого стану $1/2^+$ у другій колонці. Це викликано тим, що саме при використанні МКМ цей стан не було виявлено, хоча він є дуже цікавим з точки зору астрофізичних застосувань і може мати лише суто трикластерну природу, оскільки в двокластерному підході він проявити себе не може.

Наприклад, за використанням двокластерного представлення $^8\text{Be}+n$ з нульовим повним кутовим моментом ми не маємо а ні кінематичного, а ні кулонівського бар'єру для його утримання.

На Рис. 3.5 відображено інформацію подібну до тієї, яка надана на Рис. 3.4, але вже для ядра ^9B . Тут також представлені резонанси, передбачені в запропонованій моделі. Але уваги заслуговує і те, що в експериментальних даних, які взяті з останньої компіляційної роботи, відсутній найнижчий стан $1/2^+$, існування якого дебатуються вже багато років.

Далі в цьому підрозділі дисертації наводяться теоретичні та експериментальні аргументи на користь існування цього резонансу, а також обговорюються результати дослідження парціальних ширин отриманих резонансів, де на конкретних прикладах демонструється те, що в трикластерному континуумі стани з більшою енергією збудження, можуть мати меншу ширину ніж стани, які лежать в спектрі нижче по енергії. Пояснено це тим, що тричастинковий розпад є суто багатоканальним.

Четвертий розділ. Для того, щоб ще раз продемонструвати можливості запропонованого підходу, розглянемо його застосування до опису реакцій термоядерного синтезу $^3\text{H}(^3\text{H}, 2n)^4\text{He}$ і $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$. Остання з них представляє великий інтерес з точки зору астрофізики як одна з найважливіших ланок сонячного рр-циклу. Спільне розгляд реакцій $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ і $^3\text{H}(^3\text{H}, 2n)^4\text{He}$ є природним в тому сенсі, що це дозволяє краще зрозуміти як те загальне, що лежить в основі їх динаміки, так і ефекти, які привносить кулонівська взаємодія при наявності трикластерних вихідних каналів. На прикладі зазначених реакцій демонструється, як можна пов'язати вхідні двокластерні і вихідні трикластерні канали.

У підрозділі 4.1 обговорюється комбінований підхід, у якому можна розглядати процеси $2 \rightarrow 3$, тобто коли вхідний канал двокластерний, а вихідний трикластерний.

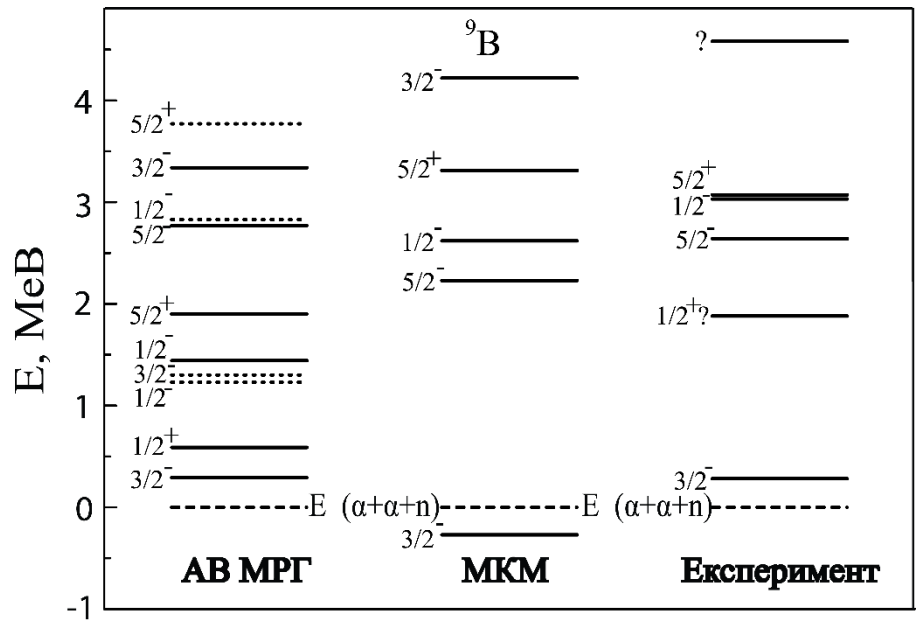


Рис. 3.5. Спектри найнижчих станів ядра ^9B . Енергії зв'язаного і резонансних станів відраховується від порога $\alpha + \alpha + p$.

Шестинуклонні хвильові функції, що будуються з одночасним урахуванням двокластерних і трикластерних конфігурацій і повною антисиметризацією, мають вигляд:

$$\Psi_L = A \left\{ \Psi_{3N} \Psi_{3N} f_L(\mathbf{q}_0) \right\} + A \left\{ \Psi_\alpha \Psi_N \Psi_N g_L(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) \right\}. \quad (4.1)$$

Індекс N в Ψ_L відповідає кластеру, що складається з одного нуклона, α - кластеру - ${}^4\text{He}$, $3N$ - кластеру ${}^3\text{H}$ або ${}^3\text{He}$. f_L і g_L - функції відносного руху для двох - і трикластерних конфігурацій відповідно, $\mathbf{q}_i$ -координати Якобі, що визначають взаємне розташування кластерів.

Для двокластерної конфігурації (${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ або ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$) використовуються стандартні сферичні координати $\mathbf{q}_0 = \{q_0, \mathbf{q}_0\}$ і відповідно квантові числа $\{n\} = \{n, L, M\}$, для класифікації базисних станів, по яких проводиться розклад функції відносного руху f_L , де n - радіальне осциляторне квантове число. Величина L - кутовий момент відносного руху кластерів, що є інтегралом руху, оскільки використовуються тільки центральні компоненти нуклон-нуклонної взаємодії (потенціал Волкова), M - його проекція. При описі трикластерних конфігурацій (${}^3\text{He} + p + p$ і ${}^3\text{He} + n + n$) використовуються гіперсферичні змінні, які нам добре відомі з попереднього. Цей вибір змінних призводить до наступного набором квантових чисел $\nu = \{N, K, (l_1 l_2) LM\} = \{n_\rho, K, (l_1 l_2) LM\}$ за якими класифікуються базисні стани, по яких розкладається функція g_L . Розрахунки на зв'язані канали проводяться за умовою, що кожен канал характеризується набором квантових чисел $\nu_0 = \{K, (l_1 l_2) LM\}$.

Як і в попередніх випадках, при розгляді станів неперервного спектру для побудови системи рівнянь використовуються асимптотичні вирази для коефіцієнтів розкладу функцій відносного руху кластерів. Для вхідного та вихідних каналів вони мають вигляд:

$$C_{n,L} \simeq C_{n,L}^{(-)} - S_{\{\mu\},\{\mu\}} C_{n,L}^{(+)}, \quad C_{n_\rho, \nu_0} \simeq -S_{\{\mu\},\{\nu_0\}} C_{n_\rho, \nu_0}^{(+)}, \quad (4.2)$$

де використані позначення

$$C_{n,L}^{(\pm)} \simeq \sqrt{r_n} \psi_L^{(\pm)}(k_0 r_n), \quad C_{n_\rho, \nu_0}^{(\pm)} \simeq \rho_{n_\rho}^2 \psi_K^{(\pm)}(k \rho_{n_\rho}). \quad (4.3)$$

Тут $r_n = b\sqrt{4n+2L+3}$ та $\rho_{n_\rho} = b\sqrt{4n_\rho+2K+6}$ - координати точок повороту для тривимірного та шестивимірного гармонічного осцилятора, $\psi_L^{(\pm)}(k_0 r_n)$ та $\psi_K^{(\pm)}(k \rho_{n_\rho})$ - падаючі та розбіжні хвилі в тривимірному та шестивимірному просторі.

У **підрозділі 4.2** обговорюються результати числових розрахунків, які були проведені при дослідженні реакцій ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ і ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. На Рис. 4.1 та Рис. 4.2 наведено астрофізичні фактори досліджуваних реакцій, які пов'язані з повними перерізами реакцій співвідношенням

$$S(E) = \sigma(E) E \exp\{2\pi\eta\},$$

де $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$ - параметр Зоммерфельда.

Видно, що теоретичні криві досить добре лягають на експериментальні точки в тій області енергій, яка доступна, або доступна з розумною точністю для вимірювань експерименту. Важливим тут є те, що за допомогою

запропонованого підходу вдається отримати значення S -факторів в області недосяжній для сучасного експерименту, тобто тій області, де енергія обчислюється

кілоелектронвольтами, яка є найбільш цікавою з точки зору астрофізики, а більш конкретно - проблеми сонячних нейтрино. При цьому спостерігається монотонність поведінки S -факторів при малих значеннях енергії і, відповідно, відсутність будь-яких резонансів в КеВній області. З огляду на реакцію ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ це означає, що в процесі протікання рр-циклу на Сонці вигорання ядер ${}^3\text{He}$ протікає не настільки інтенсивно, щоб прояснити проблему сонячних нейтрино.

Для того, щоб підкреслити важливість опису вихідного каналу як трикластерного, проводилося порівняння трехкластерных розрахунків з розрахунками для бінарної конфігурації ${}^4\text{He}+{}^2\text{n}$ і відповідно ${}^4\text{He}+{}^2\text{p}$ в якості вихідних каналів. При цьому вибиралися одні і ті ж параметри взаємодії та значення осциляторного радіусу. Виявляється, що коректне врахування тричастинковості вихідного каналу збільшує S -фактори у декілька разів.

