

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР И МЕХАНИЗМ УПРУГОГО ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ

Е. Т. Ибраева

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан,
Алматы, Казахстан

М. А. Жусупов, О. Имамбеков

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

С. К. Сахиев

Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана

ВВЕДЕНИЕ	1602
ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ И СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР ${}^6\text{He}$, ${}^{8,9}\text{Li}$ И ${}^9\text{C}$ В ТРЕХТЕЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ	1614
Волновая функция ядра ${}^6\text{He}$	1616
Волновая функция ядра ${}^8\text{Li}$	1625
Волновые функции ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$	1638
МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ	1649
Расчет матричного элемента упругого рассеяния	1649
Анализ дифференциальных сечений и анализирующих способностей	1655
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1682
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1685

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГКИХ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР И МЕХАНИЗМ УПРУГОГО ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ

Е. Т. Ибраева

Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан,
Алматы, Казахстан

М. А. Жусупов, О. Имамбеков

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

С. К. Сахиев

Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана

Представлен расчет характеристик упругого $p^6\text{He}$ -, $p^8\text{Li}$ -, $p^9\text{Li}$ - и $p^9\text{C}$ -рассеяния в рамках глауберовской теории многократного дифракционного рассеяния при промежуточных энергиях 0,07 и 0,7 ГэВ/нуклон. Существенной особенностью расчета является то, что использовались реалистические трехчастичные волновые функции, полученные в рамках современных ядерных моделей. Установлена связь дифференциальных поперечных сечений с межкластерными потенциалами, в которых рассчитаны волновые функции ядер, и сделаны выводы, какие типы потенциалов наиболее реалистически описывают всю совокупность экспериментальных данных. Изложен метод вычисления трехчастичных волновых функций в $\alpha-n-n$ -, $\alpha-t-n$ -, ${}^7\text{Be}-p-p$ -, $\alpha-t-2n$ - и ${}^7\text{Li}-n-n$ -моделях с обсуждением межкластерных потенциалов и учитываемых конфигураций квантовых чисел. Показано, как выбор межкластерных потенциалов влияет на волновые функции и на вычисленные с их помощью электромагнитные характеристики ядер. В рамках глауберовского приближения с трехчастичными волновыми функциями приведен вывод матричных элементов (амплитуд) pA -рассеяния (на примере ядра ${}^6\text{He}$). После обсуждения результатов расчета дифференциальных сечений и анализирующих способностей (A_y) установлено, как вычисленные характеристики зависят от структуры ВФ и от динамики процесса, определяемого глауберовским оператором многократного рассеяния. Проведено сравнение рассчитанных дифференциальных сечений и анализирующих способностей с имеющимися экспериментальными данными и расчетами других авторов в различных формализмах, что позволило сделать обоснованные выводы.

The review provides calculations of elastic $p^6\text{He}$ -, $p^8\text{Li}$ -, $p^9\text{Li}$ -, and $p^9\text{C}$ scattering within Glauber's theory of multiple diffraction scattering at intermediate energies of 70 and 700 MeV/nucleon. Noticeable feature of the calculations is that we have utilized realistic three-body wave functions obtained within modern nuclear models. There has been established the relation between differential cross-sections and intercluster potentials where wave functions of the nuclei were calculated. Conclusions on the types of potentials with the most realistic description of the whole range of experimental data are made. The method for calculation of three-body wave functions in $\alpha-n-n$ -, $\alpha-t-n$ -, ${}^7\text{Be}-p-p$ -, $\alpha-t-2n$ - in ${}^7\text{Li}-n-n$ models is described and intercluster potentials and various configurations of quantum numbers are discussed. It is shown how the choice of intercluster potentials influences wave functions and electromagnetic characteristics of nuclei calculated with such wave

functions. Within Glauber's approach with three particle wave functions, our derivation of matrix elements (amplitudes) of pA scattering is presented on example of ${}^6\text{He}$ nucleus. Discussion on differential sections and analyzing power (A_y) describes how the calculated characteristics are dependent on wave function structure and on dynamics of the process determined by Glauber's multiple scattering operator. Comparison of calculated differential sections and analyzing power with available experimental data and calculations by other authors has been performed for various formalisms making us possible to verify our conclusions.

PACS: 21.45.+v4; 21.60.Gx; 24.10.Ht; 25.40.Cm

ВВЕДЕНИЕ

Открытие экзотических (нейтроно- или протоноизбыточных) ядер поставило ядерную физику перед фундаментальными вопросами определения границы нуклонной стабильности, эволюции ядерных оболочек, объяснения новых структурных образований (гало), синтеза сверхтяжелых элементов в ускорителях и в космических объектах.

Эти радиоактивные (нестабильные по β - и другим каналам распадов) ядра являются предметом повышенного интереса на протяжении последних десятилетий (с 1985 г. [1–4]) и широко изучаются во многих научных центрах России (ОИЯИ), США (NSCL MSU, Мичиган; ORNL, Беркли), Канады (TRIUMF, Ванкувер), Германии (GSI, Дармштадт), Франции (SPIRAL, GANIL, SATURN-II, Сакле), Швейцарии (ISOLDE, SPS), Японии (SBL, RIKEN), Бразилии (FSU, RIBRA, Сан-Паулу) и др.

Свидетельством постоянного интереса к экзотическим ядрам является проектирование и строительство новых установок для их изучения. Уже утвержден проект (и в 2010 г. началось строительство) огромного ускорительного комплекса FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) в Дармштадте (GSI) с тяжелоионным синхротроном (HIS SIS100) [5], который будет базовой установкой, необходимой для комплекса научных программ, включающих электронно-ионный коллайдер на встречных пучках ELISE (Electron-Ion Scattering) и производство экзотических ядер, индуцированных в реакциях с легкими ионами EXL (Exotic Nuclei in Light-Ion Introduced Reactions). На разных стадиях принятия решений находятся проекты SCRIT RIBF (Self Confining Radioactive Isotope Target at Radioactive Isotopes Beam Factory) в RIKEN, Япония [6], ISF MSU (Isotope Science Facility at Michigan State University) в США [7], SPIRAL-2 GANIL во Франции [8], обсуждается строительство нового фрагмент-сепаратора ACCULINNA-2 в ОИЯИ, Дубна. На этих установках будут получены пучки радиоактивных ядер с большой интенсивностью для использования их в ядерных реакциях и будут проведены первые электрон-ядерные эксперименты на нестабильных ядрах, которые позволят дополнить и уточнить информацию об их свойствах, извлеченную из экспериментов по рассеянию на протонных и ядерных мишенях.

В настоящее время получены нуклонно-стабильные изотопы, число нейтронов в которых более чем в два раза превышает число протонов: это ^{40}Mg (12 протонов и 28 нейтронов) и ^{42}Al (13 протонов и 29 нейтронов) [9]. Их существование расширяет границы нейтронной стабильности. Экзотические ядра играют важную, и в некоторых случаях доминирующую, роль во многих явлениях, наблюдаемых в космосе, таких как новые, суперновые, γ -вспышки и др. В недавней работе [10] показано, что в релятивистских струях (jets), γ -вспышках и суперновых струях около рождающейся нейтронной звезды возможно формирование ультранейтроноизбыточных и супертяжелых ядер. Источниками образования этих ядер являются ядерные реакции и реакции синтеза в космических объектах.

Экспериментальная информация о ядрах вблизи границы нуклонной стабильности извлекается из упругого и неупругого рассеяния их на протонных и более тяжелых мишенях, реакций одно- и многонуклонных передач и кулоновской диссоциации (развала) легкого нестабильного ядра в поле более тяжелого. Наиболее полные данные собраны об интегральных наблюдаемых, таких как полные сечения упругого и неупругого рассеяния, реакций и развала. Имеются данные о дифференциальных сечениях (ДС), угловых и импульсных распределениях фрагментов, спектрах возбуждения продуктов реакций. Новые эксперименты направлены на измерение поляризационных наблюдаемых, а также на измерения различных корреляций (энергетических, угловых, смешанных) в движении фрагментов при развале экзотических ядер. Для таких измерений нужны кинематически полные эксперименты, в которых одновременно регистрируются все фрагменты и которые содержат наиболее исчерпывающую информацию о структуре ядра и динамике взаимодействия. Однако в кинематически полных экспериментах из-за низкой (пока) интенсивности радиоактивных пучков детектирование большого числа фрагментов затруднительно, поэтому актуально строительство новых установок с большей интенсивностью пучков.

Данные по полным сечениям реакций, сечениям взаимодействия и перезарядки легких и средних (от ^4He до ^{32}Mg) экзотических ядер при взаимодействии их с протонами и более тяжелыми мишенями (Be, C, Al), измеренным и рассчитанным разными методами до 2000 г., собраны в [11, 12]. Там же описаны теоретические модели (сильного поглощения, макроскопическая и полумикроскопическая оптическая, глауберовская) вычисления этих величин. Анализ размеров нестабильных ядер, вывод их из измеренных полных сечений взаимодействия и реакций, а также эффективных плотностных распределений протонов и нейтронов, определение толщины нейтронного скина и размеров кора проведены в [12].

После открытия Танихатой аномально большого сечения $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния и сделанного на основании этого вывода о гало-структуре ядра ^{11}Li [1–4] поиски ядер с аналогичной структурой ведутся достаточно интенсивно. Однако

не все нейтроно- и протонноизбыточные ядра обладают гало-структурой. У некоторых превышение числа одного или другого вида нуклонов не приводит к аномальному увеличению размеров, а только к концентрации избыточных нуклонов в поверхностном слое ядра, что определяется термином *скин* (*skin*) (мы так и будем называть их *скин-ядра*, по аналогии с гало-ядрами, поскольку русский перевод «шуба» связан с шубой виртуальных π -мезонов вокруг нуклонов, а термин «кожа» не стал общеупотребительным). Напомним, что означают понятия гало и скин. Гало — это низкоплотностное распределение валентных нуклонов на некотором достаточном (порядка 0,5–0,9 фм) удалении от кора — плотной (часто α -частичной) сердцевины ядра. Скин — это избыточная концентрация нуклонов одного вида (нейтронов или протонов) в поверхностной области ядра, без существенного увеличения его размеров. По определению, данному в [12], скин описывает избыток нейтронов (или протонов) на ядерной поверхности, а гало означает тот же избыток плюс хвост от нейтронной (или протонной) плотности.

