

ТРЕХКЛАСТЕРНЫЙ ВАРИАНТ АЛГЕБРАИЧЕСКОЙ ВЕРСИИ МЕТОДА РЕЗОНИРУЮЩИХ ГРУПП И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ИССЛЕДОВАНИЮ СВОЙСТВ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ${}^6\text{He}$ И ${}^8\text{He}$

В. С. Василевский¹, А. В. Нестеров¹, Ф. Арикс², П. Ван Лёувен²

¹ *Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Киев*

² *Университет г. Антверпен, Бельгия*

В рамках алгебраической версии метода резонирующих групп сформулирован микроскопический подход для описания трехкластерных конфигураций легких атомных ядер. Подход применен для исследования свойств ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ в их основных состояниях с использованием представлений - α -частица плюс два нейтрона и α -частица плюс два динейтронных кластера. Результаты указывают на важность учета трехкластерных мод движения для адекватного описания свойств указанных ядер, в частности наличия у них нейтронного гало.

Введение

Наиболее полную информацию о свойствах легких ядер можно получить, используя микроскопические подходы, т. е. подходы, в которых задача сводится к решению много-частичного уравнения Шредингера с наперед заданным потенциалом нуклон-нуклонного взаимодействия. Решение уравнения Шредингера ищется с использованием упрощений, основанных на тех или иных физических соображениях. Таким подходом, в частности, является метод резонирующих групп [1] или его алгебраическая версия [2, 3].

В данной работе предлагается метод описания трехкластерных конфигураций в рамках алгебраической версии метода резонирующих групп (АВМРГ), учитывающий внутреннюю структуру кластеров, отмечая, что трехкластерная модель уже использовалась для описания связанных состояний легких атомных ядер, а детали различных реализаций трехкластерных моделей можно найти в обзорах [4, 5].

Предлагаемый подход применен для рассмотрения свойств ядра ${}^6\text{He}$, которое неоднократно использовалось как тест для микроскопических [6 - 8] и полумикроскопических [9, 10] расчетов. Он использован также для изучения характеристик основного состояния ядра ${}^8\text{He}$, которое интересно, в частности, тем, что среди всех известных в настоящее время нуклонно-стабильных ядер имеет наибольшее значение $\eta = (N - Z)/A = 0,5$ при среднем значении $\eta = 0,4$ для границы нейтронной стабильности атомных ядер.

Применяя трехкластерную модель для ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ в основных состояниях с использованием кластерных представлений α -частица плюс два нейтрона и α -частица плюс два динейтронных кластера соответственно, мы делаем еще одно предположение о структуре рассматриваемых ядер. Оно состоит в том, что волновые функции каждого из кластеров моделируется волновыми функциями оболочечной модели. В частности, *a priori* валентные нейтроны в ${}^8\text{He}$ объединяем в динейтронные кластеры. Оправданием последнему может послужить известный факт, отмеченный в свое время А. Б. Мигдалом [11], состоящий в том, что взаимодействие между двумя нейтронами может существенно возрасти в присутствии третьей частицы, в результате чего на поверхности ядра возможно образование динейтронных кластеров. Выбранная кластеризация для ${}^8\text{He}$ дает возможность в качестве кора для валентных нейтронов рассмотреть α -частицу, несмотря на то, что нижайший порог развала ${}^8\text{He}$ соответствует распаду на ${}^6\text{He}$ и два нейтрона. Ранее соображения по этому поводу были высказаны А. А. Оглоблиным [12], который, основываясь на том, что энергия связи пары нейтронов в ${}^8\text{He}$ в два раза больше, чем в ${}^6\text{He}$, высказал предположение, что ${}^6\text{He}$ не может быть здесь кором, а нейтронное гало в ${}^8\text{He}$ должно состоять из четырех нейтронов.

Заметим также, что использование динейтронных кластеров в подобного рода задачах достаточно хорошо апробированное приближение. Так, например, в работе [6] динейтронный, а также дипротонный кластеры с успехом моделировали выходные каналы реакций ${}^3\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{n} + \text{n}$ и ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \text{p}$ соответственно. А в работе [13] даже использование точечного динейтронного кластера позволило приемлемо описать основные черты процесса распада ${}^{11}\text{Li}$ в модели ${}^9\text{Li} + {}^2\text{n}$.

Метод

Метод исследования свойств основных состояний ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ в данной работе базируется на использовании АВМРГ. До недавнего времени указанный подход в своем двухкластерном варианте применялся для изучения характеристик связанных состояний легких атомных ядер, ядерных реакций с учетом одного или нескольких бинарных каналов и их взаимодействия с коллективными модами движения, а также процессов, связанных с развалом ядра на все составляющие нуклоны [14 - 16]. В последнее время АВМРГ активно используется и для рассмотрения трехкластерных задач [17 - 20].