Маючи у своєму розпорядженні елементи S -матриці, легко отримати повні і диференціальні перерізи реакцій. Завершальна частина цього розділу присвячена

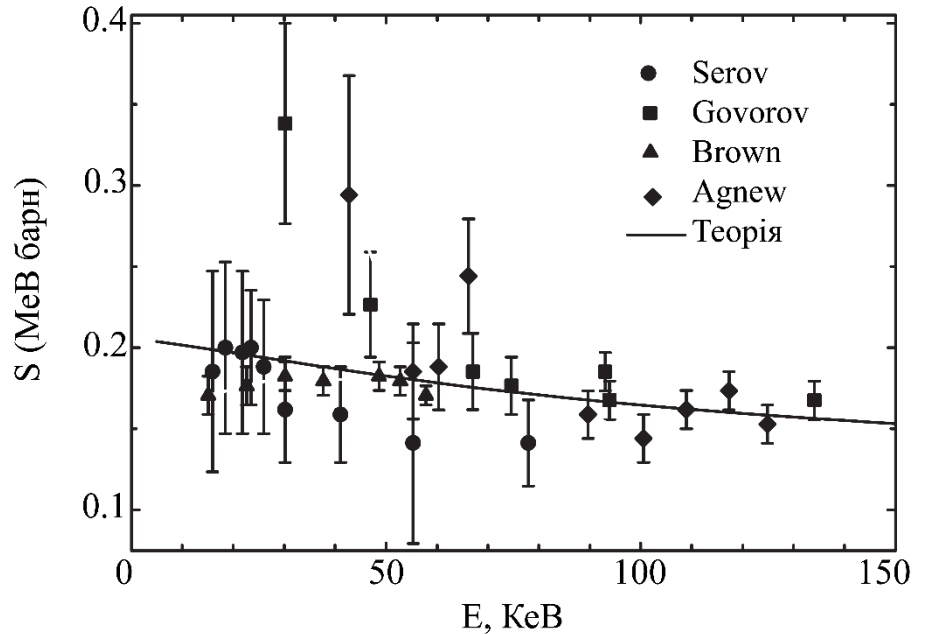


Рис. 4.1. S -фактор реакції ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$.

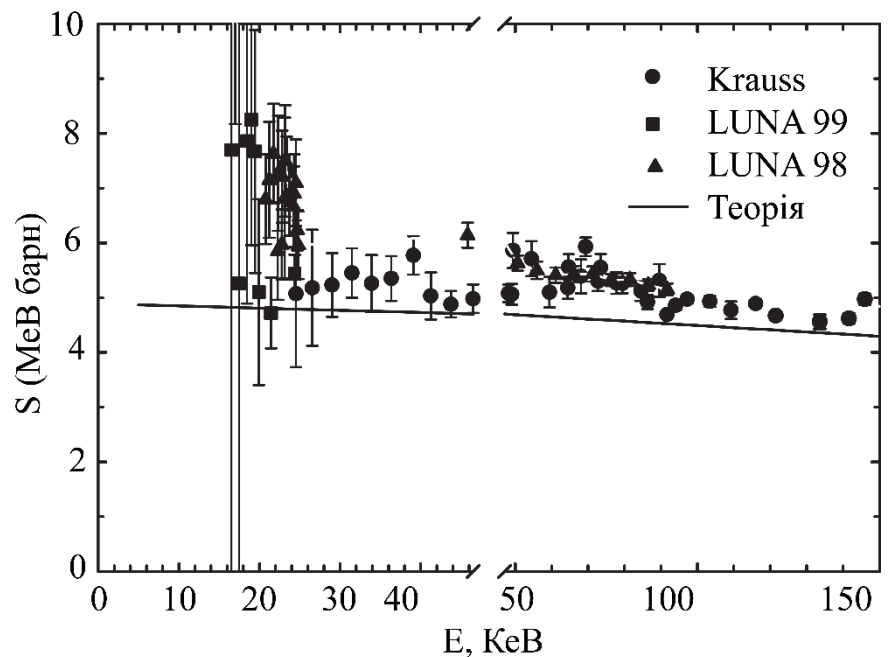


Рис. 4.2. S -фактор реакції ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$.

розрахунку і аналізу диференціальних перерізів, що визначають ймовірність для обраної пари кластерів бути детектованою з енергією їх відносного руху E_{12} . На Рис. 4.3 проводиться порівняння результатів цієї роботи для диференціального перерізу вильоту протонів (реакція ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ з експериментальними даними, які отримані при енергії $E({}^3\text{He})=0,19$ MeV.

П'ятий розділ. Відомо, що багато з легких ядер зв'язані слабо та мають кластерну структуру. Кластерні моди руху у них є м'якими, і за рахунок цього такі ядра можуть суттєво змінювати свої розміри і форму при взаємодії з іншими ядрами. Це явище в подальшому і називається кластерною поляризацією ядер у процесі їх взаємодії, яка в розглядуваному підході проявляється як кластерна поляризація бінарних підсистем. Першим використанням підходу, який розвивається в даній роботі є розгляд резонансних станів ${}^7\text{Li}$ та характеристик реакції ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$, а другим, мабуть більш цікавим особливо з точки зору астрофізичних застосувань, є дослідження реакцій радіаційного захвату ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$.

У **підрозділі 5.1** обговорюється технічна частина моделі, що дозволяє враховувати поляризацію бінарних підсистем в рамках трикластерної моделі, в якій у загальному випадку трикластерна хвильова функція може бути представлена у вигляді:

$$\Psi^J = A \left[\Phi_1(A_1) \Phi_2(A_2) \Phi_3(A_3) \right]_S \left[f_1(\mathbf{x}_1, \mathbf{y}_1) + f_2(\mathbf{x}_2, \mathbf{y}_2) + f_3(\mathbf{x}_3, \mathbf{y}_3) \right]_J, \quad (5.1)$$

де $\Phi_\alpha(A_\alpha)$ - оболонкові функції, які визначають внутрішній рух в кластерах, перераховуються індексом α ($\alpha=1,2,3$), а $f_\alpha(\mathbf{x}_\alpha, \mathbf{y}_\alpha)$ - компоненти Фаддєєва функції відносного руху, де $\mathbf{x}_\alpha$ - вектори Якобі, які визначають взаємне розташування β і γ кластерів, в той час як $\mathbf{y}_\alpha$ - вектор Якобі, що зв'язує кластер α з центром мас кластерів β і γ .

Надалі ми будемо використовувати розкладання фаддєєвських компонент, як за осциляторним $\{\Phi_{n_\alpha l_\alpha}(\mathbf{y}_\alpha, b)\}$, так і за гаусівським $\{G_{\lambda_\alpha}(\mathbf{x}_\alpha, b_{v_\alpha})\}$ базисом. Гаусівський базис досить зручний для опису зв'язаних станів як двох - так і багатокластерних систем. Перевага осциляторного базису полягає в тому, що він дозволяє просто і самоузгоджено врахувати граничні умови і в задачах розсіяння. У результаті чого хвильова функція системи представляється у вигляді розкладу

$$\Psi^J = \sum_{\alpha} \sum_{\lambda_\alpha, l_\alpha} \sum_{v_\alpha, n_\alpha} C_{v_\alpha \lambda_\alpha, n_\alpha l_\alpha}^{(\alpha)} \times \hat{A} \left[\left[\Phi_1(A_1) \Phi_2(A_2) \Phi_3(A_3) \right]_S \left[G_{\lambda_\alpha}(\mathbf{x}_\alpha, b_{v_\alpha}) \Phi_{n_\alpha l_\alpha}(\mathbf{y}_\alpha, b) \right]_L \right]_J, \quad (5.2)$$

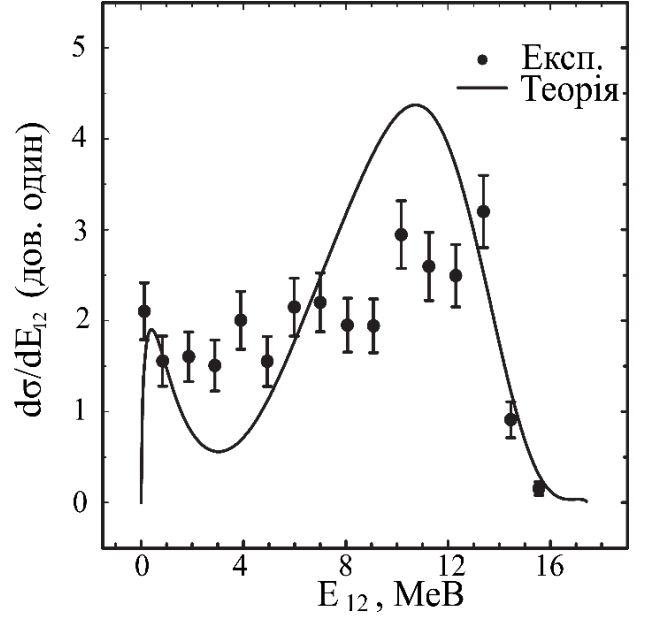


Рис. 4.3 Розраховані та експериментальні диференціальні перерізи реакції ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ при $E({}^3\text{He})=0,19$ MeV.

де коефіцієнти розкладу $\{C_{\nu_\alpha \lambda_\alpha; n_\alpha l_\alpha}^{(\alpha)}\}$ при фіксованому значенні α ($\alpha=1,2,3$) являють собою не що інше, як компоненти Фаддєєва в дискретному поданні.

Використання розкладу (5.2), після проведення деяких перетворень, приводить нас до формально нескінченної системи рівнянь

$$\sum_{c_{\tilde{\alpha}}} \sum_{\tilde{n}_{\tilde{\alpha}}=0}^{\infty} \langle \sigma, \lambda_{\alpha}; n_{\alpha}, l_{\alpha}; \alpha | H - E | \tilde{\sigma}, \tilde{\lambda}_{\tilde{\alpha}}; \tilde{n}_{\tilde{\alpha}}, \tilde{l}_{\tilde{\alpha}}; \tilde{\alpha} \rangle C_{\tilde{n}_{\tilde{\alpha}}}^{(c_{\tilde{\alpha}})} = 0, \quad (5.3)$$

яку на практиці, так само як і в координатному представленні, потрібно доповнити граничними умовами, але в дискретному представленні, визначивши точку зшивання при деякому значенні головного квантового числа N_i , що розділяє внутрішню і асимптотичну області для хвильової функції. Тобто записати коефіцієнти розкладу наступним чином

$$\{C_{n_{\alpha} l_{\alpha}}^{(c_{\alpha})}\} = \{C_0^{(c_{\alpha})}, C_1^{(c_{\alpha})}, \dots, C_{N_i}^{(c_{\alpha})}, \sqrt{2r_{n_{\alpha}}} [S_{c_0, c_{\alpha}} \psi_{l_{\alpha}}^{(-)}(p_{\alpha} r_{n_{\alpha}}^-) - S_{c_0, c_{\alpha}} \psi_{l_{\alpha}}^{(+)}(p_{\alpha} r_{n_{\alpha}}^-)], \bar{n}_{\alpha} > N_i\}. \quad (5.4)$$

В даній роботі розглядаються тільки бінарні канали реакції, і тим самим увага фокусується на області енергій обмеженого зверху енергією найнижчого трикластерного порогу розвалу.