С несколько другим (экспериментальным) уклоном написаны три обзора [13–15] о нейтроноизбыточных изотопах легких элементов. В [13] рассмотрены методы получения радиоактивных ядер, механизмы реакций передачи нескольких нуклонов и возможности исследования структуры экзотических ядер в реакциях с радиоактивными пучками. В [14, 15] собраны экспериментальные данные, в основном энергетические спектры нейтроноизбыточных ядер, полученные в реакциях передач, до $Z \leq 5$ (He, Li, Be, B) [14] и $Z \geq 6$ (тяжелых изотопов C, N, O, F, Ne) [15]. На основании измеренных и рассчитанных в рамках различных моделей энергетических спектров ядер сделаны выводы об их свойствах. Собран и проанализирован большой материал, имевшийся ко времени написания обзоров.

Самые последние данные по полным сечениям реакций экзотических ядер (от He до C) при соударениях их с тяжелыми мишенями (Pb, U), энергиям связи и среднеквадратичным зарядовым радиусам, вычисленные в рамках глауберовского формализма, опубликованы в [16]. В качестве входных параметров использовались плотности стандартного релятивистского среднего поля (RMF) либо плотности, полученные в RMF с эффективным лагранжианом (E-RMF). Там же приведено сравнение рассчитанных величин с новыми экспериментальными данными для легких ядер (от ${}^4\text{He}$ до ${}^{11}\text{Li}$) [17–20] и с полученными ранее для более тяжелых (до Pb, U) [21].

Реакции развала ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ с двухнейтронным гало при их столкновениях с электронами, протонами и ядрами ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{208}\text{Pb}$ подробно исследованы в [22]. Расчет плотностей нуклонов в ядрах проведен в рамках многочастичной микроскопической модели на базе гиперсферических функций, что позволило согласованно описать особенности структуры ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ как в основном и в возбужденных дискретных состояниях, так и в непрерывном спектре. Для различных механизмов реакций развала: кулоновского, ядерного,

их совокупности, упругой и неупругой фрагментации, рассчитаны сечения, спектры возбуждения, импульсные распределения остатков, энергетические и угловые корреляции фрагментов развала, зарядовые формфакторы. Микроскопический четырехчастичный подход в рамках метода искаженных волн (DWBA), в котором проводились расчеты, позволяет согласованно учесть кулоновскую и ядерную диссоциации и кулон-ядерную интерференцию, а также эффекты отдачи при развале легких ядер. Развитый метод расчета может применяться и для анализа наблюдаемых в кинематически полных экспериментах, в которых измеряются разнообразные корреляции в движении фрагментов, для извлечения информации о структуре ядер и о природе непрерывного спектра возбуждений.

Коротко остановимся на обзоре моделей, в которых проводятся расчеты структуры ядер, что необходимо для дальнейшего обсуждения и сравнения результатов, полученных в разных моделях. Для легких ядер это оболочечная модель [23] и ее современные модификации: оболочечная модель большого базиса (LSSM) без кора [24–27] и кластерно-орбитальная оболочечная модель (COSMA) [28–31]; потенциальная кластерная модель [32–35]; модель антисимметризованной молекулярной динамики (AMD) [36–38], различные микроскопические модели, в которых заданы эффективные или свободные NN -взаимодействия: МРГ [39–44] и ее приближенные методы — генераторной координаты (МГК) [45] и вариационный стохастический [46–52], которые упрощают решение уравнений МРГ.

Модель ядерных оболочек развивалась из очень простых соображений, позволяющих единым образом описать эмпирические данные по систематике ядер и дающих возможность вычислить ряд ядерных характеристик индивидуально для любого конкретного ядра. Основу модели составляет предположение о том, что взаимодействие всех нуклонов ядра друг с другом, усредненное за счет их движения, приводит к среднему одночастичному, сферически-симметричному потенциалу $V(r)$. В этом самосогласованном среднем поле по независимым орбитам движутся нуклоны. В многочастичной модели оболочек помимо взаимодействия нуклонов со средним полем учитываются взаимодействия нуклонов между собой в незаполненной оболочке. Это так называемые остаточные взаимодействия. Известны успехи многочастичной модели оболочек (ММО) при описании структуры легких стабильных ядер $1p$ -оболочки ($A = 6–14$) [53]. Однако, как отмечено в [22], «Качественная картина структуры ядер с гало иная. Она характеризуется сосуществованием двух ядерных подсистем: нуклонов кора, образующих сильносвязанное ядро, и нуклонов гало, движущихся относительно центра масс кора и образующих облако разряженной ядерной материи вокруг кора. В слабосвязанных системах потенциальная энергия среднего поля практически полностью компенсируется кинетической энергией движения нуклонов». Поэтому стандартная модель оболочек нуждается в модификации для описания гало-ядер. В LSSM

учитывается вклад большого числа оболочек, так, например, для ${}^6\text{He}$ в [24] использовано g -матричное NN -взаимодействие с потенциалом Рейда (Reid93) и проведен расчет в полном $(0 + 2 + 4 + 6)\hbar\omega$ модельном пространстве. Эта модель имеет преимущество во многих расчетах, поскольку по сравнению с другими дает реалистическое, экспоненциальное поведение ядерных волновых функций (ВФ) на асимптотике.

В COSMA ВФ связанного состояния и непрерывного спектра разлагаются по гиперсферическому базису, что дает возможность рассчитать трехчастичные функции с учетом антисимметризации при перестановке нейтронов.

В AMD не заложено изначальное предположение о существовании кластеров, ВФ системы описывается линейной комбинацией слэтеровских детерминантов с гауссовыми волновыми пакетами и является частным случаем бринковской кластерной ВФ, где каждый кластер конструируется из единичных нуклонов, так же, как ВФ в фермионной молекулярной динамике. Расчет в AMD ВФ Li, Be, B, C обнаружил большие характерные структурные изменения этих изотопов с увеличением числа нейтронов. Волновые функции в AMD хорошо воспроизводят статические наблюдаемые, особенно магнитные и электрические квадрупольные моменты, и предсказывают большую деформацию нейтронного скина для некоторых изотопов.

В МРГ ВФ системы записывают в виде антисимметризованного произведения ВФ подсистем и их относительного движения, последние определяются в результате решения интегральных уравнений. Базисными ВФ при описании фрагментов являются осцилляторные или гауссовы функции в трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО).

Алгебраическая версия МРГ, основанная на разложении ВФ относительного движения кластеров в ряд по функциям осцилляторного базиса, активно используется для описания структуры легких нейтроноизбыточных ядер, изучения роли принципа Паули в формировании ВФ связанного состояния и континуума для трехкластерных систем и ядерных реакций с их участием [43, 44].

В МГК задаются эффективные NN -взаимодействия (феноменологические или самосогласованные), что позволяет обойти трудности вычислений с реалистическими свободными NN -взаимодействиями. Параметры эффективных взаимодействий подгоняются к статистическим характеристикам стабильных ядер, что не всегда эффективно для нестабильных. В стохастических методах ВФ кластерной системы разлагается по неминимальному гауссову базису с поиском оптимальных компонент на основе метода случайных проб и ошибок, что также упрощает решение уравнений МРГ.

Кластерные модели являются общепринятым методом описания структуры легких ядер и широко используются в различных формализмах. Идея кластеризации заключается в том, что нуклоны в ядрах могут образовывать устойчивые ассоциации, названные кластерами, которые приближенно можно считать бесструктурными частицами (d , t , ${}^3\text{He}$, α и др.). Связь оболочечной

и кластерной моделей и алгебраические методы, применяемые в теории ядерных реакций, подробно рассмотрены в [32]. Там же (еще в 1960-е гг.) к описанию кластерных структур был успешно применен имеющийся мощный математический аппарат генеалогических разложений, преобразований Тальми, генераторных координат (координат Якоби) и т.д. Теоретико-групповыми методами были рассчитаны генеалогические коэффициенты и приведенные ширины для кластеров с $A = 1-4$ в ТИМО, выведены обобщенные преобразования Тальми, развита техника вычисления матричных элементов в ТИМО, которая была применена к описанию актуальных в то время ядерных реакций: срыва (p, t) , (t, α) , замещения (α, d) , (α, t) , квазиупругого выбивания $(p, 2p)$, (p, pd) , $(p, p\alpha)$, $(\pi^+, 2p)$ и др., на легких кластеризованных ядрах ${}^6,7\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$. Развитие кластерных идей продолжилось в направлении динамического формирования кластеров, которые присутствуют в ядре не только в основном состоянии по внутреннему движению, но могут находиться и в возбужденных состояниях (так называемые девозбуждения). В процессе взаимодействия с налетающей частицей девозбуждение снимается и кластер формируется и вылетает в основном состоянии [33–35]. Учет девозбуждения виртуальных кластеров приводит к увеличению ширин формфакторов и эффективных чисел ассоциаций. В дальнейшем, приняв во внимание интерференцию двух потенциальных амплитуд, соответствующих разным орбитальным схемам Юнга $[f]$, потенциальную кластерную модель применили к системам $d + d$, $d + t$, $t + p$, $d + p$ с полным спином S , не равным нулю, и назвали супермультиплетной потенциальной моделью (СПМ) [54]. Современный анализ СПМ дан в [55]. Эта потенциальная модель, в которой учитывается принцип Паули, «создает единую физическую картину, связывающую между собой самые разные имеющиеся экспериментальные данные, и позволяет формировать новые задачи» [55], такие как получение супермультиплетных фаз рассеяния и на их основе — супермультиплетных потенциалов взаимодействия кластеров.