Рассмотрение трехкластерных конфигураций в рамках АВМРГ может быть проведено в достаточно общей форме. Детали такого рассмотрения будут представлены в другом месте. В этой статье ограничимся рассмотрением таких трехкластерных конфигураций, в которых участвуют только s-кластеры. Это дает возможность использовать некоторые упрощения при построении всех необходимых матриц, так как квантовые числа компаунд-системы (четность, полный угловой момент) в этом случае полностью определяются волновой функцией относительного движения кластеров.

АВМРГ основана на использовании многочастичного осцилляторного базиса при решении задач как дискретного, так и непрерывного спектров. Т. е. волновая функция относительного движения кластеров, искомая в МРГ, разлагается в ряд по осцилляторным функциям, в результате чего пробная функция трехкластерной системы приобретает вид

$$\Psi = \sum_n C_n \cdot \hat{A}(\Phi_1(A_1)\Phi_2(A_2)\Phi_3(A_3) f_n(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)). \quad (1)$$

Здесь \hat{A} - оператор антисимметризации; Φ_1, Φ_2, Φ_3 - функции, описывающие внутреннюю структуру кластеров, которые до решения задачи выбираются в том или ином конкретном виде (например, как в нашем случае, в виде функций осцилляторной модели оболочек); $f_n(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$ - функции осцилляторного базиса, по которому производится разложение функции относительного движения кластеров, где \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 - векторы Якоби, определяющие взаимное расположение кластеров, а совокупность коэффициентов C_n представляет собой не что иное, как волновую функцию системы в осцилляторном представлении. Эта функция является искомой и определяется из системы алгебраических уравнений

$$\sum_{n'} \left[\langle n | \hat{H} | n' \rangle - E \langle n | n' \rangle \right] C_{n'} = 0,$$

которая является следствием представления волновой функции в виде (1) и уравнения Шредингера.

Осцилляторные функции $f_n(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$ определены в шестимерном пространстве и при каждом фиксированном N-полном числе осцилляторных квантов образуют базис неприводимого представления группы $U(6)$. В соответствии с этим составной индекс n содержит в себе индексы (в общем случае их всего шесть) неприводимого представления $U(6)$ и ее подгрупп, которые определяются конкретным выбором редукции $U(6)$ на ее подгруппы.

Выбор той или иной редукции, т. е. того или иного способа классификации осцилляторного базиса, определяется как соображениями физической наглядности, так и

простотой численной реализации. Рассматривая задачу о связанном состоянии удобно воспользоваться базисами, классификация функций которых связана со следующими цепочками подгрупп группы $U(6)$:

$$U(6) \supset SU(3) \otimes U(2) \Rightarrow |N_1 l_1, N_2 l_2, LM \rangle$$

$$\cup \quad \cup$$

$$SO(3) \otimes O(3)$$

$$U(6) \supset U(3) \otimes U(3) \Rightarrow |(\lambda\mu)\nu, \omega LM \rangle$$

$$\cup \quad \cup$$

$$SO(3) \otimes SO(3) \supset SO(3)$$

Первый базис обычно называют базисом двух несвязанных осцилляторов или биосцилляторным базисом. Каждая из $U(3)$ групп в цепочке подгрупп связана с каким-либо из векторов Якоби \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 , порождая индексы N_1, l_1 и N_2, l_2 - число осцилляторных квантов вдоль каждого из векторов и парциальный угловой момент.

Второй базис - "базис $SU(3)$ ". Его функции классифицируются посредством известных индексов Эллиота (λ, μ) группы $SU(3)$, индекса повторения ω , возникающего из-за того, что при редукции $SU(3)$ на $SO(3)$ одно и то же представление $SO(3)$ может встречаться несколько раз, и величины $\nu = (N_1 - N_2)/2$, определяемой числом осцилляторных квантов возбуждения по направлениям \mathbf{q}_1 и \mathbf{q}_2 .