У **підрозділі 5.2** розглядається вплив кластерної поляризації на стани неперервного і дискретного спектру ядра ${}^7\text{Li}$ і переріз реакції ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$. Ядро ${}^7\text{Li}$ розглядається в трикластерному представленні ${}^4\text{He}+d+n$. Тобто ми маємо три підсистеми: (${}^6\text{Li}$, ${}^4\text{He}$ ${}^3\text{H}$), які включаються в процес. Як відомо, всього 1.5 MeV необхідно для розщеплення ${}^6\text{Li}$ на ${}^4\text{He}$ та дейтрон. Для дезінтеграції ${}^3\text{H}$ на дейтрон і нейтрон потрібно затратити 6.26 MeV, в той час як для того, щоб розвалити ${}^4\text{He}$ на ${}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) і протон (нейтрон), потрібно близько 20 Мев. Ці дані говорять про те, що в наших розрахунках першорядне значення має грати включення в розгляд поляризації бінарних підсистем ${}^6\text{Li}=\alpha+d$ і ${}^3\text{H}+n$, яка і враховується в розрахунках, результати яких наведені нижче.

Розглянемо вплив поляризації бінарних підсистем ${}^6\text{Li}$ і ${}^3\text{H}$ на енергію основного стану ядра ${}^7\text{Li}$. З цією метою ми будемо "вмикати" (Т – "Так") і "вимикати" (Н – "Ні") поляризацію кластерів ${}^6\text{Li}$ і ${}^3\text{H}$. Ілюстрацією цього є таблиця 5.1

Таблиця 5.1.

Вплив кластерної поляризації на енергію зв'язку основного стану ${}^7\text{Li}$ (енергія відраховується від порога ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$).

${}^3\text{H}$	${}^6\text{Li}$	Е, MeV
Н	Н	-1.78
Т	Н	-2.25
Н	Т	-2.66
Т	Т	-2.72
Експеримент		-2.47

Помітно, що поляризація підсистеми ${}^6\text{Li}$ має більш істотний вплив на енергію зв'язку основного стану, ніж поляризація підсистеми ${}^3\text{H}$. Зазначимо також, що порівняння з колективними модами поляризації є на користь поляризації кластерної.

Крім енергії зв'язку основного стану ядра ${}^7\text{Li}$ розраховувались і інші його характеристики, такі як масові, нейтронні та протонні середньоквадратичні радіуси

та квадрупольні моменти. Отримані значення цих величин знаходяться у розумному узгодженні з тими, які на даний час виміряні експериментально.

За для того, щоб продемонструвати те, як розміщуються кластери в ядрі ${}^7\text{Li}$ на Рис. 5.1 і Рис. 5.2 наводяться кореляційні функції для каналів ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ та ${}^6\text{Li}+n$. Видно, що відстань між ядрами ${}^4\text{He}$ та ${}^3\text{H}$ становить майже 7 Фм (Рис. 5.1), що значно

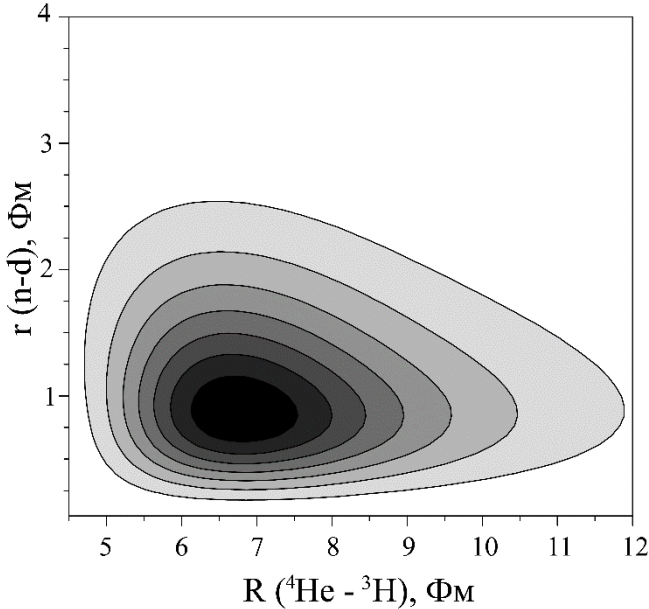


Рис. 5.1. Кореляційна функція для бінарного каналу ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$.

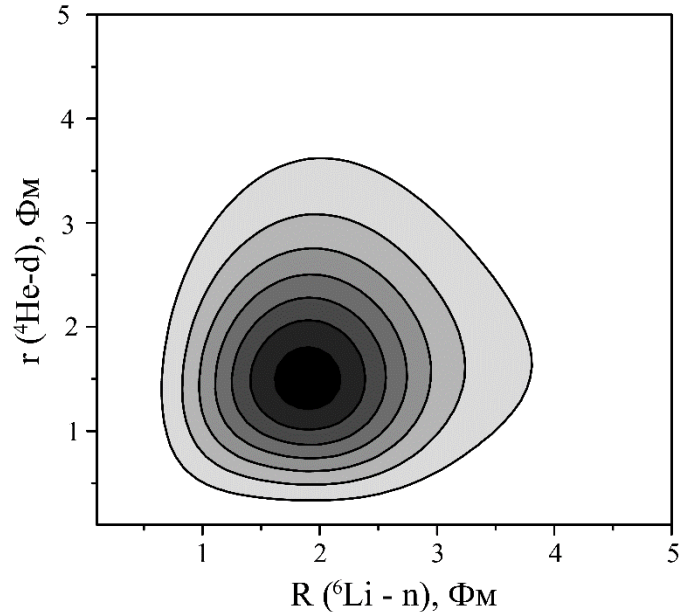


Рис. 5.2. Кореляційна функція для бінарного каналу ${}^6\text{Li}+n$.

перевищує відстань між дейтроном і нейтроном. Бінарна кластерна конфігурація ${}^6\text{Li}+n$ (Рис. 5.2) досить компактна. Відмінності для бінарних конфігурацій ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ і ${}^6\text{Li}+n$, мабуть, визначаються розташуванням відповідних порогів по відношенню до основного стану. Основний стан лежить при енергії -2.72 MeV щодо порогу ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ і на 7.42 MeV нижче порогу ${}^6\text{Li}+n$. Таким чином, ми маємо сильно дисперсну кластерну

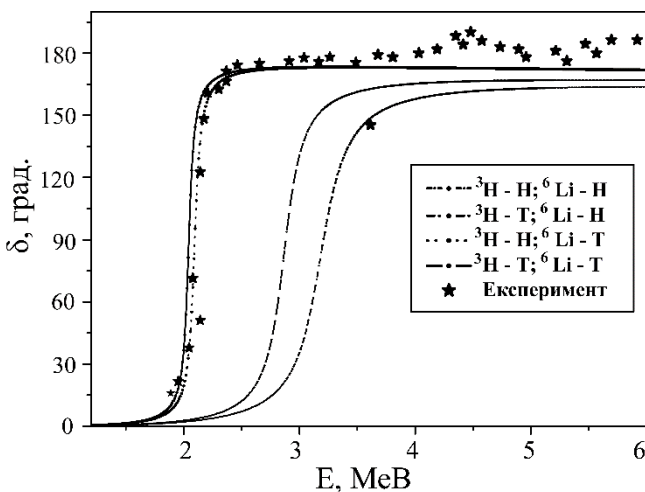


Рис. 5.3. Вплив поляризації бінарних підсистем на фазові зсуви пружного ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ розсіювання. Порівняння з даними експерименту.

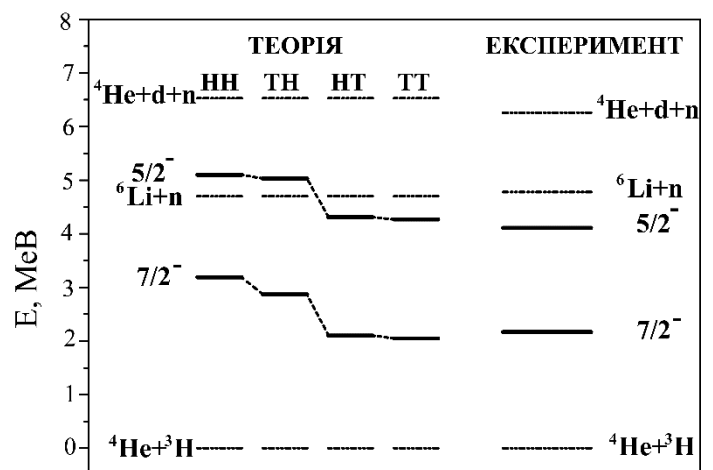


Рис. 5.4. Вплив кластерної поляризації на положення найнижчих $7/2^-$ та $5/2^-$ резонансів ядра ${}^7\text{Li}$. Енергія відраховується від порогу ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$.

конфігурацію ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ і порівняно компактну конфігурацію ${}^6\text{Li}+n$.

Далі в цьому розділі розглядаються резонансні стани ${}^7\text{Li}$. Вплив кластерної поляризації на фазові зсуви ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ - розсієння в стані $L=3$, $J^\pi=7/2^-$, ілюструється на Рис. 5.3. Вплив кластерної поляризації на положення найнижчих резонансів ядра ${}^7\text{Li}$ показано на Рис. 5.4, де також проводиться порівняння з експериментом. Підсумки розгляду впливу поляризації бінарних підсистем на найнижчі стани неперервного спектру ядра ${}^7\text{Li}$ підводяться в таблиці 5.2.

Таблиця 5.2.

Вплив кластерної поляризації на властивості найнижчих $7/2^-$ та $5/2^-$ - резонансів ядра ${}^7\text{Li}$

Поляризація		$J^\pi=7/2^-$		$J^\pi=5/2^-$	
${}^3\text{H}$	${}^6\text{Li}$	Е, MeV	Γ , MeV	Е, MeV	Γ , MeV
Н	Н	3.19	0.35	5.10	2.08
Т	Н	2.87	0.24	5.03	1.92
Н	Т	2.10	0.08	4.31	1.13
Т	Т	2.05	0.07	4.27	1.10
Експеримент		2.17 ± 0.01	0.09 ± 0.01	4.11 ± 0.05	0.875 ± 0.15

Тут, як і у випадку основного стану, вплив поляризації підсистеми ${}^6\text{Li}$ більш суттєвим ніж вплив поляризації ${}^3\text{H}$.