Частным (но важным) случаем кластеризации является α -кластеризация, поскольку α -частица обладает самой большой энергией связи ($E_{\text{св}} = 28,3$ МэВ) по сравнению с другими легкими частицами. Ядра с массовым числом A , кратным четырем: ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ и др., наиболее естественно рассматривать именно в этой модели. α -кластерная модель легких ядер и ее приложения изложены во многих работах, из которых упомянем [56–58], где α -кластерная модель с проектированием (или модель Бринка, в которой учитывается антисимметризация многочастичной ВФ) была применена к вычислению зарядовых формфакторов рассеяния электронов на ${}^{12}\text{C}$ [56], ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и др., до ${}^{40}\text{Ca}$ [57, 58] и успешно описала экспериментальные данные. Причем минимумы формфакторов, которые не описывает обычная α -кластерная модель с гауссовыми функциями, достаточно точно воспроизводятся в модели Бринка с симметризованными функциями нуклонов вплоть

до переданных импульсов $q \sim 3 \text{ фм}^{-1}$. Также показано усиление кластеризации в неупругом рассеянии (по сравнению с упругим), когда начальное ядро переходит в возбужденные состояния.

Отметим также работы харьковской группы теоретиков, весьма плодотворно развившей α -кластерную модель с дисперсией, в которой учитываются относительные колебания α -частиц в ядре, и применившей ее к процессам упругого и неупругого рассеяния ядер [59] в рамках теории многократного рассеяния Глаубера. В последних работах [60, 61] α -кластерная модель распространена на такие ядра, как ${}^9\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, в предположении, что они состоят из деформированного остова с числом нуклонов, кратным четырем, и одного нуклона внутри остова. Рассчитанные среднеквадратичные радиусы и зарядовые формфакторы этих ядер хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Дифференциальное сечение и поляризационные характеристики упругого рассеяния протонов на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12,13}\text{C}$, ${}^{13}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, вычисленные в рамках теории многократного рассеяния при $E = 0,5, 0,8$ и $1,0$ ГэВ, также демонстрируют согласие с экспериментом, причем « α -частичная модель с дисперсией зачастую позволяет лучше описать прецизионные поляризационные характеристики рассеяния, чем это удастся сделать в современной многочастичной модели оболочек» [60]. В настоящее время имеются расчеты в α -кластерной модели для ядер, состоящих из семи (${}^{28}\text{Si}$) и тринадцати (${}^{52}\text{Fe}$) α -кластеров [62].

Новые аспекты кластеризации (молекулярные и кластерные газоподобные состояния) в легких нестабильных ядрах изучаются в рамках AMD [38]. Так, газоподобные и кристаллические состояния α -кластеров в возбужденных состояниях недавно предложены в структуре изотопов C. В частности, 3α -газ в ${}^{12}\text{C}$ в 0^+ -состоянии привлекает широкий интерес в связи с бозе-эйнштейновским конденсатом в ядерной системе.

С развитием вычислительной техники совершенствуются численные методы решения малотельных уравнений. К настоящему времени получены ВФ не только трех-, четырех-, но и пяти- и шестичастичных ядерных систем с реалистическими NN -взаимодействиями, трехчастичными силами и учетом антисимметризации по всем нуклонам [63–66]. Точные микроскопические ВФ малочастичных ядер рассчитываются квантовым методом Монте-Карло (ММК) [64–66] или получаются из решений уравнений Фаддеева [67]. Квантовый ММК включает вариационный ММК и ММК функций Грина (Monte Carlo Green's Function). Монтекарловский метод функций Грина есть стохастический метод, систематически улучшающий ВФ, найденную первоначально вариационным ММК, в котором строится пробная функция с заданным угловым моментом, четностью и изоспином. Однако использование этих ВФ в различных формализмах затруднено их чрезвычайной сложностью, поэтому разработаны альтернативные методы, сочетающие в себе необходимую точность и относительную простоту, позволяющую использовать их в кон-

кретных расчетах. Такими являются малочастичные модели легких ядер с реалистическими потенциалами нуклон-нуклонных и нуклон-кластерных взаимодействий с учетом антисимметризации, обусловленной принципом Паули, рассчитанные стохастическим вариационным методом [46–52] в виде разложения по гауссовому базису или методом гиперсферических гармоник, реализованном в программе COSMA [28]. Эти модели плодотворно развивают потенциальную кластерную модель и позволяют описать свойства основного и низколежащих возбужденных состояний не только стабильных легких ядер He, Li, Be, B, C, но и их нестабильных изотопов. Так, в мультикластерной динамической модели (МДМ) были сконструированы ВФ легких ядер ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ [68, 69]. В дальнейшем в АМДМ (антисимметризованной версии МДМ) [70–73] развит метод теоретико-группового анализа вклада обменных эффектов, возникающих вследствие антисимметризации ВФ, и достигнут существенный прогресс в описании как статических, так и динамических наблюдаемых (ДС, формфакторов и поляризационных характеристик) в процессах упругого рассеяния протонов, электронов, π -мезонов, фотопоглощении пионов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Be}$.

Отсутствие теории сильного взаимодействия и точного решения малотельных задач наряду с «существованием физических ситуаций, в которых динамика взаимодействия упрощается» [22], приводит к развитию приближенных методов расчета измеряемых величин и извлечения из них данных о структуре и свойствах взаимодействующих ядер, из которых упомянем метод связанных каналов (СС) [74], его современное расширение на непрерывный спектр (метод связанных каналов с дискретизацией континуума CDCC) [75], релятивистское импульсное приближение (RIA) [76], высокоэнергетическое приближение (HEA) [77–83], оптическую модель (ОМ) [84–87] с плоскими (PWIA) и искаженными (DWBA) волнами с оптическим [84] или с фолдинг-потенциалом [85–87] и теорию многократного дифракционного рассеяния Глаубера [88, 89].

Метод связанных каналов и модифицированный CDCC используются для многоканальных задач при небольших энергиях столкновения. Релятивистское импульсное приближение применяется при высоких энергиях, HEA есть несколько упрощенный вариант глауберовской теории, базирующийся на эйкональном приближении, но не учитывающий разложение в ряд многократного рассеяния, ограничивающийся, по сути, только однократным рассеянием. Наиболее распространенными и адаптированными к расчетам характеристик реакций с экзотическими ядрами являются ОМ и глауберовская теория. Каждое из этих приближений имеет свои преимущества, и мы коротко коснемся их при обсуждении результатов, когда будем сравнивать величины, вычисленные в разных приближениях.

Макроскопическая ОМ, базирующаяся на стандартном феноменологическом оптическом потенциале с радиальной зависимостью Вудса–Саксона,

оказалась малоприменимой для описания рассеяния легких экзотических ядер на стабильных мишенях при относительно высоких энергиях, как это показано, например, в [90] для упругого $p^6\text{He}$ -рассеяния при 717 МэВ и в [91] для $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния при 800 МэВ/нуклон.

В новых модификациях ОМ используется или феноменологический оптический потенциал [84], построенный на основе эффективных сил взаимодействия между кластерами и нуклонами (отличающихся по форме от потенциала Вудса–Саксона), или рассчитанный в двойной фолдинг-модели [85–87], входными параметрами которой являются плотности распределения материи в сталкивающихся ядрах и эффективные NN -взаимодействия. В качестве эффективных NN -сил обычно используются МЗУ-силы [92], основанные на парижском или Рида–Эллиота потенциалах, или альтернативные JLM-силы [93, 94]. Полное МЗУ-взаимодействие содержит обменные и прямые, изоскалярные и изовекторные компоненты, т. е. учитывает принцип Паули. Мнимая часть потенциала обычно вводится феноменологически. Комплексное JLM-взаимодействие основано на приближении Бракнера–Хартри–Фока и зависит как от энергии, так и от плотности, и неявно учитывает принцип Паули. В моделях двойного фолдинга JLM-взаимодействие приводит к комплексному оптическому потенциалу. Так как оно имеет только центральную часть, к нему добавляют спин-орбитальные МЗУ-силы, чтобы воспроизвести спин-орбитальную часть оптического потенциала. Достоинство фолдинг-модели в том, что она прямо связывает распределение ядерной плотности нуклонов с полным сечением упругого рассеяния. Однако чтобы успешно описать ДС рассеяния при относительно низких (десятки МэВ/нуклон) энергиях, потенциал фолдинг-модели нуждается в существенной перенормировке ($N_R = 0,6–0,7$ для ^6He и $N_R = 0,4–0,5$ для ^{11}Li) [87]. В методе CDCC было показано [75], что за перенормировку отвечает связь упругого канала рассеяния с низколежащими каналами распада слабосвязанных ядер. Когда энергия налетающих частиц возрастает, эффект распада связанных каналов обычно уменьшается и величина N_R приближается к единице. Таким образом, через величину N_R анализ в фолдинг-модели может обеспечивать оценку эффекта распада связанных каналов в упругом канале.

Привлекательность глауберовского формализма [88, 89] состоит в следующем: 1) в нем практически нет свободных варьируемых параметров (входными величинами являются параметры элементарных нуклон-нуклонных амплитуд, которые извлекаются из независимых экспериментов, и ВФ, рассчитанные с фиксированными потенциалами межкластерных взаимодействий); 2) он позволяет разделить механизм рассеяния и структуру ядра и рассматривать вклады в наблюдаемые величины как от структурных составляющих (моделируемых ВФ), так и от механизма рассеяния (определяемого оператором многократных соударений).

Поскольку глауберовское приближение широко используется и диапазон его применения расширяется, оно подвергается различным усовершенствованиям. Остановимся на нескольких примерах.