Полное число осцилляторных квантов равно $N = N_1 + N_2 = \lambda + 2\mu$ и определяется неприводимым представлением группы $U(6)$. При заданном N , т.е. на каждой конкретной оболочке, функции этих базисов связаны друг с другом известным унитарным преобразованием, поскольку представляют собой собственные функции одного и того же гамильтониана шестимерного гармонического осциллятора, что делает их в определенном смысле эквивалентными. Заметим, что матрицы, связывающие функции этих двух базисов, представляют собой ничто иное, как коэффициенты Клебша - Гордона группы $SU(3)$ разложения произведения $(N_1, 0) \otimes (N_2, 0) \Rightarrow (\lambda, \mu)$, т.е.

$$|(\lambda, \mu)\nu; \omega LM \rangle = \sum_{l_1, l_2} \langle (\lambda, \mu)\nu; \omega | N_1, l_1 N_2, l_2 \rangle | N_1, l_1 N_2, l_2; LM \rangle.$$

Тем не менее мы используем оба базиса, так как функции биосцилляторного базиса изначально характеризуются более наглядными квантовыми числами, в то время как базис $SU(3)$ несколько более удобен при численной реализации, в частности при исключении запрещенных принципом Паули состояний, которые содержатся в выбранном нами пространстве базисных функций. Кроме того, использование этих двух базисов дает возможность получить дополнительную информацию о наиболее важных (оптимальных) подпространствах базисных функций, которые позволяют с минимальными затратами получать разумные результаты. Исключение запрещенных состояний производится с помощью диагонализации матрицы оператора антисимметризации, вычисленной на базисных функциях (1). Заметим, что матрица имеет блочную структуру. Отличные от нуля матричные элементы соответствуют перекрытию базисных функций, для которых $N = N'$. Запрещенным состояниям соответствуют те собственные значения матрицы $\| \langle n | n' \rangle \|$,

которые равны нулю, а результатом построения разрешенных принципом Паули состояний на каждой оболочке являются линейные комбинации функций исходного базиса, представляющие собой собственные функции оператора антисимметризации. При этом для биосцилляторного базиса первоначальная схема классификации базиса нарушается, а для базиса $SU(3)$ классификация посредством индексов Эллиота ($\lambda\mu$) не затрагивается в связи с тем, что матрица антисимметризатора недиагональна только лишь по индексу ν .

Детали вычисления матричных элементов гамильтониана и оператора антисимметризации на биосцилляторных функциях можно найти в работе [21], где приведены все необходимые формулы, в том числе и рекуррентные соотношения для матричных элементов физических операторов.

Результаты

Результаты, представленные в этом разделе, получены с использованием потенциала Волкова [22]. Единственный свободный параметр, который остается в задаче после выбора потенциала – осцилляторный радиус r_0 . Его значения определяются из условия оптимизации порогов развала ${}^6\text{He}$ на α -частицу и два нейтрона, а ${}^8\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ и два динейтрона и равны 1,37 и 1,51 Фм соответственно. Кулоновское взаимодействие не учитывается, поскольку оно приводит только к изменению полной энергии связи.

При описании взаимного расположения кластеров можно использовать два дерева Якоби. В первом дереве, которое мы назовем T-деревом, вектор \mathbf{q}_1 определяет взаимное расположение двух нейтронных (динейтронных) кластеров, а вектор \mathbf{q}_2 – расположение центра масс этих кластеров относительно α -кластера. Во втором Y-дереве первый вектор задает взаимное расположение α -кластера и одного из нейтронных (динейтронных) кластеров, а второй – между центром масс этой подсистемы и оставшимся кластером.

Поскольку рассматриваются только основные состояния ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, для которых значения полных орбитальных моментов равны нулю, то для классификации функций осцилляторного базиса достаточно трех чисел. Это $(N_1, N_2, l = l_1 = l_2)$ для биосцилляторного базиса и (λ, μ, ν) для базиса $SU(3)$.

Энергия связи и оптимальные подпространства базисных функций. Свойства основных состояний ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ рассматривались с использованием функций 15 нижайших оболочек с четными значениями главного осцилляторного числа N , т. е. до $N = 30$ включительно. Всего полное число базисных функций равно 815. После исключения запрещенных принципом Паули состояний эта величина уменьшается до 443 и 399 для указанных ядер соответственно. Такое количество функций вполне достаточно для того, чтобы обеспечить хорошую сходимость результатов, что демонстрируется на рис. 1, где в качестве примера представлена энергия связи ядра ${}^8\text{He}$, отсчитываемая от порога $\alpha + {}^2_0\text{n} + {}^2_0\text{n}$, как функция главного квантового числа N . Там же, для сравнения, приведены результаты для некоторых подпространств нашего пространства базисных функций. В биосцилляторном базисе это функции с парциальными моментами $l_1 = l_2 = 0$, а в $SU(3)$ – с $\mu \leq 4$. Если второй вариант расчетов (274 функции) дает результаты, которые заметно отличаются от результатов полного, то первый практически совпадает с "точным", хотя в нем задействовано всего 118 функций. Последнее, следует полагать, связано с тем, что взаимодействие между нуклонами максимально именно в S-состоянии.