Крім низьколежачих резонансних станів, вказаних вище, досліджувались і стани з більшою енергією збудження. Так, розглядалась природа другого стану $5/2^-$, а також стани зі спіном, що дорівнює $3/2$, який в моделі, що розвивається, можна отримати лише в каналі ${}^6\text{Li}+n$. Цікавим тут є виявлення дуже вузького резонансу $9/2^-$, розташованого на 7.6 MeV вище порогу ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$.

На сам кінець підрозділу наводяться результати розрахунків повного перерізу реакції ${}^6\text{Li}(n, {}^4\text{He}){}^3\text{H}$.

У підрозділі 5.3 наводяться результати дослідження реакцій радіаційного захвату ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$. Оскільки розглядувані процеси тут вивчаються здебільшого по причині їх важливості з точки зору астрофізичних застосувань, то надалі будуть наводитись замість перерізів вже відомі нам астрофізичні фактори.

Спочатку звернемося до розгляду впливу кластерної поляризації на отримані результати. На Рис. 5.5 і 5.6 показано вплив кластерної поляризації на S - фактори реакцій ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ і ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ відповідно, у діапазоні енергій $0 \leq E \leq 1$ MeV у вхідному каналі. На цих рисунках показаний астрофізичні фактори, який виходить тільки за рахунок дипольних переходів зі стану неперервного спектру в основний стан складеного ядра. Зауважимо, що подібний вплив на S - фактор має місце і при розгляді дипольного переходу зі стану неперервного спектру в перший збуджений стан складеного ядра $1/2^-$. Легко бачити, що тут кластерна поляризація має величезний вплив на астрофізичний S -фактор реакцій. Вона не тільки змінює фактор при нульовій

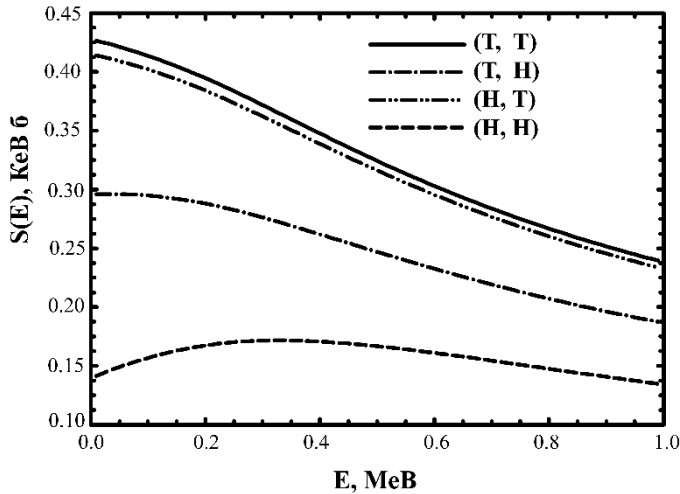


Рис. 5.5. Вплив врахування кластерної поляризації на S -фактор реакції ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$.

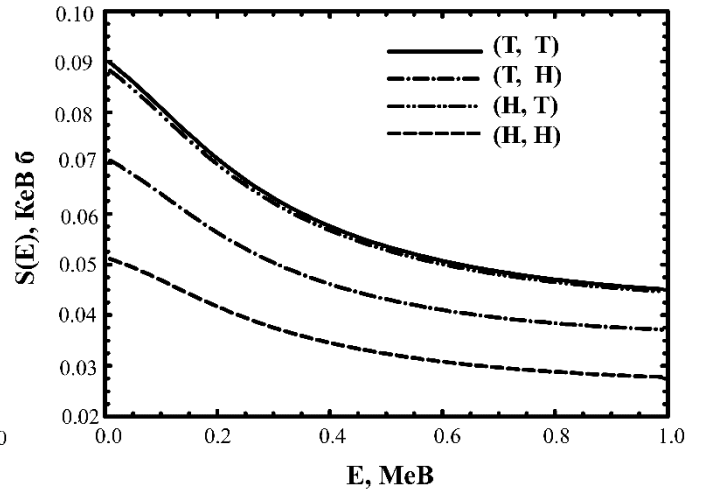


Рис. 5.6. Вплив врахування кластерної поляризації на S -фактор реакції ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$.

енергії але змінює і саму залежність S -фактора від енергії в низькоенергетичній області. Для обох реакцій вплив поляризації ${}^6\text{Li}$ куди більш сильний, ніж поляризації ${}^3\text{He}$ або ${}^3\text{H}$.

Продовжуючи далі, вкажемо на те, що в випадках реакцій ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ і ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ вплив поляризації кластерів не такий великий, як для реакцій ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ і ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$. Поляризація кластерів ${}^6\text{Li}$ і ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) збільшує S -фактор при нульовій енергії для реакції ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ в 3 рази, для реакції ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ - в 1.8 разів, в той час як S -фактори реакцій ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ і ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ збільшуються 1.2 та 1.1 рази відповідно.

На Рис. 5.7 і 5.8 наводяться S -фактори реакцій ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ і ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, отримані в рамках моделі, що розвивається в даній роботі, в порівнянні з експериментальними даними, яке вказує на розумний збіг результатів. При цьому цікавим є те, що

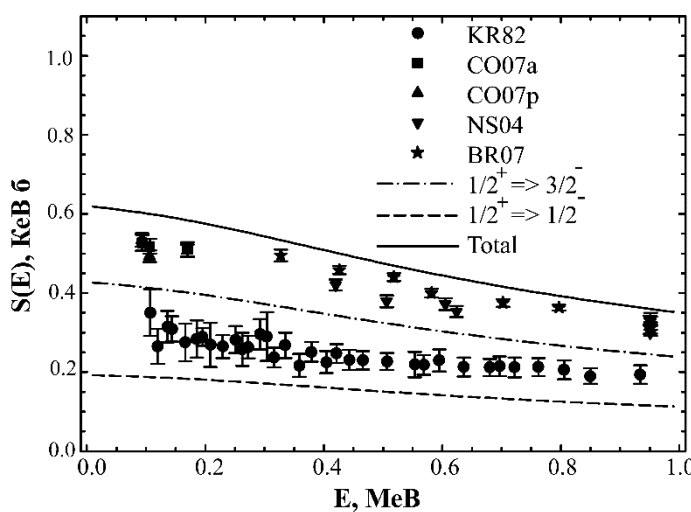


Рис. 5.7. Астрофізичний фактор реакції ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. Порівняння теоретичних та експериментальних результатів.

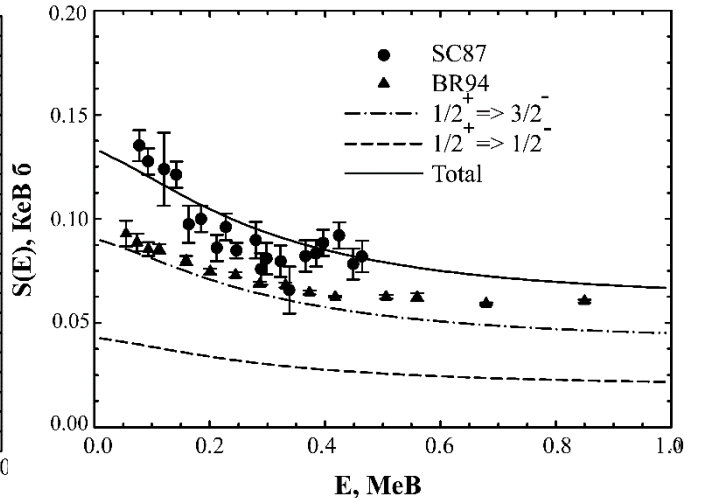


Рис. 5.8. Астрофізичний фактор реакції ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$. Порівняння теоретичних та експериментальних результатів.

теоретично вдалось отримати результати при дуже малих енергіях, при яких

протікають процеси в зірках під час їх невибухової еволюції.

В цьому підрозділі також розглянуто кореляції між S - фактором реакцій при нульовій енергії і параметрами, які пов'язані з основним станом складеного ядра.

Шостий розділ. Протягом десятиліть обговорюється питання про існування зв'язаного стану у системи, що складається з чотирьох нейтронів, тобто тетранейтрона. Але, незважаючи на всі зусилля, спрямовані на вирішення цього питання, остаточну відповідь на нього до цього часу так і не вдалося отримати. Інтерес до цієї ядерної системи підігривається і тим, що ${}^4\text{n}$ в даний момент часу, мабуть, є єдиною як з точки зору можливостей теорії, так, і що набагато важливіше, існуючих можливостей експерименту, мультинейтронної системою, при вивченні якої можуть бути отримані конкретні результати, що дозволяють скласти певні уявлення про властивості легких ядерних систем, які складаються з одних тільки нейтронів. Переважна більшість теоретичних оцінок енергії зв'язку тетранейтрона, проведених різними методами, так само, як і оцінок експериментальних, не підтверджує існування зв'язаного стану у ${}^4\text{n}$. В даній роботі також не отримано вказівок на існування ядерностабільного тетранейтрона. Тому увага тут сконцентрована на розгляді станів неперервного спектру цієї системи.