Первый относится к расширению области действия глауберовского формализма, ограниченного относительно высокими энергиями (порядка сотен МэВ) и малыми углами рассеяния. Чтобы корректно описать экспериментальные данные, полученные для рассеяния протонов в инверсной кинематике на гало-ядрах ^{11}Li и ^8He [95] при энергиях 62, 68,4 и 74,5 МэВ/нуклон (для ^{11}Li) и 32, 66 и 72,5 МэВ/нуклон (для ^8He) и углах рассеяния до 60° , в работах [96, 97] был применен метод, в котором амплитуда разлагается в ряд по обратным степеням импульса k^{-1} вдоль фиксированного направления вектора среднего импульса $(\mathbf{k} + \mathbf{k}')/2$. Первый член разложения k^0 совпадает с глауберовским приближением, следующие k^{-1} , k^{-2}, \dots дают поправки к эйконалу, что позволяет распространить первоначальное «классическое» приближение на область больших углов рассеяния. При расчете ДС упругого $p-^{11}\text{Li}$ - и $p-^8\text{He}$ -рассеяния было показано, что поправки на неэйкональность незначительно уменьшают сечение при больших углах ($\theta > 40^\circ$), и вклад их возрастает с увеличением угла рассеяния и энергии рассеиваемых частиц.

Второй пример касается распространения теории на ядро-ядерные соударения, более сложные, чем протон-ядерные. Так как большая часть экспериментальных данных о структуре нейтроноизбыточных ядер получена из ядро-ядерных столкновений, глауберовский формализм (в приближении оптического предела, когда многочастичный оператор рассеяния заменяется простым двухчастичным, учитывающим только однократные соударения) стал применяться к ядро-ядерным взаимодействиям. Новый метод восстановления ядро-ядерного оптического потенциала на основе теории Глаубера предложен в работах [79–82]. Представляя эйкональную фазу рассеяния в виде интеграла перекрытия точечных плотностей налетающего ядра, ядра-мишени и формфактора амплитуды NN -рассеяния, рассчитав ее и сравнив с феноменологическим выражением для фазы, задаваемой с помощью оптического потенциала, можно найти параметры последнего. Если же проводить сравнение эйкональной фазы с микроскопической фазой НЕА (High Energy Approximation), то можно получить оптический потенциал НЕА. Такие потенциалы содержат только два подгоночных параметра, нормирующих их действительную и мнимую части, в отличие от других феноменологических и полумикроскопических потенциалов, содержащих не менее четырех параметров. Таким образом, получен микроскопический оптический потенциал НЕА ядро-ядерного взаимодействия, который воспроизводит глауберовскую амплитуду в ее оптическом пределе. Эти потенциалы применены к рассеянию относительно легких ядер (^{13}C , ^{16}O) на тяжелых мишенях (^{28}Si , ^{54}Fe , ^{66}Zn , ^{208}Pb и др.) и дали хорошее согласие с экспериментальными полными и дифференциальными сечениями при энергиях в десятки МэВ/нуклон [79–82].

Третий пример усовершенствования глауберовской модели представлен в [98]. В ней рассчитаны ДС и поляризационные наблюдаемые для pd -рассеяния (векторная и тензорная анализирующие способности протона и дейтрона) при энергиях 0,25, 0,44 и 1 ГэВ, которые сравниваются с точным фаддеевским расчетом и с экспериментом. В рамках глауберовского формализма были учтены следующие факторы: 1) спиновая зависимость NN -амплитуд, 2) D -волна в дейтроне и 3) изоспиновая зависимость NN -амплитуд, т. е. вклад двойной перезарядки в упругое pd -рассеяние. Причем спиновая и изоспиновая зависимости NN -амплитуд выведены из современного анализа фазовых сдвигов, а дейтронные ВФ — из двух альтернативных моделей NN -сил. Усовершенствования не затронули основ оригинальной глауберовской теории, поскольку авторам «хорошо известно, по крайней мере качественно, что различные поправки к глауберовской модели имеют тенденцию сокращать друг друга в значительной степени, так что трудно существенно улучшить глауберовскую модель, вводя односторонние поправки» [98]. Найдено «удивительно хорошее согласие» поляризационных характеристик, вычисленных в усовершенствованной глауберовской модели, в точном фаддеевском расчете и измеренных в эксперименте в передней полусфере при $|t| \leq 0,04$ (ГэВ/с)². Общий вывод работы состоит в том, что усовершенствованная форма глауберовского приближения оказывается конкурентоспособной в сравнении с фаддеевским расчетом и вполне точной в широкой угловой области даже для такого слабосвязанного ядра, как дейтрон, что является прямым следствием доминирования неупругих процессов в полном pd -рассеянии. Изучению упругого nd -рассеяния посвящена работа [99], в которой рассчитаны полное и дифференциальное сечения в фаддеевском и глауберовском формализмах при $E = 100\text{--}2000$ МэВ, и при сравнении результатов предпочтение отдано первому.

Вопрос о связи механизма реакции и структуры слабосвязанных ядер изучается многими авторами. Интересная идея реализована в [100, 101]. Анализируя упругое $\alpha^6\text{He}$ -рассеяние при $E_{\text{лс}} = 19,6$ МэВ, авторы связали механизм реакции, проходящий через обмен динейтроном (соответствующий плюсной диаграмме), и независимую, с запаздыванием, передачу двух нейтронов (соответствующую четырехугольной диаграмме) с двумя различными конфигурациями ВФ ^6He : динейтронной и сигарообразной. Вклад динейтронной конфигурации в ДС упругого $\alpha^6\text{He}$ -рассеяния приводит к появлению максимумов под большими углами ($\theta > 60^\circ$), сигарообразная конфигурация дает сравнимый с потенциальным вклад в ДС рассеяния во всем угловом диапазоне. И хотя динейтронная конфигурация в ВФ ^6He преобладает над сигарообразной (95 и 5% в интегральном сечении), однако вклад этих компонент ВФ в сечение под задними углами сравним по величине. Аналогичные выводы были сделаны в [102–106]. Так, при изучении упругого $p^3\text{He}$ -рассеяния назад [102, 103] последовательная передача несвязанной np -пары

(в 1S_0 -состоянии, т. е. в том же, в котором может находиться dineйтрон) дает доминирующий вклад в сечение под задними углами при всех энергиях, от десятков МэВ до ГэВ. В [104–107] при изучении процессов $^6\text{He} + ^4\text{He}$ при $E = 25,1$ МэВ/нуклон и $^1\text{H}(^6\text{He}, ^4\text{He})^3\text{H}$ при $E = 21,6$ МэВ/нуклон было выяснено, что dineйтронная конфигурация преобладает над сигарообразной и что обе они дают доминирующий вклад в ДС под задними углами ($\theta > 100^\circ$) там, где потенциальное рассеяние имеет на несколько порядков меньшую величину. На основе корректного определения вклада четырехугольной диаграммы в ДС стало возможным восстановить ВФ относительного движения в каналах $\alpha-2n$, $n-^5\text{He}$, $n-\alpha$ в основном состоянии ^6He . Вычислено расстояние между α -частицей и нейтроном в сигарообразной конфигурации $R_{n\alpha} = 3,8$ фм [100].

Последнее измерение импульсных корреляций нейтронов в реакции $^4\text{He}(^6\text{He}, 2\alpha)2n$ квазисвободного рассеяния α -частиц, проведенное на фрагмент-сепараторе ACCULINNA в ОИЯИ [108], также хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями существования dineйтронной и сигарообразной компонент в ядре ^6He .

Полезным дополнительным исследованием гало-структур могут служить реакции заряженных пионов с излучением γ -квантов $^6\text{Li}(\gamma, \pi^+)^6\text{He}$ [73] и реакции передачи [101, 104, 105, 109] одного или двух нуклонов, так как они также чувствительны к ВФ ядра, образующегося в конечном состоянии. Так, в [101] после анализа сечения реакции $^9\text{Be}(d, p)^{10}\text{Be}$ было выяснено, что при углах рассеяния до 50° доминирующий вклад в него дает четырехугольный механизм последовательного подхвата нейтрона и срыва dineйтрона, и структура ^{10}Be определяется кором и слабовыраженным гало из одного нейтрона. Анализ же сечения реакции $^{10}\text{Be}(t, p)^{12}\text{B}$ показал, что основной вклад в ДС во всем угловом диапазоне (от 0 до 160°) дает полюсный механизм срыва dineйтронного кластера, и ядро ^{12}B не имеет гало-структуры, избыточные нейтроны образуют скин в поверхностной области ядра. Таким образом, выявлено, что корректное определение вкладов двух механизмов в сечения (d, p) - и (t, p) -реакций на ядрах ^9Be и ^{10}Be позволяет установить ВФ относительного движения $^8\text{Be}-2n$, $^{10}\text{B}-2n$, $n_1-^8\text{Be}-n_2$, $n_1-^{10}\text{B}-n_2$ в основном состоянии ядер ^{10}Be , ^{12}B и тем самым определить их пространственную структуру.

Целью данного обзора является изучение характеристик упругого рассеяния протонов на ядрах ^6He , $^8,^9\text{Li}$, ^9C при энергиях $0,07$ и $0,7$ ГэВ/нуклон в инверсной кинематике. В дальнейшем мы будем акцентировать внимание на связи между механизмом рассеяния и структурой ядра, что актуально именно для слабосвязанных гало и скин-ядер.

Обзор состоит из введения, заключения и двух разделов. В разд. 1 дан краткий обзор работ, касающихся последних расчетов малочастичных ВФ изучаемых ядер, схематично изложен метод вычисления трехчастичных ВФ с подробным обсуждением межкластерных потенциалов и весов ВФ различных

конфигураций (табл. 1, 4–6, 9). Результаты представлены в виде плотностей ВФ и их изолиний; вычисленные статические характеристики суммированы в табл. 2–5, 7–9 вместе с экспериментальными данными и расчетами других авторов. В разд. 2 на примере ядра ${}^6\text{He}$ приведен вывод матричных элементов (амплитуд) pA -рассеяния в рамках глауберовского приближения с трехчастичными ВФ. Обсуждая результаты расчета сечений и анализирующих способностей (A_y), мы постарались показать, как вычисленные характеристики зависят от структуры ВФ, которая, в свою очередь, определяется потенциалами межкластерных взаимодействий, и от динамики процесса, определяемого глауберовским оператором многократного рассеяния. Проведенное сравнение рассчитанных ДС и анализирующих способностей с имеющимися экспериментальными данными и расчетами других авторов позволило сформулировать выводы, которые суммированы в заключении.