На рис. 2 представлена волновая функция основного состояния ${}^8\text{He}$ в осцилляторном представлении или, точнее, модули коэффициентов C_α разложения волновой функции по базису разрешенных состояний. Для классификации разрешенных принципом Паули состояний с $\alpha = (N, N_{a,s})$ использованы два индекса. Первый из них нумерует осцилляторные оболочки, а второй – разрешенные принципом Паули состояния на данной оболочке. Рисунок сделан для $SU(3)$ базиса, где, как уже отмечалось, (λ, μ) -классификация сохраняется и после исключения запрещенных состояний. Детальный анализ показывает, что главный вклад в волновую функцию ${}^8\text{He}$ (около 80 %) вносят состояния с $\mu = 2$, в то время как состояния с

$\mu = 0$ дают лишь около 9%. Отметим, что в ${}^8\text{He}$ последние практически полностью доминируют с весом более 93%.

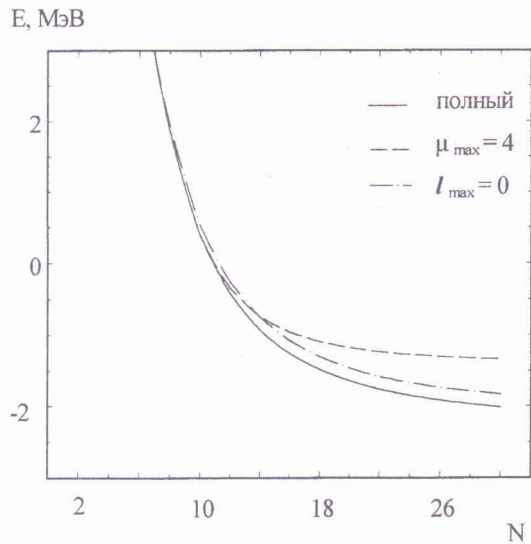


Рис. 1. Энергия основного состояния ${}^8\text{He}$ как функция главного квантового числа N . Энергия отсчитывается от порога развала $\alpha + {}^2\text{p} + {}^2\text{n}$.

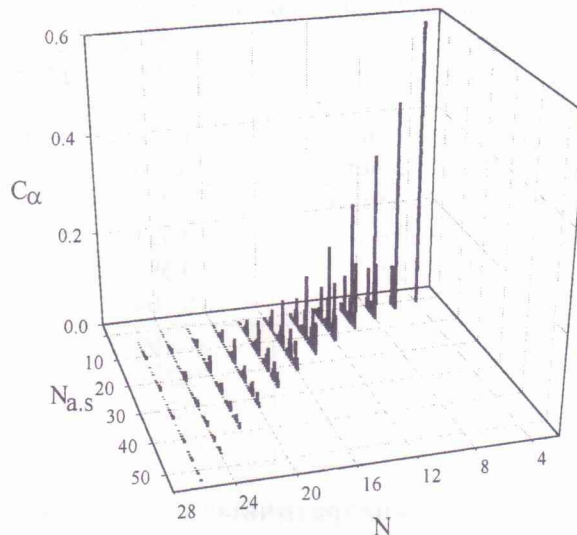


Рис. 2. Волновая функция основного состояния ${}^8\text{He}$ в осцилляторном представлении.

Уже из рис. 2, а более четко на рис. 3, где приведены суммарные вклады базисных состояний в зависимости от главного осцилляторного числа, видно, что, хотя наибольший вклад в волновую функцию дают состояния нижайших оболочек, тем не менее и вклад состояний с большими N существенен. Это указывает на большую степень кластеризации ядра, т. е. на то, что валентные нейтроны значительную часть времени находятся на большом удалении от α -частицы, образуя тем самым нейтронное гало.

Чтобы получить дополнительную информацию о том, учет каких подпространств пространства базисных функций наиболее важен при расчетах энергии связи, мы вводим различные ограничения на индексы базисных функций. Для биосцилляторного базиса рассматриваются подпространства, определяемые максимальным значением парциального углового момента $l = l_1 = l_2 = 0, 1 \leq 2, 1 \leq 4$. Для $SU(3)$ -базиса вводились ограничения на максимальное значение величины μ : $\mu = 0, \leq 2, \leq 4$. Результаты расчетов приведены в табл. 1 как в случае использования всех базисных функций на каждой оболочке, так и при уменьшении их числа за счет введения некоторых ограничений на их индексы. Подпространство $l_1 = l_2 = 0$ (что было видно уже из рис. 1) является вполне приемлемым приближением для исследования рассматриваемых систем, хотя количество функций, содержащихся в нем, в несколько раз меньше, чем в соответствующем полном