У **підрозділі 6.1** обговорюються питання застосування двокластерних гіперсферичних гармонік, які відповідають кластеризації ${}^2\text{n}+{}^2\text{n}$ для дослідження станів неперервного спектру ${}^4\text{n}$ при розгляді розсіяння $4 \Rightarrow 4$. Це має сенс тому, що для тетранейтрона реалізується така ситуація, коли має місце тільки чотиричастинковий канал розвалу, тобто канал повного розпаду системи, а в тетранейтроні можуть існувати дінейтронні кластери. Далі ми діємо за відомою вже нам схемою, розкладаючи хвильову функцію системи по базису гармонічного осцилятора представленого в гіперсферичних змінних, але вже в дев'ятивимірному просторі. Це знову приводить нас до формально нескінченної системи рівнянь стандартного вигляду, де теж треба розраховувати матричні елементи гамільтоніану та інтегралу перекриття. Для цього використовувалась техніка твірних функцій та твірних матричних елементів, де останні в зв'язку зі специфікою техніки побудови базису відрізняються по вигляду від наведених у розділі 1, тобто

$$I(\varepsilon, R; \tilde{\varepsilon}, S) = 2\Delta^{-9/2} \exp\left\{-\left(\tilde{\varepsilon}R^2 + \varepsilon S^2\right)/\Delta\right\} \left(e^{2\xi} - 2 + e^{-2\xi}\right),$$

$$V(\varepsilon, R; \tilde{\varepsilon}, S) = V_{33}(\varepsilon, R; \tilde{\varepsilon}, S) + V_{13}(\varepsilon, R; \tilde{\varepsilon}, S),$$

де

$$V_{33}(\varepsilon, R; \tilde{\varepsilon}, S) = V_{33}\left(Z^{3/2}/\Delta_p^{3/2}\Delta^3\right) \exp\left\{-\left(\tilde{\varepsilon}R^2 + \varepsilon S^2\right)/\Delta\right\} \times$$

$$\times \exp\left\{-1/2\tilde{K}R^2 - 1/2KS^2\right\} \left(3\text{ch}(\xi + \varsigma) - 3\text{ch}(\xi - \varsigma)\right),$$

$$V_{13}(\varepsilon, R; \tilde{\varepsilon}, S) = V_{13}\left(Z^{3/2}/\Delta_p^{3/2}\Delta^3\right) \exp\left\{-\left(\tilde{\varepsilon}R^2 + \varepsilon S^2\right)/\Delta\right\} \times$$

$$\times \left[\exp\left\{-1/2\tilde{K}R^2 - 1/2KS^2\right\} \left(\text{ch}(\xi + \varsigma) + \text{ch}(\xi - \varsigma)\right) - \right.$$

$$-2\exp\{-1/2KS^2\} + 2ch(2\xi)],$$

$$\xi = RSt/\Delta, \quad \varsigma = ZRSt/\Delta_p, \quad Z = (1 + 2a_0^2/\mu^2)^{-1}, \quad \Delta = (1 - \varepsilon\tilde{\varepsilon}), \quad \Delta_p = 1 - a(\varepsilon + \tilde{\varepsilon}) - b\varepsilon\tilde{\varepsilon},$$

$$a = 1 - Z, \quad b = 2Z - 1, \quad K = (a + b\varepsilon)/\Delta_p - \varepsilon/\Delta, \quad \tilde{K} = (a + b\tilde{\varepsilon})/\Delta_p - \tilde{\varepsilon}/\Delta,$$

де a_0 -осциляторний радіус, $\varepsilon, \tilde{\varepsilon}$ та R, S - генераторні параметри, які породжують монопольні та кластерні збудження відповідно. Твірні матричні елементи отримані для потенціалів, які складаються з гаусівських компонент $V_{2S+1, 2T+1} \exp\{-(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2/\mu_{2S+1, 2T+1}^2\}$.

При побудові асимптотичних виразів коефіцієнтів розкладу при великих значеннях n_ρ використовувались такі вирази для регулярного та ірегулярного розв'язків:

$$C_{n_\rho K}^\pm(q) = C_{n_\rho K}^{irreg}(q) \pm iC_{n_\rho K}^{reg}(q) \xrightarrow{n_\rho \rightarrow \infty} \frac{2}{\pi} \frac{\exp\left[\pm i\left(q(4n_\rho + 2l_K + 3)^{1/2} - l_K\pi/2\right)\right]}{(4n_\rho + 2l_K + 3)^{1/4}},$$

де n_ρ - кількість монопольних збуджень, а $l_K = K + (3A - 5)/2$.

У **підрозділі 6.2** обговорюються результати обчислень. Величини, що характеризують стани неперервного спектру тетранейтрона, отримувались з використанням потенціалу Волкова і потенціалу Тана. Перший з цих потенціалів у свій час був отриманий в основному підгонкою по енергіям зв'язку легких магічних ядер і в першу

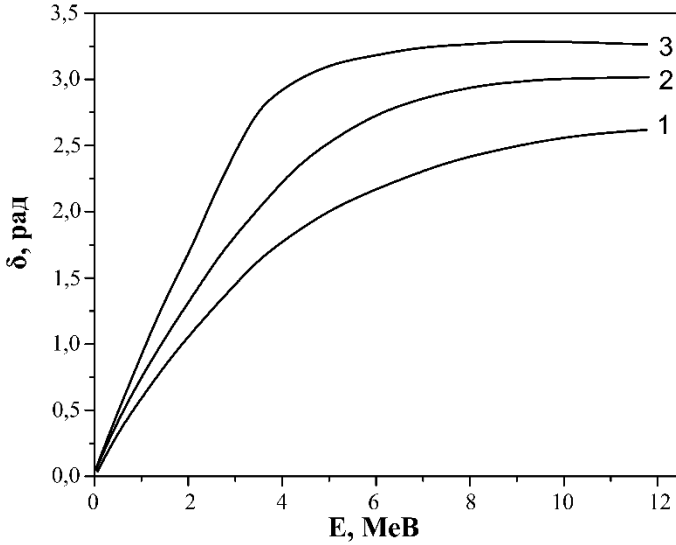


Рис. 6. 1. Залежність власних фаз розсіяння від енергії, отриманих з потенціалом Волкова. Цифри 1, 2, 3 на рисунку відповідають значенням K_{max} рівним 2, 4, 6 відповідно.

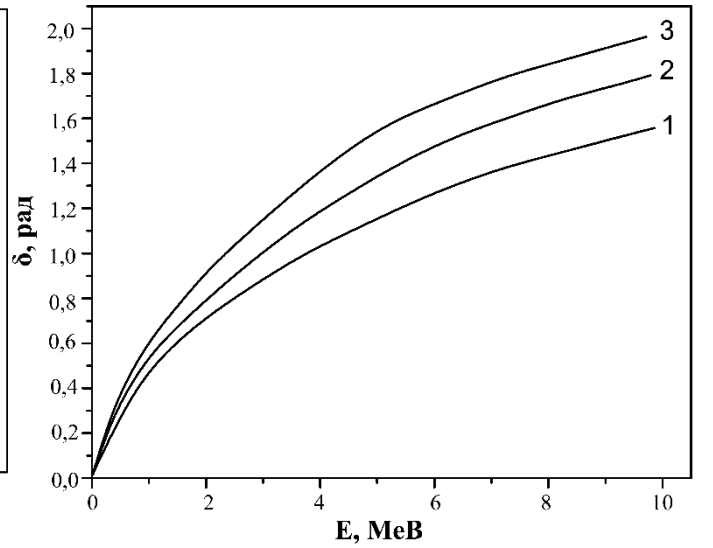


Рис. 6. 2. Залежність власних фаз розсіяння від енергії, отриманих з потенціалом Тана. Цифри 1, 2, 3 на рисунку відповідають значенням K_{max} рівним 2, 4, 6 відповідно.

чергу по енергії зв'язку α - частинки, а другий - за двочастинковими даними.

Розрахунки проводилися для випадків одного, двох і трьох "каналів", тобто з залученням в розрахунок однієї, двох і трьох гіпергармоник, що відповідають значенням гіпермоменту K_{min} , $K_{min}+2$, $K_{min}+4$, де дві останні отримані з міркувань врахування ${}^2n+{}^2n$ кластеризації 4n .

Результати розрахунку власних фаз розсіяння представлені на Рис. 6.1 та Рис. 6.2. Видно, що резонансна поведінка фази проявляється на Рис. 6.1, тобто для потенціалу Волкова, значно більш суттєво ніж на Рис. 6.2, тобто для потенціалу Тана.

Оскільки, як і у попередніх випадках, для визначення параметрів резонансів використовувались похідні власних фаз розсіяння по енергії, то на Рис. 6.3, в якості прикладу, наводиться залежність першої похідної від енергії розраховані за використання потенціалу Волкова для всіх трьох використаних значень гіпермоменту. З представленого на рисунку видно, що по мірі розширення базису за рахунок залучення нових гіпергармонік вказівки на можливість існування резонансного стану у тетранейтрона висвітлюються все яскравіше, що проявляє себе у появі чітко вираженого максимуму похідної при енергії близької до її значення у 2 MeV.

Остаточний підсумок отриманих результатів проводиться в таблиці 6.1 з якої видно, що для потенціалу Волкова має місце досить виражений резонанс, в той час як для потенціалу Тана про це говорити зарано. Однак, очевидно, що кінцевої збіжності результатів в проведених розрахунках явно не досягнуто. І на наш погляд, можна вважати, що у тетранейтрона в мевній області енергій може мати місце резонанс, існування якого, очевидно, обумовлено наявністю кінематичних бар'єрів у чотиричастинкових каналах.

Обмеженість розрахункових можливостей не дозволило провести подальше розширення базису у бік залучення функцій з більшими значеннями гіпермоменту. Це призвело до використання Таблиця 6.1. Динаміка зміни величин E і Γ по мірі інтерполяції. Звичайно, що збільшення кількості залучених у розрахунок результати екстраполяції по гіпергармонік.

трьох точках не можуть претендувати на вичерпну точність. Але у даному випадку дають можливість припустити, що значення енергії резонансу який розглядається може лежати в межах від одного до трьох MeV, а ширина резонансу не перевищує декількох MeV.