1. ВОЛНОВЫЕ ФУНКЦИИ И СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР ${}^6\text{He}$, ${}^8,9\text{Li}$ И ${}^9\text{C}$ В ТРЕХТЕЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ

Мультикластерные модели легких ядер успешно применяются в расчетах различных как статических, так и динамических характеристик ядер. Основанием для создания этих моделей послужила сильная кластеризация легких ядер в некоторых выделенных каналах и неудовлетворительное описание спектра и свойств экзотических ядер в альтернативных моделях (оболочечной, коллективной и др.).

В этом разделе мы остановимся на кратком описании способа расчета ВФ ядер ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{C}$, ${}^9\text{Li}$ в α - n - n -, α - t - n -, ${}^7\text{Be}$ - p - p -, α - t - $2n$ - и ${}^7\text{Li}$ - n - n -моделях путем решения трехчастичного уравнения Шредингера стохастическим вариационным методом, предложенным в [46, 47]. Пробная функция разлагается в ряд по многомерному неминимальному неортогональному базису, и ее оптимальные параметры находятся путем случайных проб и ошибок. Стохастический метод имеет ряд преимуществ по сравнению со стандартным вариационным методом: быстрая сходимость, введение в базис многих радиальных масштабов и автоматическая процедура их поиска, получение пробных функций с правильной асимптотикой, а при использовании гауссового базиса в разложении ВФ матричные элементы взаимодействий можно вычислить аналитически, что повышает точность расчетов. Этот подход был модифицирован введением ортогонализирующих псевдопотенциалов, позволяющих исключить вклад запрещенных принципом Паули состояний в полную ВФ [68–73], и был успешно применен для исследования структуры ядер с $A = 5$ [69], 6 [73], 9 [72].

В динамических мультикластерных моделях для описания системы взаимодействующих кластеров в ядре конструируется пробная функция в виде

произведения внутренних ВФ кластеров различных кластерных конфигураций частиц, соединенных межкластерными координатами Якоби \mathbf{r}, \mathbf{R} :

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_1 \Psi_2 \Psi_3 \Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (1.1)$$

где Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 — внутренние ВФ кластеров (которые полагаются такими же, как ВФ свободных частиц), $\Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — ВФ их относительного движения. Индексом 1 обозначена α -частица (в α - n - n -, α - t - n - и α - t - $2n$ -моделях), n или p (в ${}^7\text{Li}$ - n - n - и в ${}^7\text{Be}$ - p - p -моделях), индексом 2 — t (в α - t - n - и α - t - $2n$ -моделях), n (в α - n - n - и в ${}^7\text{Li}$ - n - n -моделях) и p (в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели), индексом 3 — n (в α - n - n - и в α - t - n -моделях), $2n$ (в α - t - $2n$ -модели) и ${}^7\text{Li}$ или ${}^7\text{Be}$ (в ${}^7\text{Li}$ - n - n - и в ${}^7\text{Be}$ - p - p -моделях). Координата \mathbf{r} описывает относительное α - t - (в α - t - n - и α - t - $2n$ -моделях), относительное n - n - (в α - n - n - и в ${}^7\text{Li}$ - n - n -моделях) и p - p - (в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели) движение, ей сопряжен орбитальный момент λ с проекцией μ ; координата \mathbf{R} описывает относительное движение между центрами масс α - t - (в α - t - n - и α - t - $2n$ -моделях), n - n - (в α - n - n - и в ${}^7\text{Li}$ - n - n -моделях) и p - p - (в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели) и оставшимся кластером ($\alpha, n, 2n, {}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$), ей сопряжен орбитальный момент l с проекцией m . Схема ядра ${}^6\text{He}$ с одночастичными координатами и координатами Якоби представлена на рис. 1.

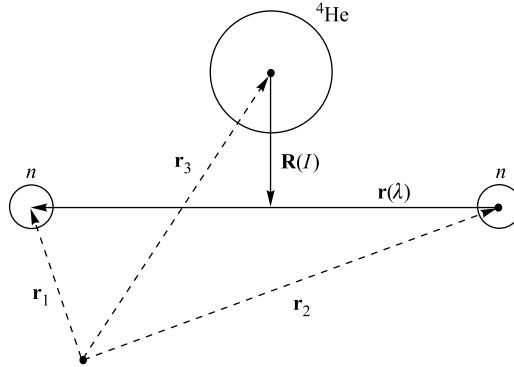


Рис. 1. Схема ядра ${}^6\text{He}$ в α - n - n -модели с одночастичными координатами (штриховые линии) и координатами Якоби (сплошные линии)

Волновую функцию относительного движения разлагают в ряд по парциальным волнам

$$\Psi^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{\lambda l S} \Psi_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (1.2)$$

Каждая парциальная функция факторизуется на радиальную и спин-угловую:

$$\Psi_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Phi_{\lambda l}(r, R) F_{\lambda l S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (1.3)$$

Радиальная часть ВФ аппроксимируется линейной комбинацией гауссовых функций:

$$\Phi_{\lambda l}(r, R) = r^\lambda R^l \sum_{ij} C_{ij}^{\lambda l} \exp(-\alpha_i r^2 - \beta_j R^2). \quad (1.4)$$

Веса компонент $C_{ij}^{\lambda l}$ находятся в результате численного решения уравнения Шредингера вариационным методом, коэффициенты α_i, β_j задаются на тангенциальной сетке, начальные параметры которой α_0, β_0 варьируются для лучшего достижения минимума энергии, соответствующего основному состоянию ядра. Спин-угловая часть

$$F_{\lambda l S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{M_L M_S \mu m} \langle \lambda \mu m | L M_L \rangle \langle L M_L S M_S | J M_J \rangle \times \\ \times Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r}) Y_{l m}(\mathbf{R}) \chi_{S M_S} \quad (1.5)$$

есть произведение коэффициентов Клебша–Гордана, определяющих схему сложения моментов (L, M_L, S, M_S, J, M_J — орбитальный, спиновый и полный моменты ядер и их проекции) на сферические $Y_{\lambda \mu}(\mathbf{r})$, $Y_{l m}(\mathbf{R})$ и спиновую функции:

$$\chi_{S M_S} = \sum_{m_1 m_2} \langle s_1 m_1 s_2 m_2 | S M_S \rangle \chi_{s_1 m_1} \chi_{s_2 m_2}, \quad (1.6)$$

где $\chi_{s_1 m_1}, \chi_{s_2 m_2}$ — внутренние спиновые ВФ валентных частиц.

Основной проблемой при вычислении ВФ является выбор потенциалов межкластерных взаимодействий, так как они являются входными параметрами расчета и от них зависит качество ВФ, т. е. то, насколько точно полученные с этими ВФ статические характеристики будут соответствовать экспериментальным.

1.1. Волновая функция ядра ${}^6\text{He}$. Обоснованием $\alpha-n-n$ -модели ядра ${}^6\text{He}$ является следующее: малая энергия связи в канале $\alpha-2n$, составляющая всего $E_{\alpha-2n} = 0,973$ МэВ (для сравнения $E_{t-t} = 12,3$ МэВ, $E_{t-dn} = 18,6$ МэВ), спектроскопический фактор этого канала, близкий к единице ($S_{\alpha-2n} \sim 1$) [109], а также измерение ДС высокоэнергетичного рассеяния ${}^6\text{He}$ на легких ядрах, из которых выведены неопровержимые доказательства хорошо определенной кластеризации его на α -частичный кор и двухнейтронное гало (или скин) [94, 110–113]. Насколько структура ядра ${}^6\text{He}$ исчерпывается одной $\alpha-n-n$ -конфигурацией, обсуждается во многих работах, из которых упомянем последние [108, 109]. В [109] кластерная структура основного состояния ${}^6\text{He}$ в каналах $\alpha-2n$ и $t-t$ изучается в реакции передачи ${}^6\text{He}(p, t){}^4\text{He}$ при $E = 25$ МэВ/нуклон. Экспериментальные данные анализируются в DWBA и методом CDCC, включая прямую передачу двух нейтронов и тритона и последовательную передачу тритона ($t = 2n + p$).

Данные ДС реакций при задних углах воспроизводятся только со спектроскопическим фактором $S_{t-t} = 0,08$, который много меньше, чем до этого предсказывалось теоретически (например, $S_{t-t} = 0,44$ в [114]). В [108] изучаются реакции квазисвободного рассеяния ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, t\alpha)t$ и ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, t\alpha)dn$ при $E = 25$ МэВ/нуклон на фрагмент-сепараторе ACCULINNA в ОИЯИ. Обработка экспериментальных данных проводилась в плосковолновом импульсном приближении. Получены эффективные числа тритонов в каналах $t-t$ ($N_{tt} = 0,06$) и $t-d-n$ ($N_{tdn} = 0,18$). Их сравнение говорит о доминирующем весе последней конфигурации. Эффективное число α -частиц, измеренное в реакции ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, 2\alpha)2n$, во всем энергетическом диапазоне $N_\alpha = 0,03$, что довольно мало и вызывает некоторое сомнение.