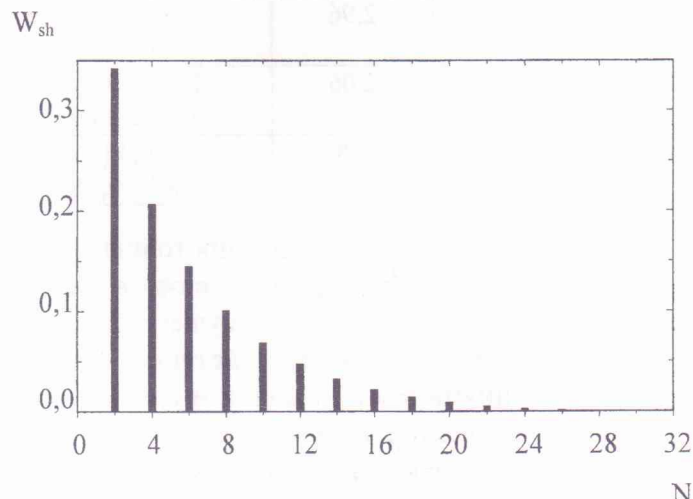


Рис. 3. Вес осцилляторных оболочек W_{sh} в волновой функции основного состояния ${}^8\text{He}$.

пространстве базисных функций с заданным максимальным значением N . Заметим, что расчетные значения энергий связи занижены по отношению к экспериментальным, что в целом характерно для микроскопических подходов при их использовании для описания свойств нейтроноизбыточных ядер.

Таблица 1. Энергии связи основных состояний ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, отсчитываемые от порогов трехчастичного развала $\alpha + n + n$ и $\alpha + {}^2\text{p} + {}^2\text{n}$, теоретические значения которых равны $-27,92$ и $-22,15$ МэВ соответственно

Базис	Вариант расчета	$E, {}^6\text{He}, \text{МэВ},$ теория	$E, {}^6\text{He}, \text{МэВ},$ эксперимент	$E, {}^8\text{He}, \text{МэВ},$ теория	$E, {}^8\text{He}, \text{МэВ},$ эксперимент
БО	Полный	-0,705	-0,97	-2,065	-3,10
	$l = 0$	-0,531		-1,832	
	$l \leq 2$	-0,694		-2,047	
	$l \leq 4$	-0,704		-2,064	
SU(3)	Полный	-0,705	-0,97	-2,065	-3,10
	$\mu = 0$	0,222		6,341	
	$\mu \leq 2$	-0,392		0,172	
	$\mu \leq 4$	-0,629		-1,335	

Среднеквадратичные радиусы и плотности распределения. В табл. 2 приведены среднеквадратичные радиусы. Их теоретические значения, в основном нейтронные, несколько больше экспериментальных, что, по-видимому, соответствует той недосвязи по энергии, которую мы получили. Однако общая картина соотношения нейтронных и протонных радиусов качественно передается. Нейтронные радиусы существенно больше протонных, что может служить указанием на наличие у рассматриваемых ядер нейтронного гало.

Таблица 2. Среднеквадратичные радиусы ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$

Среднеквадратичные радиусы	${}^6\text{He},$ теория	${}^6\text{He},$ эксперимент	${}^8\text{He},$ теория	${}^8\text{He},$ эксперимент
$\text{RMS}_m, \text{Фм}$	2,69	$2,48 \pm 0,03$ [23] $2,33 \pm 0,04$ [24]	2,73	$2,37 \pm 0,18$ [25] $2,52 \pm 0,03$ [23]
$\text{RMS}_n, \text{Фм}$	2,96	$2,61 \pm 0,03$ [23] $2,59 \pm 0,04$ [24]	2,91	$2,50 \pm 0,03$ [25] $2,64 \pm 0,03$ [23]
$\text{RMS}_p, \text{Фм}$	2,06	$2,21 \pm 0,03$ [23] $1,72 \pm 0,04$ [24]	2,08	$1,89 \pm 0,17$ [25] $2,15 \pm 0,02$ [23]
$\text{RMS}_n - \text{RMS}_p, \text{Фм}$	0,90	0,4 [23] $0,87 \pm 0,06$ [24]	0,84	0,61 [25] 0,49 [23]

Распределения нейтронных, протонных и массовых плотностей, которые представлены на рис. 4, также подтверждают возможность существования у ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ нейтронного гало. Нейтронные плотности имеют существенно более протяженный вид, чем протонные.