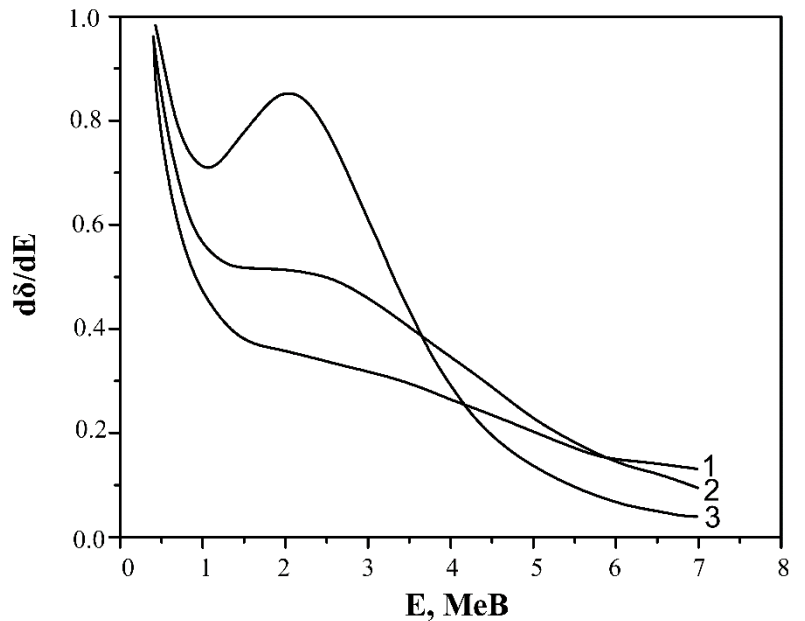


Рис. 6. 1. Залежність похідних власних фаз розсіяння по енергії від енергії, отриманих з потенціалом Волкова. Цифри 1, 2, 3 на рисунку відповідають значенням K_{max} рівним 2, 4, 6 відповідно.

Потенціал Тана			
K_{max}	2	4	6
E , MeV	10.5	7.0	5.4
Γ , MeV	53.0	20.0	14.3
Потенціал Волкова			
K_{max}	2	4	6
E , MeV	3.5	2.3	1.9
Γ , MeV	7.0	3.9	2.3

ВИСНОВКИ

Головні результати дисертаційної роботи полягають у наступному:

1. Сформульовано трикластерна мікроскопічна модель, яка дозволяє з єдиних позицій розглядати стани легких атомних ядер як дискретного, так і неперервного спектру, які лежать в трекластерном континуумі.
2. Розглянуті властивості зв'язаних станів ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$. Досліджена їх кластерна структура. Показано, що всі ці ядра є сильно кластеризованими, а два останніх з них мають чітко виражене нейтронне гало.
3. Розглянуто спектр зв'язаних станів ядра ${}^{10}\text{B}$. Отримано правильний порядок рівнів. Показана провідна роль у цьому спіно-орбітальних сил. Висловлено припущення про те, що в сучасних реалістичних нуклон-нуклонних потенціалах внесок від спіно-орбітальних сил недооцінений. Досліджено кластерна структура станів ядра ${}^{10}\text{B}$.
4. Отримано характеристики найнижчих резонансів ядер ${}^6\text{He}$ і ${}^6\text{Be}$, які добре узгоджуються з експериментальними даними. Продемонстровано, що при більш високих енергіях, можуть мати місце широкі резонанси, які поки що не виявлені експериментально, а існування яких обумовлено наявністю кінематичних бар'єрів у каналах тричастинкового розвалу.
5. Отримано, що в області низьколежачих станів у ядра ${}^5\text{H}$ мають місце резонанси з квантовими числами $1/2^+$, $5/2^+$ і $3/2^+$. При цьому показано, що існує, принаймні, два резонанси для кожного з цих наборів квантових чисел, чого не передбачалося раніше.
6. Досліджено спектри станів ядер ${}^9\text{Be}$ і ${}^9\text{B}$. При цьому особливу увагу приділено розгляду властивостей $1/2^+$ - резонансів, який у разі ядра ${}^9\text{Be}$ представляє особливий інтерес з точки зору астрофізичних застосувань, а у випадку ядра ${}^9\text{B}$ – проблемним є саме його існування. Показано, що обидва ці резонансу існують, та обчислено їх параметри. Передбачено наявність низки нових резонансів, що лежать в області трикластерного континууму.
7. Сформульований підхід, в якому можуть одночасно враховуватися як двокластерні, так і трикластерні конфігурації. Отримані S-фактори реакцій ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ та ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Для реакції ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ вони не дають ніяких вказівок на користь існування резонансних станів, наявність яких могла б пролити світло на проблему сонячних нейтрино.
8. В моделі, що дозволяє враховувати кластерну поляризацію бінарних підсистем, розглянуто вплив кластерної поляризації підсистем ${}^6\text{Li}$ і ${}^3\text{H}$ на стани дискретного і неперервного спектру ядра ${}^7\text{Li}$ і переріз реакції ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$. Показано, що врахування кластерної поляризації приводить до хорошого збігу теоретичних результатів з експериментальними даними.
9. В моделі, що дозволяє враховувати кластерну поляризацію бінарних підсистем, досліджено її вплив на S-фактори реакцій ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ і ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ при енергіях, що лежать в межах від нуля до 1 Мев. Причому це зроблено і при тих малих енергіях, які в даний час недоступні для експериментальних досліджень, але є важливими з точки зору поширеності в природі елементів з $A=7$.
10. Модель, раніше сформульована для опису монопольних збуджень легких атомних ядер, переформульована для цілей використання її стосовно до розгляду розсіювання $A \Rightarrow A$. Показано, що у тетранейтрона існує резонансний стан, що лежить при енергії 1-3 МеВ над порогом повного розвалу і має ширину в кілька МеВ.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Nesterov A. V. Spectrum of bound states of nucleus ^{10}B in a three-cluster microscopic model / Nesterov A. V., Vasilevsky V. S., Kovalenko T. P. // УФЖ – 2014 - Т.59, №11 - С. 1065-1077.
2. Nesterov A. V. Spectra of nuclei ^9Be and ^9B in a three-cluster microscopic model / Nesterov A. V., Vasilevsky V. S., Kovalenko T. P. // УФЖ - 2013 - Т.58, №7 - С. 628-635.
3. Vasilevsky V. S. Microscopic model of the radiative capture reactions with cluster polarizability. Application to ^7Be and ^7Li / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Kovalenko T. P. // УФЖ - 2011 - Т.56, № 7 - С.645-653.
4. Vasilevsky V. S. Effects of cluster polarizations on the cross section of the radiative capture reactions $^4\text{He}(^3\text{He},\gamma)^7\text{Be}$, $^4\text{He}(^3\text{H},\gamma)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(p,\gamma)^7\text{Be}$ and $^6\text{Li}(n,\gamma)^7\text{Li}$ / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Kovalenko T. P. // Ядерна фізика та енергетика - 2011 -Т.12, № 2 - С.115-123.
5. Vasilevsky V. S. Resonances in three-cluster continuum of ^5H nucleus / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J., Helinckx P. // Ядерна фізика та енергетика - 2007 - Т. 8, № 2 (20) - с. 29-37.
6. Nesterov A. V. ^8He Structure within a Three-cluster Microscopic Model / Nesterov A. V., Vasilevsky V. S., Chernov O. F. // УФЖ - 2001 - Т. 46, № 3 - с. 272-276.
7. Nesterov A. V. The asymptotic of matrix elements of gaussian potential between the basic functions of three-dimensional harmonic oscillator / Nesterov A. V., Kosinov A. G. // УФЖ - 1997 - Т. 42, № 2 - С. 236-239.
8. Nesterov A. V. Method of oscillator basis generating invariants for production of recurrent relations in the three-cluster problem / Nesterov A. V., Kosinov A. G. // УФЖ - 1996 - Т. 41, № 11-12 - С. 1131-1133.
9. Василевський В. С. Трехкластерный вариант алгебраической версии метода резонирующих групп и его применение к исследованию свойств связанных состояний ядер ^6He и ^8He / Василевський В. С., Нестеров А. В. Арикс Ф., Ван Леувен П. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень – 2002 - №2 - С. 51-59.
10. Vasilevsky V. S. Study of the $^3\text{H}(^3\text{H},2n)^4\text{He}$ and $^3\text{He}(^3\text{He},2p)^4\text{He}$ reactions in the frameworks of three-cluster microscopic model / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень - 2002 - №2 - С. 60-69.
11. Нестеров А. В. Природа резонансных состояний зеркальных ядер ^9Be и ^9B / Нестеров А. В., Василевский В. С., Коваленко Т. П. // Ядерная физика – 2014 - Т. 77, № 5 - С. 589-602.
12. Vasilevsky V. S. Three-cluster model of radiative capture reactions in seven – nucleon systems. Effects of cluster polarization / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Kovalenko T. P. // Ядерная физика - 2012 - Т.75, № 7 – С. 873-886.

13. Нестеров А. В. Трехкластерное описание свойств легких нейтрон- и протон-избыточных ядер в рамках алгебраической версии метода резонирующих групп / Нестеров А. В., Арикс Ф., Брукхов Я., Василевский В. С. // ЭЧАЯ - 2010 - Т. 41, вып. 5 - С.1337-1424.
14. Нестеров А. В. Влияние кластерной поляризации на спектр ядра ${}^7\text{Li}$ и реакцию ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ / Нестеров А. В., Василевский В. С., Коваленко Т. П. // Ядерная физика - 2009 - Т.72, № 9 - С. 1505-1518.
15. Arickx F. The ${}^5\text{H}$ resonance structure studied with a three-cluster J-matrix model / Arickx F., Broeckhove J, Helinckx P. Vasilevsky V.S. and Nesterov A.V // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. - 2007 - V. 34, Issue 9 - p.1955-1970.
16. Vasilevsky V. S. The algebraic model for scattering in three-s-cluster systems. I. Theoretical background / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J. // Phys.Rev. C - 2001 - V. 63, Issue 3 - P. 034606.
17. Vasilevsky V. S. II. Resonances in three-cluster continuum of ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Be}$ / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J // Phys. Rev. C - 2001 - V.63, Issue 3 - P. 034607.
18. Vasilevsky V. S. S-factor of the ${}^3\text{He}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ reactions using a three-cluster exit channel / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J. // Phys. Rev. C - 2001 - V. 63, Issue 6 - P. 064604.
19. Nesterov A. V. A neutron halo in ${}^8\text{He}$ / Nesterov A. V., Vasilevsky V.S., Chernov O. F. // Ядерная физика - 2001 - Т. 64, № 8 - С. 1-7.
20. Vasilevsky V. S. A three cluster model of six-nucleon system / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F // Ядерная физика - 1997. - Т. 60, № 3 - С. 413-419.
21. Filippov G. F. The realization of the resonating group method algebraic version for three-cluster system / Filippov G. F., Nesterov A. V., Rybkin I.Yu., Korennov S. V. // ЭЧАЯ – 1994 - Т. 25, вып. 6 - С. 1347-1378; • К., ИТФ, 1993 – 29с. – (Препринт/ НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова; ИТР-94-2Е).
22. Нестеров А. В. О технике использования многочастичного осцилляторного базиса при исследовании свойств трехкластерных систем / Нестеров А. В // Ядерная физика. - 1993 - Т. 56, вып. 10 - С. 35 - 46; • К. – ИТФ, 1991 – 17с. - (Препринт / НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н. Н Боголюбова; ИТР-91-67Р).
23. Гутич И. Ф. Исследование состояний непрерывного спектра тетранейтрона / Гутич И. Ф., Нестеров А. В., Охрименко И. П. // Ядерная физика – 1989 – Т.50, вып. 1(7) - С. 19-26; • К., ИТФ, 1989 – 17с. – (Препринт/ НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н.Н Боголюбова; ИТР-86-93).