Мы используем ВФ ядра ${}^6\text{He}$, полученные в [68, 71] в трехчастичной $\alpha-n-n$ -модели. Она предполагает инертный α -частичный кор, но полностью принимает во внимание все взаимодействия двух валентных нейтронов между собой и с кором. Потенциалы межкластерных взаимодействий, учитываемые конфигурации ВФ и их веса представлены в табл. 1. В качестве $\alpha-n$ -потенциала использовался потенциал Сака–Биденхарна–Брейта (SBB) [115] в гауссовой форме и глубокий притягивающий потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов [71]. Это усовершенствованный $\alpha-n$ -потенциал, более адекватно учитывающий эффект принципа Паули и хорошо воспроизводящий данные по рассеянию волн с низким орбитальным моментом ($L < 3$). Он содержит обменную майорановскую компоненту как в центральном, так и в спин-орбитальном члене, которая и приводит к четно-нечетному расщеплению фазовых сдвигов. Четно-нечетное расщепление по орбитальному моменту приближенно учитывает обменные эффекты в парном

Таблица 1. Потенциалы взаимодействия и учитываемые конфигурации волновых функций ядра ${}^6\text{He}$ в $\alpha-n-n$ -модели

Потенциал		Модель 1 [68]		Модель 2 [71]	
$\alpha-n$		Сака–Биденхарна–Брейта (SBB) [115]		Глубокий с ЗС, расщепленный по четности орбитального момента	
$n-n$		Рейда с мягким кором (RSC) [116]		RSC [116]	
Конфигурация		Вес конфигурации (P)			
λ	l	L	S		
0	0	0	0	0,957	0,869
1	1	1	1	0,043	0,298

потенциале. В качестве $n-n$ -потенциала был взят потенциал Рейда с мягким кором (RSC) [116]. В целом вычисления показали слабую чувствительность результатов к параметрам $n-n$ -потенциала.

Конфигурация ВФ определяется квантовыми числами $\lambda l L S$, где l — угловой момент относительного движения α -частицы и центра масс двух нейтронов, λ — угловой момент относительного движения двух нейтронов, L и S — полные орбитальный и спиновый моменты ядра. Так как суммарный спин двух валентных нуклонов может быть равен только 0 или 1, условие $L = S$ ограничивает ВФ основного состояния S - и P -конфигурациями: $\lambda = l = L = 0, S = 0$ (S -волна) и $\lambda = l = L = 1, S = 1$ (P -волна).

На основании вышеприведенных формул (1.1) и (1.2) запишем ВФ ядра ${}^6\text{He}$ с полным угловым моментом J (для основного состояния $J^\pi = 0^+$, $S = 0$) и его проекцией M_J в $\alpha-n-n$ -модели:

$$\Psi_{i,f}^{JM_J} = \Psi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) \varphi_{n1}(\mathbf{r}_1) \varphi_{n2}(\mathbf{r}_2) \sum_{\lambda l L S} \Psi_{\lambda l L S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (1.7)$$

где $\Psi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha)$, $\varphi_{n1,2}(\mathbf{r}_{1,2})$, $\Psi_{\lambda l L S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — ВФ α -частицы, нейтрона (n) и относительного движения в координатах Якоби.

Веса конфигураций ядра ${}^6\text{He}$ приведены в табл. 1. Из нее видно, что максимальный вклад в $\alpha-n-n$ -модели дают две компоненты, которыми мы и ограничимся в расчете:

$$\Psi_{\lambda l L S}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{0000}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1111}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (1.8)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda=0l=0L=0S=0}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) &= \Psi_{0000}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_{i,j} C_{ij}^{00} \exp(-\alpha_i \mathbf{r}^2 - \beta_j \mathbf{R}^2), \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda=1l=1L=1S=1}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) &= \\ &= \Psi_{1111}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_{m\mu M_L M_S} \langle 1m1\mu | 1M_L \rangle \langle 1M_L 1M_S | JM_J \rangle Y_{1m}(\mathbf{R}) Y_{1\mu}(\mathbf{r}) \times \\ &\quad \times \sum_{i,j} C_{ij}^{11} r R \exp(-\alpha_i \mathbf{r}^2 - \beta_j \mathbf{R}^2). \end{aligned} \quad (1.10)$$

В табл. 1 представлены потенциалы взаимодействия и учитываемые конфигурации ВФ ядра ${}^6\text{He}$ в двух моделях. Основная разница между моделями 1 и 2 — в учете принципа Паули в трехкластерной модели ядра. Точный учет принципа Паули для многонуклонных систем является сложной задачей и

в используемой динамической трехкластерной модели с проектированием на запрещенные состояния (ЗС) не проводится. Прибегают к различным приближенным методам: добавлению к обычному нуклон-нуклонному или кластер-кластерному взаимодействию жесткого кора или введению в динамические уравнения оператора проектирования на ЗС. Дальнейшее исключение этих состояний из ВФ создает эффективное отталкивание на малых расстояниях между кластерами, действующее как мягкий кор. ВФ относительного движения кластеров в этой области подавлены тем сильнее, чем больше число ЗС. В [70–73] принцип Паули эффективно учитывается введением глубокого потенциала притяжения с ЗС. Для глубоких притягивающих потенциалов с ЗС характерны ВФ с узлом в области перекрывания кластеров. Для потенциалов с отталкивающей сердцевиной (кором) характерны ВФ, вымирающие в области перекрывания кластеров. Для ядра ${}^6\text{He}$ эффект антисимметризации невелик, поэтому, как показано в [73], он почти не влияет на его среднеквадратичный радиус и другие характеристики.

Параметризация ядерной ВФ в удобном виде (см. (1.4)) позволяет проанализировать геометрическую форму ядерных состояний с тем, чтобы, увидев индивидуальные детали их структуры, понять, какое влияние оказывает она на характеристики рассеяния. На рис. 2, *a* и 3, *a* показаны профили плотности

$$W(r, R) = \sum_{\lambda, l} |\Phi_{\lambda l}(r, R)|^2 r^2 R^2 \quad (1.11)$$

и изолинии (рис. 2, *b* и 3, *b*) компонент ВФ ядра ${}^6\text{He}$, рассчитанные с α - n -потенциалом SBB и NN -потенциалом RSC (модель 1) из [68]. Как видно из рис. 2, S -состояние $\lambda LS = 0000$ включает в себя две геометрические конфигурации: динейтронную $\alpha-(2n)$ и сигарообразную $n-\alpha-n$ с α -частицей между двумя нейтронами. Эти конфигурации характеризуются следующими внутриядерными расстояниями: $\alpha-(2n)-r = 1,7$ фм, $R = 3$ фм; $(n-\alpha-n)-r = 4$ фм, $R = 1$ фм, где r, R — среднее расстояние между двумя нейтронами и между центром масс двух нейтронов и α -частицей (см. рис. 1). Из-за того что в $\alpha-(2n)$ -конфигурации $r = 1,7$ фм, следует, что динейтронный кластер в ядре сильно сжат по сравнению со свободным дейтроном, радиус которого равен $r_d = 4,3$ фм. Конфигурация $\lambda LS = 1111$ P -состояния близка к равностороннему треугольнику с $r = 2,3$ фм, $R = 1,8$ фм, который вращается вокруг общего центра масс ядра (рис. 3).

Расчет трехкластерной корреляционной функции (определенной так же, как (1.11)) в рамках алгебраической версии МРГ [43] для ядра ${}^6\text{He}$ (и ${}^8\text{He}$) подтвердил наличие двух конфигураций ВФ, названных авторами треугольной (аналогичной динейтронной) и линейной (аналогичной сигарообразной). Вероятность обнаружения ядра в первой конфигурации в четыре раза больше, чем во второй. В недавней работе [117], «микроскопически» рассматривая геометрию боромиевских ядер, получили оценку полной геометрии двух ва-

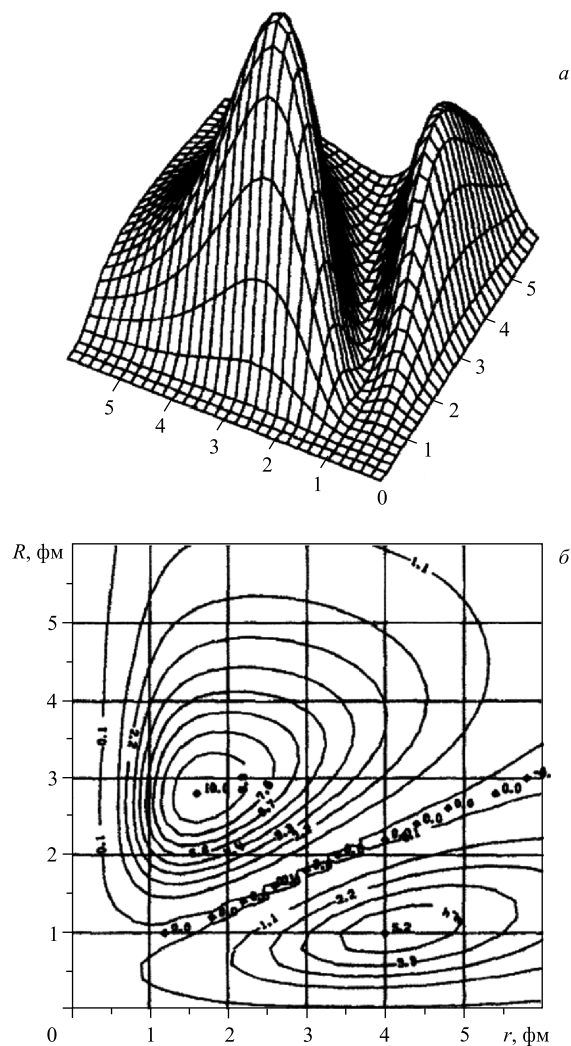


Рис. 2. Профили (а) и изолинии плотности (б) ВФ ядра ${}^6\text{He}$ с $\lambda L S = 0000$, рассчитанные в модели 1 (табл. 1) из [68]

лентных нуклонов гало. Анализируя величину $B(E1)$ из электромагнитной диссоциации ядра ${}^6\text{He}$ совместно с анализом НВТ (Hanbury Brown–Twiss)-корреляций двух нейтронов, авторы нашли, что угол между валентными нейтронами в ${}^6\text{He}$ равен 83° . Эти результаты согласуются как с результатами [28, 29], так и с [43, 68, 100, 101], хотя ВФ рассчитаны разными методами: на гиперсферическом базисе в [28, 29], на многочастичном осцилятор-