Взаимное расположение кластеров, корреляционная функция. Наряду с другими средними значениями мы вычислили и средние значения q_1^2 и q_2^2 . Если в T-дереве связать модуль одного из векторов Якоби с основанием равностороннего треугольника, в вершинах углов которого лежат кластеры, а модуль другого – с высотой, то оказывается, что среднее расстояние между динейтронными кластерами у ${}^8\text{He}$ примерно равно 2,33 Фм, а расстояние от их центра масс до α -кластера составляет 1,42 Фм. Т. е. для ${}^8\text{He}$ кластеры на плоскости образуют равносторонний треугольник с углом, близким к прямому, при вершине которого расположен α -кластер.

Для ${}^6\text{He}$ ситуация иная. Кластеры образуют остроугольный треугольник. Причем валентные нейтроны объединяются в подсистему со среднеквадратичным радиусом, равным 2,52 Фм, что заметно меньше среднеквадратичного радиуса свободного дейтрона (2,69 Фм),

рассчитанного с помощью того же потенциала и такого же набора базисных функций. Треугольники, показывающие взаимное расположение кластеров, изображены на рис. 5.

Различие в геометрии взаимного расположения кластеров в ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ связаны в основном с действием принципа Паули, порождающего эффективное отталкивание между dineйтронными кластерами в ${}^8\text{He}$, которое и стремится расположить их по обеим сторонам от α -кластера. В ${}^6\text{He}$ валентные нейтроны с противоположно направленными спинами, благодаря наличию третьей частицы, объединяются в довольно компактную подсистему.

Для ${}^6\text{He}$ рассчитана трехкластерная корреляционная функция, которая определена следующим образом:

$$q_1^2 q_2^2 |\Phi(q_1, q_2)|^2,$$

где $\Phi(q_1, q_2)$ – функция относительного движения кластеров, т. е. так же, как это было сделано в работе [26]. Результаты приведены на рис. 6, где четко просматривается два максимума. Один из них соответствует расстоянию от α -кластера до центра масс нейтронных кластеров, несколько меньшему 4 Фм, и расстоянию между последними примерно в 2 Фм. Второй расположен при расстоянии между нейтронами, превышающем 5 Фм, и расстоянии от их центра масс до α -кластера примерно 1,5 Фм. Вероятность обнаружить систему, имеющую первую геометрию (треугольную), примерно в четыре раза больше, чем вторую – близкую к линейной. Интересно отметить, что наши результаты качественно схожи с результатами работы [26], хотя ее авторы, используя в своих расчетах

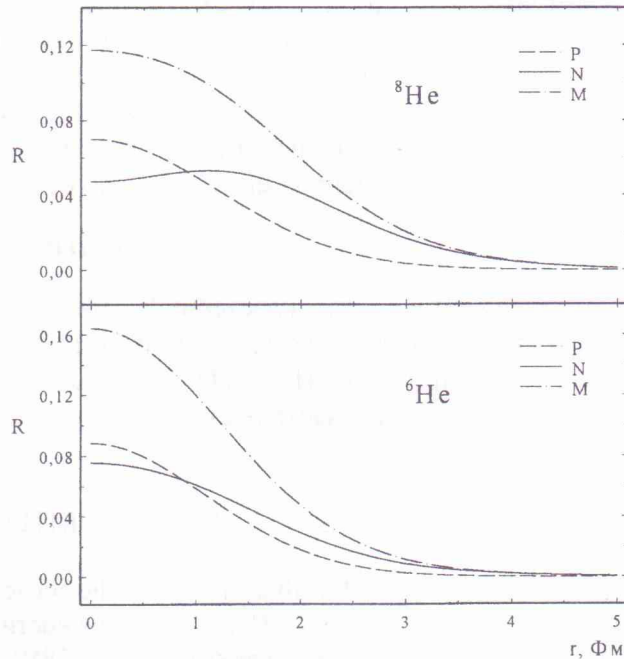


Рис. 4. Массовая, нейтронная и протонная плотности распределения ядер ${}^8\text{He}$ и ${}^6\text{He}$.

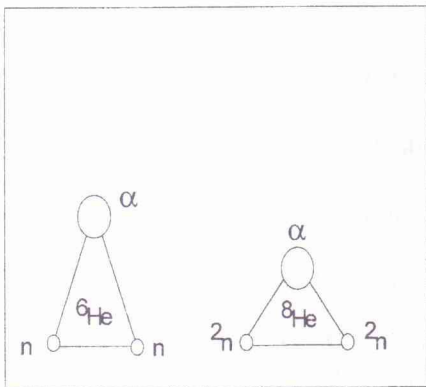


Рис. 5. Геометрия взаимного расположения кластеров в ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$.