24. Филиппов Г. Ф. Возбуждение монопольных резонансов при рассеянии ядер s - оболочки на α -частице / Филиппов Г. Ф. Василевский В. С., Нестеров А. В. // Изв. АН СССР, Сер. физ. - 1985 - Т. 49 - С. 173-177.
25. Vasilevsky V. S. The modified J-matrix approach for cluster descriptions of light nuclei / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J., Helinckx P. // In book "J-matrix method. Developments and applications", P 269-307 - Springer, 2008, edited by A. D. Alhaidari, E. J. Heller, H. Y. Yamani, and M. S. Abdelmonem.
26. Vasilevsky V. S. Spectra of nuclei ${}^9\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ in a three-cluster microscopic model / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Kovalenko T. P. // In Proc. of International Conference "Current Problems of Nuclear Physics and Atomic Energy" (NPAE-2012) – V. 1 – P. 181-187, Kyiv, Ukraine, September 3-7, 2012.
27. Nesterov A. V. Effects of cluster polarization on resonance states of ${}^7\text{Li}$ and the reaction ${}^6\text{Li} (n, {}^3\text{He}) {}^4\text{He}$ / Nesterov A. V., Vasilevsky V. S., Kovalenko T. P. // In Proc. of International Conference "Current Problems of Nuclear Physics and Atomic Energy" (NPAE-2008) - P. 429-432, Kyiv, Ukraine, June 9 – 15, 2009.
28. Vasilevsky V. S. Resonances in three-cluster continuum of ${}^5\text{H}$ nucleus / Vasilevsky V.S., Nesterov A.V., Arickx F., Broeckhove J., Helinckx P. // In Proc. of International Conference "Current Problems of Nuclear Physics and Atomic Energy" (NPAE-2006) - P. 283-292, Kyiv, Ukraine, May 29 – June 03, 2006.
29. Arickx F. A three cluster microscopic model for the ${}^5\text{H}$ nucleus / Arickx F., Broeckhove J., Helinckx P., A. Vasilevsky V. S., Nesterov A. V. // In Proc. of XXIV International Workshop on nuclear theory - P.187-201, Rila Mountains, Bulgaria, June 20-25, 2005.
30. Arickx F. Microscopic three-cluster theory with applications to ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Be}$ / Arickx F., Broeckhove J., Vasilevsky V. S., Nesterov A. V. // In Proc. of Int. Symp. on "Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems" - P. 251-258, Kyoto, November. 12-14, 2001.
31. Vasilevsky V. S., The S-factor of ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ using a three cluster exit channel / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J., Wanroose W. // In Proc. of Int. Conf. "Nuclear Physics at Border Lines" - P.34-37, Lipary, Italy, May, 21-24, 2001.
32. Vasilevsky V. S. The modified J-matrix approach to three-cluster systems / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J., Wanroose W. // In Proc. of 7th Int. Seminar on Nuclear Physics "Challenger of Nuclear Structure" - P. 293-300, Maiory, Italy, May 27-31, 2001.
33. Vasilevsky V. S. Three cluster model of six nucleon systems / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J., Van Leuven P. // In Proc. of 5th International Spring Seminar on Nuclear Physics "New Perspectives in Nuclear Structure" - Singapore, World Scientific – 1996 - P. 111-120, Ravello, Italy, May 22-24, 1995.
34. Nesterov A. V. Generating invariants in many-cluster problems of nuclear physics / Nesterov A. V., Kosinov A.G. // In Proc. of International Conference: "Symmetry methods

in physics” (in memory of professor Ya. A. Smorodinsky) - V. 2, P. 375-378, Obninsk, July, 6-10, 1993.

35. Филиппов Г. Ф. Исследование состояний непрерывного спектра тетранейтрона / Филиппов Г. Ф., Гутич И. Ф., Нестеров А. В., Охрименко И. П. // В Сб. Совещание по мультинейтронным системам - С. 108 - 115. - Дубна, 25-27 января, 1990.
36. Vasilevsky V. S. Dynamics α +N+N channel in ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}$ // Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F. Van Leuven P. – K., ИТФ, 1996 - 19с. – (Препринт/ НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова; ИТР-96-3Е).
37. Nesterov A. V. Oscillator basis generating invariants in many-cluster problems / Nesterov A. V., Kosinov A. G. – K., ИТФ, 1993 - 7с. – (Препринт/ НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова; ИТР-93-55Е).
38. Василевский В. С. Матричные элементы единичного оператора и гамильтониана ядра ${}^6\text{He}$ на волновых пакетах генерирующих базис канала α +n+n / Василевский В. С., Филиппов Г. Ф., Рыбкин И. Ю., Нестеров А. В. – К., ИТФ, 1992 - 28с. – (Препринт/ НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н.Н Боголюбова; ИТР-92-33Р).
39. Filippov G. F. On generating invariants of an algebraic version of the resonating group method for a case when the excitation of interacting clusters is taken into account / Filippov G. F., Vasilevsky V. S., Nesterov A. V. – K., ИТФ, 1986 - 15с. – (Препринт/ НАН Украины, Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова; ИТР-86-65Е).
40. Nesterov A. V. Microscopic three-cluster description of states in ${}^9\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ / Nesterov A. V., Vasilevsky V.S Kovalenko T. P. // In Program & Proceedings of International Conference “Problems of theoretical physics” dedicated to the 100th anniversary of Alexander Davydov - P. 48. Kyiv, Ukraine, October 8-11, 2012.
41. Nesterov A. V. Spectra of nuclei ${}^9\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ in a three-cluster microscopic model / Nesterov A. V., Vasilevsky V.S Kovalenko T. P. // In Book of Abstracts of the 4th International Conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy” - P. 57-58, Kyiv, Ukraine, September 3 - 7, 2012.
42. Nesterov A. V. Effects of cluster polarizations on the cross section of the radiative capture reactions ${}^4\text{He}({}^3\text{He},\gamma){}^7\text{Be}$, ${}^4\text{He}({}^3\text{H},\gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^6\text{Li}(n,\gamma){}^7\text{Li}$ / Nesterov A. V., Vasilevsky V.S Kovalenko T. P. // In Book of Abstracts of the 3th International Conference “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy”, - P. 66, Kyiv, Ukraine, June 7 - 12, 2010.
43. Nesterov A. V., Vasilevsky V. S. Kovalenko T. P. Effects of cluster polarization on resonance states of ${}^7\text{Li}$ and the reaction ${}^6\text{Li}(n,{}^3\text{He}){}^4\text{He}$ / Nesterov A. V., Vasilevsky V. S. Kovalenko T. P. // In Book of Abstracts International Conference “NPAE-2008” - P.129-130, Kyiv, Ukraine, June 9 - 15, 2008.
44. Василевский В. С. Влияние кластерной поляризации на резонансную структуру ядра ${}^7\text{Li}$ и реакцию ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ / Василевский В. С. Нестеров А. В., Коваленко Т. П.

// В Сб. “Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. ЯДРО 2008. Тезисы докладов” -С.126-127, Москва, Россия, 23-27 июня 2008.

45. Vasilevsky V. S. Resonance structure of ^5H nucleus within three-cluster microscopic model / Vasilevsky V.S. Nesterov V. S., Arickx F. Broeckhove J. Helinckx P. A. // In Book of Abstracts International Conference “Nuclear structure and related topics” - P.14, Dubna, Russia, June 13-17, 2006.

46. Vasilevsky V. S. A three cluster microscopic model for the ^5H nucleus / Vasilevsky V.S. Nesterov V. S., Arickx F. Broeckhove J. // Book of Abstracts International Conference “NPAE-2006” - P.57, Kyiv, Ukraine May 29 - June 03, 2006.

47. Vasilevsky V. S. A three cluster microscopic model for the ^5H nucleus / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J., Helinckx P. // In Book of abstracts of XXIV International Workshop on nuclear theory - P. 12-13, Rila Mountains, Bulgaria June 20-25, 2005.

48. Нестеров А. В. Трехкластерный вариант АВ МРГ и его использование при рассмотрении состояний непрерывного и дискретного спектров легких атомных ядер / Нестеров А. В., Василевский В. С., Арикс Ф., Ван Леувен П. // In Book of Abstracts of int. conference "Modern problems of theoretical physics" - P.97-98, Kyiv, December 9-15, 2002.

49. Arickx F. Microscopic three-cluster theory applications to ^6He and ^6Be / Arickx F., Broeckhove J. Vasilevsky V. S., Nesterov A. V. // In Abstracts of Int. Symp. on "Clustering Aspects of Quantum Many-Body Systems" - P. 51, Kyoto, November 12-14, 2001.

50. Nesterov A. V. Investigation of ^6He and ^8He ground state within three-cluster microscopic model / Nesterov A. V., Vasilevsky V.S. Chernov O.F // In Book of Abstracts of International Symposium on Exotic Nuclear Structures - P. 80, Debrecen, Hungary, May 15-20, 2000.

51. Нестеров А. В. ^6He в трехкластерном осцилляторном базисе / Нестеров А. В., Василевский В.С // В Сб: Тезисы докладов Международного Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, С.159, СПб, 27-30 июня 1995 г.

52. Vasilevsky V. S. Correct microscopic three-cluster treatment of the exit channel in the $^3\text{H}(^3\text{H},\alpha)\text{nn}$ and $^3\text{He}(^3\text{He},\alpha)\text{pp}$ reactions / Vasilevsky V. S., Nesterov A. V., Arickx F., Broeckhove J // General Scientific Meeting of Belgian Physical Society – P NP7, Brussels, May 20-21, 1999.