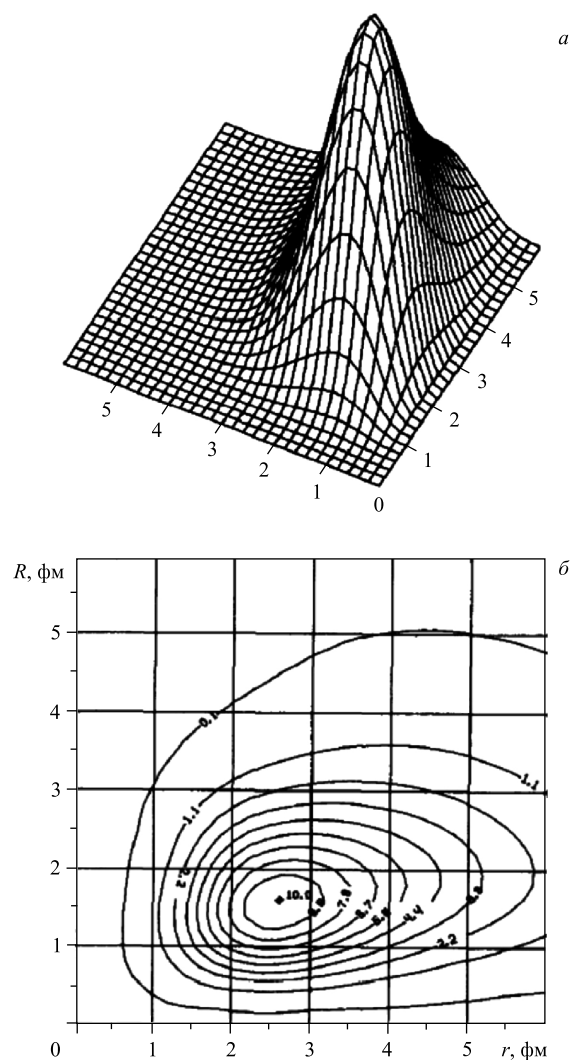


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для P -состояния с $\lambda LS = 1111$

ном [43], на базе гауссовых функций [68] и в DWIA [100, 101]. Рассчитанные конфигурации взаимного расположения кластеров для ${}^6\text{He}$ сравниваются с конфигурацией для ${}^8\text{He}$ [43]. Найдено, что доминирующая конфигурация в ${}^8\text{He}$ образует равносторонний треугольник с углом, близким к прямому, в вершине которого находится α -частица, а в основании — динейтронные кластеры, т. е. имеет место некоторая промежуточная, между динейтронной и

сигарообразной, конфигурация. Различие в геометрии объясняется действием принципа Паули: в ${}^8\text{He}$ имеет место эффективное отталкивание между динейтронными кластерами, в результате чего они располагаются по разные стороны от α -частичного кора, в ${}^6\text{He}$ нейтроны с противоположно направленными спинами в присутствии массивного α -кора объединяются в компактный динейтрон (среднеквадратичный радиус его в ядре равен 2,52 фм, что меньше, чем радиус свободного дейтрона).

Размер ядра и распределение плотности ядерной материи являются его важнейшими характеристиками, определяющими протяженность ВФ, ядерный потенциал, одночастичные орбитали. В настоящее время наиболее точным является лазерно-спектроскопический метод, в котором измеряют сверхтонкую структуру и изотопный сдвиг атомных переходов между двумя изотопами, охлажденными и уловленными в магнитооптической ловушке, из чего определяют разность между зарядовыми радиусами исследуемых изотопов. Базируясь на абсолютной величине зарядового радиуса $R_{\text{ch}}^{{}^4\text{He}} = 1,676(8)$ фм [118], измеренного методом спектроскопии мюонных атомов ${}^4\text{He}$, методом лазерной спектроскопии определили среднеквадратичный ядерный зарядовый радиус ${}^6\text{He}$: $R_{\text{ch}}^{{}^6\text{He}} = 2,054(14)$ фм [119]. Установленный этим методом точечный среднеквадратичный протонный радиус (point-proton radius), на который обычно ссылаются, имеет значение $r_p = 1,91(2)$ фм [119]. Немного позже значение $R_{\text{ch}}^{{}^6\text{He}}$ было уточнено: $R_{\text{ch}}^{{}^6\text{He}} = 2,068(11)$, и определен зарядовый радиус ${}^8\text{He}$ $R_{\text{ch}}^{{}^8\text{He}} = 1,929(26)$ фм [120].

Сравнение среднеквадратичных материальных и зарядовых радиусов изотопов ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$, проведенное в [120], демонстрирует интересную картину: материальный радиус ${}^8\text{He}$ больше, чем ${}^6\text{He}$, тогда как зарядовый радиус меньше. То, что $R_m^{{}^8\text{He}} > R_m^{{}^6\text{He}}$ понятно и объясняется большим числом нуклонов. Однако обратное неравенство для зарядовых радиусов $R_{\text{ch}}^{{}^8\text{He}} < R_{\text{ch}}^{{}^6\text{He}}$ нуждается в объяснении. Большой (по сравнению с ${}^8\text{He}$) зарядовый радиус ${}^6\text{He}$ определяется его внутренним строением: два избыточных нейтрона коррелированы так, что более вероятно их нахождение по одну сторону кора (динейтрон), чем на противоположных сторонах (сигарообразная конфигурация). В результате движение α -кора по отношению к коррелированной паре нейтронов размывает зарядовое распределение по большему объему. Напротив, в ${}^8\text{He}$ четыре избыточных нейтрона распределены более сферически-симметричным образом в гало и размывание заряда в коре соответственно меньше, что приводит к уменьшению зарядового радиуса [120]. Таким образом, сравнение ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ показывает, что добавление большего числа валентных нуклонов к α -частичному кору препятствует дополнительному пространственному «разбуханию» ядра, что и определено отношением величин зарядовых радиусов. Значения радиусов, извлеченные из экспериментальных данных, приведены в табл. 2.

Таблица 2. Среднеквадратичные радиусы: материальный R_m , нейтронный r_n , протонный r_p , гало r_h и кора r_c для ${}^6\text{He}$, извлеченные из экспериментов, по результатам разных работ

№ П/П	R_m , фм	r_n , фм	r_h , фм	r_p , фм	r_c , фм	$\delta_{np} = r_n - r_p$, фм	Ссылка
1	2,33(4)	2,59(4)		1,72(3)		0,87(6)	[3, 4]
2	2,30(7)		2,97(26)		1,88(12)		[105]
3	2,36(6)		2,97(8)		1,97(9)		[116]
4	2,45(10)		3,23(31)		1,88(12)		[117, 118]

Материальный среднеквадратичный радиус $R_m = \sqrt{R_{\text{rms}}^2}$ может быть получен разными методами, и не все они согласуются между собой, приводя к разным результатам. Проводя расчеты в рамках глауберовского формализма, можно получить R_m как из наклона кривой ДС, так и из полного поперечного сечения. Эти методы согласованы и приводят к одинаковым результатам.

Одним из первых оценил полную материальную плотность ${}^6\text{He}$ Танихата [3, 4] из данных полных сечений, получив значение $R_m = 2,33(4)$ фм (табл. 2). Расчет среднеквадратичного радиуса R_m Алхазовым из анализа экспериментальных данных при $E = 0,700$ ГэВ/нуклон в рамках теории Глаубера, в предположении о плотности ядра ${}^6\text{He}$ в виде произведения одночастичных плотностей нуклонов, привел к значению 2,30 фм [110] (табл. 2). В дальнейшем из анализа тех же экспериментальных данных, что и в [110, 121], но с использованием четырех феноменологических распределений плотности: SF (симметризованной Ферми), GH (гауссовой с гало), GG (гауссовой с гауссом, первая буква определяет распределение нуклонов в коре, вторая — в гало), GO (гауссовой с осциллятором), рассчитаны среднеквадратичные радиусы кора, гало и всего вещества ядра ${}^6\text{He}$, значения которых несколько больше, чем полученные ранее (табл. 2, строка 4) [122, 123].

Первоначально в эксперименте, проведенном в GSI [110, 121], ДС было измерено до $|t| \leq 0,05$ (ГэВ/с)². В [124] в эксперименте по измерению ДС протонов на ядрах ${}^{6,8}\text{He}$, проведенном в GSI на той же установке IKAR при $E = 0,717$ МэВ/нуклон, существенно расширена область переданных импульсов $|t| \approx 0,2$ (ГэВ/с)². Из измеренных ДС с пятью различными плотностями: WS (вудс-саксоновской), SF, GH, GG, GO, получены R_m , r_c , r_h . Их усредненные значения для ${}^6\text{He}$ приведены в табл. 2 под номером 3.