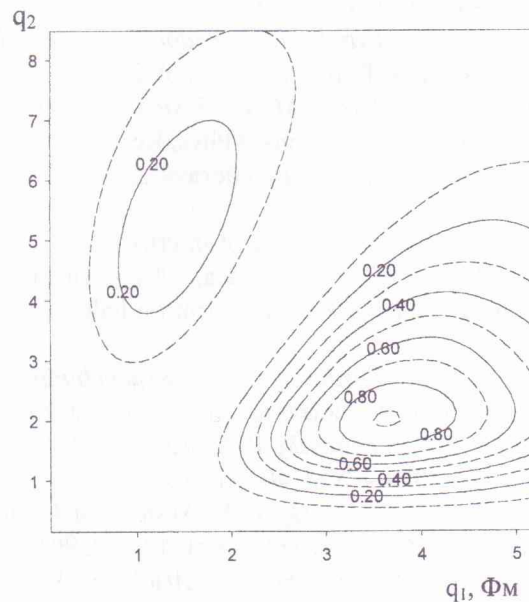


Рис. 6. Корреляционная функция для ядра ${}^6\text{He}$.

трехчастичный гиперсферический базис, задействовали лишь функции со значениями гипермомента K , равными 0 и 2, а наш базис, представляющий собой все осцилляторные функции с четными значениями главного квантового числа $N \leq 30$, содержит гипергармоники с $K \leq 30$ и $l_1, l_2 \leq 30$. Очевидно, что общим моментом здесь является то, что в обоих случаях доминирующий вклад в волновую функцию вносят состояния со значениями парциальных моментов $l_1 = l_2 = 0$, а единственная функция с отличными от нуля парциальными моментами в [26] и в работах, где проводились расчеты с использованием аналогичного базиса, есть функция с $K = 2$ и $l_1 = l_2 = 1$, что соответствует чисто линейной конфигурации, когда в центре масс двух нейтронов располагается α -кластер.

Заключение

Предложенный трехкластерный микроскопический подход, базирующийся на алгебраической версии метода резонирующих групп, разумно передает характеристики основных состояний ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$. При этом оказывается, что валентные нейтроны обоих ядер находятся большую часть времени на значительных расстояниях от α -частицы, образуя нейтронное гало.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wildermuth K., Tang Y. A. Unified Theory of the Nucleus. – Braunschweig: Vieweg, 1977.
2. Филиппов Г.Ф., Охрименко И.П. О возможности использования осцилляторного базиса для решения задач непрерывного спектра // ЯФ. – 1980. – Т. 32 – С. 928.
3. Филиппов Г.Ф. Об учете правильной асимптотики в разложении по осцилляторному базису // ЯФ. – 1981. – Т. 33 – Р. 928.
4. Fujivara Y., Tang Y.C. Multiconfiguration Resonating-Group study of nuclear reaction mechanisms // Prog. Theor. Phys. – 1994. – Vol. 24, No. 4. – P. 631.
5. Baye D., Descouvemont P. A microscopic cluster description of nuclear reaction // Suppl. J. Phys. Soc. Japan. – 1989. – Vol. 58. – P. 103.
6. Vasilevsky V. S., Rubkin I.Yu. Astrophysical S-factor of the $t(t, 2n){}^4\text{He}$ and ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ reactions // Sov. J. Nucl. Phys. – 1989. – Vol. 50. – P. 411.
7. Descouvemont P. Microscopic analysis of ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2p){}^4\text{He}$ and ${}^3\text{H}({}^3\text{H}, 2n){}^4\text{He}$ reactions in a three-cluster model // Phys. Rev. C. – 1994. – Vol. 50. – P. 2633.
8. Csoto A., Baye D. Microscopic description of the beta delayed deuteron emission from ${}^6\text{He}$ // Phys. Rev. C. – 1994. – Vol. 49. – P. 818.
9. Zhukov M. V., Danilin B.V., Fedorov D.V. et. al. Bound state properties of Borromean halo nuclei ${}^6\text{He}$ and ${}^{11}\text{Li}$ // Phys. Rep. – 1993. – Vol. 231. – P. 151.
10. Danilin B.V., Zhukov M. V., Ershov S.N. et. al. Dynamical multicluster model for electroweak and charge-exchange reactions // Phys. Rev. C. – 1991. – Vol. 34. – P. 2835.
11. Мугдал А. Б. Две взаимодействующие частицы в потенциальной яме // ЯФ. – 1972. – Т. 16, Вып. 2. – С. 434.
12. Ogloblin A.A. // Proceeding of International Conference on Exotic Light Nuclei ‘Present Status of Exotic Lightest Nuclei’, Foros, Crimea, 1991. – Singapore: Word Sci., 1991. – P. 36.
13. Jonson B., Hansen P.G. The neutron halo of neutron-rich nuclei // Europhys. Lett. – 1987. – Vol. 4. – P. 409.
14. Filippov G.F., Vasilevsky V. S., Kruchchinin S.P., Chopovsky L.L. On the nature of the resonances, observed in photonuclear reactions // Sov. J. Nucl. Phys. – 1986. – Vol. 43. – P. 536.
15. Filippov G.F., Vasilevsky V. S., Nesterov A.V. Excitation of ${}^8\text{Be}$ resonances under α - α scattering // Nucl. Phys. A. – 1984. – Vol. 40. – P. 327.
16. Filippov G.F., Vasilevsky V. S., Nesterov A.V. On the structure of monopole resonances in light nuclei // Sov. J. Nucl. Phys. – 1984. – Vol. 40. – P. 901.
17. Vasilevsky V. S., Nesterov A.V., Arickx F., Van Louwen P. Dynamics of $\alpha + N + N$ channel in ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}$. – Kiev, 1996. – (Prepr. / Nat. Ac. Sci. of Ukr. Institute for Theoretical Physics; ITP-96-3E).
18. Vasilevsky V. S., Nesterov A.V., Arickx F., Van Louwen P. Dynamics of $\alpha + n + n$ channel in ${}^6\text{He}$ and ${}^6\text{Li}$ // Physics of Atomic Nuclei (Yad. Phys.) – 1997. – Vol. 60. – P. 413.