53. Нестеров А. В. Об использования многочастичного осцилляторного базиса при исследовании свойств трехкластерных систем / Нестеров А. В. // В Сб. Тезисы докл. 43 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра - С.159, Дубна, 20-23 апреля, 1993.

54. Гутич И. Ф. Исследование состояний непрерывного спектра тетранейтрона / Гутич И. Ф., Нестеров А. В., Охрименко И. П.// В Сб: Тезисы докл. XXXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, С. 164, Баку, 12-14 апреля, 1988.

Нестеров О. В. Трикластерна мікроскопічна модель опису властивостей 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, 2016.

Сформульовано триклатерний мікроскопічний підхід для опису властивостей легких атомних ядер, який дозволяє з єдиних позицій розглядати стани дискретного та неперервного спектрів. Продемонстровано, що в зв'язаних станах ядра ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ мають чітко виражену трикластерну структуру, яка для ${}^6\text{He}$ і ${}^8\text{He}$, проявляє себе в наявності нейтронного гало. У ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Be}$, ${}^5\text{H}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ передбачена можливість існування низки резонансів і з'ясовано причини їх існування. Досліджено процеси протікання термоядерних реакцій ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ та ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Показано, що в каналі ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ не існує резонансів, які могли б пояснити проблему сонячних нейтрино. З урахуванням кластерної поляризації бінарних підсистем розглянуто спектр ядра ${}^6\text{Li}$ і протікання реакцій радіаційного захвату ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ при малих енергіях, недоступних для сучасних експериментальних досліджень. Передбачено існування резонансного стану у тетранейтрона при розгляді розсіювання $4 \Rightarrow 4$.

Ключові слова: трикластерна мікроскопічна модель, нуклон-нуклонний потенціал, зв'язані стани, нейтронне гало, резонансні стани, трикластерний континуум.

Нестеров А. В. Трехкластерная микроскопическая модель описания свойств 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, 2016.

Сформулирован трехклатерный микроскопический подход для описания свойств легких атомных ядер, который позволяет с единых позиций рассматривать состояния дискретного и непрерывного спектров. Продемонстрировано, что в связанных состояниях ядра ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ имеют четко выраженную трехкластерную структуру, которая для ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, проявляет себя в наличии нейтронного гало. У ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Be}$, ${}^5\text{H}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ предсказана возможность существования ряда резонансов и выяснена причина их существования. Исследованы процессы протекания термоядерных реакций ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Показано, что в канале ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ не существует резонансов, которые могли бы объяснить проблему солнечных нейтрино. С учетом кластерной поляризации бинарных подсистем рассмотрен спектр ядра ${}^6\text{Li}$ и протекание реакций радиационного захвата ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ при малых энергиях, недоступных для современных экспериментальных исследований. Предсказано существование резонансного состояния у тетранейтрона при рассмотрении рассеяния $4 \Rightarrow 4$.

Ключевые слова: трехкластерная микроскопическая модель, нуклон-нуклонный потенциал, связанные состояния, нейтронное гало, резонансные состояния, трехкластерный континуум.

Nesterov A. V. Three-cluster microscopic model description of the properties of light atomic 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, 2016.

A microscopic three-cluster model is formulated which allows us a unified description of the states of light atomic nuclei of discrete and continuous spectrum lying in three-cluster continuum. The proposed model makes use of the basis of the six-dimensional harmonic oscillator for the decomposing of wave function of the relative motion of the clusters, whereby all the procedures required for the specific implementation of the model were developed.

In the framework of the proposed three-cluster microscopic model properties of bound states of nuclei ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ were considered. It was shown that they all have a high degree of clusterization, and the last two of them have an explicit neutron halo. It was found that the dominant shape of ${}^6\text{He}$ is an isosceles triangle with the acute-angled α -particle at the apex, whereas the ${}^8\text{He}$ nucleus is represented by an obtuse triangle, which is explained by the influence of the Pauli principle. It is shown that dineutron subsystem in the nucleus ${}^6\text{He}$ quite compact contrary to tetraneutron subsystem in ${}^8\text{He}$. The structure of the bound state of ${}^9\text{Be}$ nucleus was studied using a cluster representation $\alpha+\alpha+n$ and showed that the bound state is strongly clustered. It was demonstrated that the existence of the ${}^9\text{Be}$ bound state is due mainly to the spin-orbit forces. The dominant structure of the bound state is obtuse isosceles triangle with a neutron at the apex.

Within the proposed model by using three-cluster configuration $\alpha+\alpha+d$, a set of bound states of ${}^{10}\text{B}$ nuclei was considered. It worth mentioning that there is a problem in description of the mutual arrangement of the lowest discrete levels in ${}^{10}\text{B}$, when this nucleus is studied by the many configuration shell model with realistic potentials. In our calculations, which involved the semi-realistic nucleon-nucleon potentials, we obtained the correct order of levels. It was demonstrated that the spin-orbit forces play the leading role in formation of the correct order of ${}^{10}\text{B}$ levels. The results obtained suggest that in modern realistic nucleon-nucleon potentials contribution from the spin-orbit forces is underestimated. Analysis of the wave functions indicates pronounced two- and three-body clusterization in the ground and excited states of considered nucleus.

Resonance states of the mirror ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Be}$ nuclei imbedded in three-cluster continuum were studied in detail. It was show that the formulated model correctly describes parameters of the 2^+ resonance state in ${}^6\text{He}$ and the 0^+ and 2^+ resonance states in ${}^6\text{Be}$. The good agreement with experimental data was obtained in the region of excitation energies of the nuclei under consideration, which is well studied experimentally. Our model predicts broad resonance states at somewhat higher energies, the existence of which is caused by the presence of the large kinematic barriers in the channels of the three-particle disintegration. Such resonance states have not yet been discovered experimentally, although the possibility of their existence has already been mentioned in the theoretical papers. It is demonstrated there are excited states in ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Be}$, which affected by the intercluster antisymmetrization more stronger than others. Disintegration of these states on three independent clusters takes place in such a way that at least two clusters are located at short distances from each other.

By using the proposed model, it was found that the low-lying states in ${}^5\text{H}$ nucleus are resonances with quantum numbers $1/2^+$, $5/2^+$ and $3/2^+$. It is shown that there are at least two resonances for each of these sets of quantum numbers, which are not anticipated. An algorithm for calculation of the partial widths was formulated and applied to study

peculiarities of three-cluster resonance states. This allows us to determine the dominant decay channels for each resonance states. It is shown that there are two or three dominant channels which almost completely exhaust the total width of a resonance state. Analysis of the correlation functions indicates a high probability of ${}^5\text{H}$ to decay into states with two correlated neutrons.

In the framework of the proposed model the spectrum of resonance states in ${}^9\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ nuclei was thoroughly investigated. Special attention was paid to properties of the $1/2^+$ excited states, which in the case of ${}^9\text{Be}$ nucleus is of particular interests for astrophysical applications, and in the case ${}^9\text{B}$ nucleus is problematic in the sense of its existence. It is shown that these states in both nuclei are resonance states. Their energy and width were calculated and compared to available experimental data. It was predicted the presence of a number of resonances in the three-cluster continuum whose existence, as well as the above explained features, explained in the framework of three particle breakup.

A microscopic model was formulated in order to consider simultaneously two-cluster and three-cluster configurations. Such a model is of great importance for theoretical analysis of numerous reactions with binary input channel and three-cluster exit channels. Within this model, the astrophysical S-factors for the reactions ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ and ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ in the energy range, which is most interesting from the point of view of astrophysical applications, were calculated. It was shown that our model correctly reproduces available experimental data. The results obtained for the reaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ does not give any indication for the existence of resonance state, which could resolve the solar neutrino problem.

Within the developed model which can take to account the polarization of the binary cluster subsystems, we consider the influence of the cluster polarization of subsystems of ${}^6\text{Li}$ and ${}^3\text{H}$ on the states of discrete and continuous spectrum ${}^7\text{Li}$ nucleus and the cross section of ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$ reaction. It was demonstrated that there is a highly dispersed cluster configuration ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ and relatively compact configuration ${}^6\text{Li} + n$ in bound states of the compound nucleus. It was also shown that the inclusion of the cluster polarization leads to better agreement between the theoretical results and the experimental data. We studied in detail role of the state with total spin $S=3/2$ in formation of bound and resonance state in ${}^7\text{Li}$. It was found previously unknown long-lived resonance state with the quantum numbers $J^\pi = 9/2^-, L=3$. The total cross section of reaction ${}^6\text{Li}(n, {}^3\text{H}){}^4\text{He}$ was calculated.

The effects of cluster polarization of ${}^6\text{Li}$ and ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$ subsystems on the astrophysical S-factors of reactions ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(p, \gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^6\text{Li}(n, \gamma){}^7\text{Li}$ were studied at energies lying in range from 0 to 1 MeV, which is important from the standpoint of a natural abundance of light nuclei with $A=7$. It is shown that the polarization has a very significant impact on the S- factors of reactions ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$ both qualitatively and quantitatively. We examined the correlation between the astrophysical factors at zero energy and the parameters of the ground state of the compound nuclei.

The model, previously formulated to describe the monopole excitations of light atomic nuclei, was reformulated and adopted to study resonance states of tetra-neutron by considering the 4-to-4 scattering. The results obtained using the Volkov potential provide a clear manifestation of the possibility of the existence of the resonance states in tetra-neutron. A wider resonance state of tetra-neutron is obtained with the Tang potential. Thus, there is a solid ground to believe that there are tetra-neutron resonant states lying at energy of 1-3 MeV above the full disintegration threshold and having a width of a few MeV.

Keywords: three-cluster microscopic model, nucleon-nucleon potential, bound states, neutron halo, resonant states, three-cluster continuum.

Нестеров Олександр Володимирович

Трикластерна мікроскопічна модель опису властивостей легких атомних ядер
(Автореферат дисертації на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук).

Зам. – 2

Формат 60 x 84/16

Обл.-вид. арк. - 1.25

Підписано до друку 26.01.2017 р.

Тираж 100 прим.

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