19. Филиппов Г. Ф., Базавов А.Д., Като К. О резонансах ^5H и ^6Be // ЯФ. – 1999. – Т. 62, № 10. – С. 1763.
20. Korennoy S. V., Filippov G. F., Rybkin I. Yu., Kato K. On the complete basis of Pauli-alloud states of the three-clusters systems in the Fock-Bargmann space // J. Math. Phys. – 1995. – Vol. 36, No. 9 – P. 4571.
21. Нестеров А.В. О технике использования многочастичного осцилляторного базиса при исследовании свойств трехкластерных систем // ЯФ. – 1993. – Т. 56 – С. 35.
22. Volkov A.B. Equilibrium deformation calculation of the groundstate energy in 1p–nuclei // Nucl. Phys. – 1965. – Vol. 74. – P.33.
23. Tanihata I., Kabajashi T., Yamakava O. et. al. Measument of interection cross section using isotope beams of Be and B isospin depends of the nuclei radii // Phys. Lett. B. – 1988. – Vol. 206, No. 4. – P. 582.
24. Tanihata I., Hirata D., Kabayashi T. et. al. Revelation of thick neutron skins in nuclei // Phys. Lett. B. – 1992. – Vol. 289. – P. 261.
25. Neumailer S. R., Alkhozov G.D., Andronenko G. D. // Scientific Report GSI 96-1. – Darmstadt: Roether Druk, 1996.
26. Nielsen E., Fedorov D.V., Jemsen A.S., Garrido E. The three-body problem with short-range interections // Phys. Rep. – Vol. 347. – P. 373.

ТРИКЛАСТЕРНИЙ ВАРИАНТ АЛГЕБРАІЧНОЇ ВЕРСІЇ МЕТОДУ РЕЗОНУЮЧИХ ГРУП ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ ДО ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ЗВ'ЯЗАНИХ СТАНІВ ЯДЕР ^6He ТА ^8He

В. С. Василевський, О. В. Нестеров, Ф. Арікс, П. Ван Льювен

У рамках алгебраїчної версії методу резонуючих груп сформульовано мікроскопічний підхід для опису трикластерних конфігурацій легких атомних ядер. Підхід застосовано для дослідження властивостей ядер ^6He та ^8He в їх основних станах із використанням представлень – α -частинка та два нейтрона й α -частинка та два дінейтронних кластера відповідно. Результати вказують на важливість урахування трикластерних мод руху для адекватного опису властивостей указаних ядер, зокрема наявності в них нейтронного гало.

THREE-CLUSTER VARIANT OF THE ALGEBRAIC VERSION OF RESONATING GROUP METHOD AND ITS APPLICATION TO THE BOUND STATE PROPERTIES STUDY OF ^6He AND ^8He NUCLEI

V. S. Vasilevsky, A. B. Nesterov, F. Arickx, P. Van Louwen

Microscopic model for three-cluster configuration of light nuclei has been formulated in the frameworks of resonating group method in its algebraic version. The model has been applied for the groundstates of ^6He and ^8He in configuration of α -particle plus two n-clusters and α -particle plus two ^2n -clusters. The results have been obtained emphasize the importance of three-cluster moving mode for adequate description of nuclear properties, especially neutron halo.

Поступила в редакцію 03.06.02,
после доработки – 17.10.02.