Величины среднеквадратичных радиусов из расчетов, базирующихся на малочастичной (few-body) модели [26, 28, 68, 71, 87, 111, 125, 126], LSSM [78], методе Монте-Карло (вариационном ВМК, функций Грина (ГММК)) с реалистическими двух- и трехчастичными взаимодействиями [65] и в алгебра-

Таблица 3. Среднеквадратичные радиусы (в фм): материальный R_m , нейтронный r_n , протонный r_p , гало r_h и кора r_c для ${}^6\text{He}$, рассчитанные разными методами

№ п/п	R_m	r_n	r_h	r_p	r_c	$\delta_{np} = r_n - r_p$	Ссылка	Примечание
1	2,54–3,75		3,39–5,84		1,6–2,0		[26, 28]	Малочаст. ВФ
2	2,32–2,66				1,84–2,05		[83, 106]	Малочаст. ВФ
3	2,43–2,44 2,44–2,61 2,36–2,46						[120]	Гаусс. баз. Гиперсфер. баз. Малочаст. ВФ
4	2,51 2,56 2,61						[61]	Кластерная ВФ ВМК ГММК
5	2,69	2,96		2,06		0,9	[42]	Алгебр. МРГ
6	2,62	2,90		1,945		$R_{ch} = 2,147$	[74]	LSSM
7	2,56 2,63 2,49					$R_{ch} = 2,07$	[121]	G3RS MN MMN
8	2,43					0,74	[64]	МДМ
9	2,44					0,8	[67]	АМДМ

ической версии МРГ [43], приведены в табл. 3. В результате сравнения данных, полученных разными методами, можно сделать следующий вывод: расчет с малочастичными ВФ (трехчастичными $\alpha-n-n$) приводит к среднеквадратичному радиусу на 0,1–0,2 фм больше, чем расчет с одночастичными плотностями, выполненный в [1, 110]. Анализ, проведенный в [111], показал, что увеличение радиуса происходит за счет свойственной многочастичным ВФ внутренней составной структуры и их реалистической (протяженной) асимптотики. Как отмечено авторами, проводящими расчеты в различных трехчастичных моделях с реалистическими или эффективными парными взаимодействиями [111, 123, 125], они имеют общую проблему недосвязанности энергии $E_{2n} = -0,4$ МэВ (вместо $E_{2n}^{\text{exp}} = -0,973$ МэВ [127]). Поэтому, для того чтобы согласованно описать радиусы и энергию связи, изменяют форму эффективного потенциала [128], учитывают другой близкий канал ($t-t$) или поляризацию α -кора [50]. Так, в [126], чтобы подогнать энергию связи, потенциал MN (Minnesota), с которым проводился расчет, перенормировали, увеличив силу длинноволновой области и назвав его MMN (модифицированный MN). Как ожидалось, расчет с MMN-потенциалом привел к уменьшению R_m с 2,63 до 2,49 фм и к согласованному с экспериментальным значению E_{2n} .

Как видно из табл. 3, материальный радиус R_m и радиус гало/скина $\delta_{np} = r_n - r_p$, рассчитанные с ВФ ${}^6\text{He}$ в МДМ [68] и в АМДМ [71], которые мы используем в дальнейших расчетах, согласуются как с экспериментальной величиной, так и с расчетами других авторов в малочастичных моделях. Заметим также, что антисимметризация незначительно влияет на среднеквадратичный материальный радиус и размер скина, так же как и на энергию связи двух нейтронов: в обеих моделях она недосвязана ($E_{2n} = -0,14$ МэВ).

1.2. Волновая функция ядра ${}^8\text{Li}$. Ядро ${}^8\text{Li}$, нестабильное по β^- - и по $\beta^-2\alpha$ -распадам со временем жизни 0,838 с, представляет интерес как само по себе, так и для ядерной астрофизики, поскольку реакция радиационного захвата ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ закрывает брешь (при $A = 8$) в цепочке термоядерных реакций синтеза CNO-элементов в нестандартной модели нуклеосинтеза, после так называемого неоднородного Большого взрыва (inhomogeneous Big Bang). Скорость этой реакции важна для понимания первичного синтеза элементов. Она оказывается необходимой и для решения проблемы высокоэнергетических солнечных нейтрино, которые получаются в зеркальной реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ (после β -распада ${}^8\text{B}$). А так как из-за наличия кулоновского барьера сечение ее при низких (солнечных) энергиях порядка 20 кэВ не измерено экспериментально, то его приходится экстраполировать от сечения при более высоких энергиях (порядка сотен кэВ). Необходимые при экстраполяции константы (параметры моделей) извлекаются из хорошо измеренного (до 10^{-3} эВ) сечения реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$. В [129, 130] с ВФ в $\alpha-t-n$ -модели рассчитаны основные спектроскопические характеристики (среднеквадратичный зарядовый радиус, квадрупольный и магнитный моменты), найдены полные сечения и скорости реакции ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ в интервале от 10^{-5} кэВ до 1 МэВ. Отметим, что энергетическая область охватывает восемь порядков по энергии, и рассчитанные полные сечения совпадают с имеющимися экспериментальными данными во всем этом диапазоне.

Современные ВФ ядра ${}^8\text{Li}$ рассчитываются в трехчастичных $\alpha-t-n$ -моделях с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий. Аргументы в пользу $\alpha-t-n$ -модели следующие: малость трехчастичного энергетического порога распада в этом канале ($E = 4,501$ МэВ) относительно других ближайших трехчастичных каналов, например ${}^6\text{Li}-n-n$ ($E = 9,283$ МэВ) или ${}^5\text{He} + d + n$ ($E = 11,653$ МэВ); доминирующий вклад (с весом 0,981) в ВФ основного состояния ядра в ММО [52] дает конфигурация со схемой Юнга [431], и, как показано в [131], данная схема отвечает $\alpha-t-n$ -конфигурации. Еще одним аргументом в пользу $\alpha-t-n$ -модели ядра ${}^8\text{Li}$ может служить реакция выбивания протона из ядра ${}^9\text{Be}$. Как известно, в настоящее время наиболее успешно свойства ядра ${}^9\text{Be}$ описываются в трехтельной $\alpha - \alpha - n$ -модели [72]. Реакция выбивания протона из $\alpha - \alpha - n$ -системы может быть объяснена выбиванием протона из α -кластера, в результате чего

должно получаться ядро ${}^8\text{Li}$ с $\alpha-t-n$ -структурой. В [132] с использованием ВФ ММО показано, что спектроскопический фактор для отделения протона из основного состояния ядра ${}^9\text{Be}$ имеет большую величину $S = 1,07$ и хорошо согласуется с экспериментом [127].

Ядро ${}^8\text{Li}$ (как и зеркальное ему ${}^8\text{B}$) на протяжении последних десятилетий интенсивно исследовалось как экспериментально, так и теоретически. Остановимся на некоторых из теоретических работ. Первой была работа [133], в которой ядро ${}^8\text{Li}$ рассматривалось в рамках одной из модификаций МРГ (методом линейных амплитуд). Учитывались двухчастичные каналы ${}^7\text{Li}-n$, ${}^7\text{Li}^*-n$, ${}^5\text{He}-t$ и ${}^5\text{He}^*-t$. Основной вклад в основное и первое возбужденное состояния давали первые два канала. Вычисленный энергетический спектр уровней в целом повторял эксперимент, однако полученные ВФ не были апробированы на описании статических электромагнитных характеристик. Более того, модель, предложенная в [133], предсказывала уровни с отрицательной четностью, существование которых достоверно еще не установлено.

В следующей работе [134] для изучения ядра ${}^8\text{Li}$ была применена алгебраическая версия МРГ. Данный подход исключал некоторые недостатки предыдущей работы [133], преимуществом являлось и то, что матричные элементы гамильтониана вычислялись аналитически. Ядро ${}^8\text{Li}$ рассматривалось как ${}^7\text{Li}-n$ -система. Исследовался только энергетический спектр. Основное состояние оказалось недосвязанным примерно на 1 МэВ, кроме того, предсказывался второй возбужденный уровень с квантовыми числами $J^\pi, T = 1^+, 1$ и ряд других уровней, экспериментально не наблюдаемых; уровни отрицательной четности не упоминались. Количественное несоответствие полученного спектра с экспериментальными данными авторы объясняли неучетом кластерной структуры ядра ${}^7\text{Li}$, актуального для резонансных состояний ядра ${}^8\text{Li}$, трехкластерного канала ${}^4\text{He}-t-n$ и тензорных сил.

В [135] в рамках МРГ двухчастичные связанные каналы были заменены на трехчастичную одноканальную модель $\alpha-t-n$, однако по сути это была модифицированная версия двухчастичной модели с двумя каналами ${}^7\text{Li}-n$ и ${}^7\text{Li}^*-n$, где подсистемы ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}^*$ рассматривались как αt -системы. Данная работа непосредственно была посвящена исследованию реакций ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$. В расчетах использовались волковские NN -силы, кулоновское взаимодействие учитывалось точно. Основное состояние подгонялось точно, хотя магнитный момент был занижен на 30%. Первое возбужденное состояние 1^+ оказалось пересвязанным на 0,7 МэВ. Вычисления предсказывали второй уровень 1^+ с энергией 0,12 МэВ, в то время как эксперимент давал значение 1,18 МэВ. Хорошо известный уровень 3^+ модель не воспроизводила, авторы связывали это с неучетом канала ${}^5\text{He}-t$, однако предсказывался уровень 0^+ , в то время еще не определенный экспериментально. Вычисления не давали уровней отрицательной четности.

В [136] исследовались характеристики низколежащих уровней, соответствующих резонансам в системах ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$. Достоверность полученных результатов подтверждалась нахождением полюсов матрицы рассеяния ${}^7\text{Li}-n$ и ${}^7\text{Be}-p$ и описанием первого возбужденного уровня $J^\pi, T = 1^+, 1$. Ранее используемые миннесотовские силы, которые не описывали первый возбужденный уровень, были заменены на модифицированный потенциал Хасегавы–Нагаты. Модель не воспроизводила двухчастичный порог развала на подсистеме ${}^7\text{Li}-n$ и ${}^7\text{Be}-p$. Обнаружилось, что к общепринятому порядку уровней $J^\pi, T = 2^+, 1; 1^+, 1; 3^+, 1; 1^+, 1$ прибавилось состояние $J^\pi, T = 1^+, 1$ с энергией $E = 1,278$ МэВ и шириной уровня $\Gamma_n = 0,564$ МэВ, находящееся между первым возбужденным уровнем $J^\pi, T = 1^+, 1$ и уровнем $J^\pi, T = 3^+, 1$.

В [137] для микроскопического описания спектра ядер ${}^8\text{Li}-{}^8\text{B}$, а также реакций радиационного захвата ${}^7\text{Li}(n, \gamma){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ авторы применили оболочечную модель для непрерывного спектра (Shell Model Embedded in the Continuum — SMEC). В SMEC имеет место связь каналов непрерывного спектра и связанных состояний. Причем связь каналов осуществляется остаточным нуклон-нуклонным взаимодействием. Данная модель позволяет самосогласованно вычислять усредненный потенциал взаимодействия ${}^7\text{Li}-n$ и интеграл перекрытия непрерывного спектра и связанных состояний. Исследовались энергетический спектр и электромагнитные характеристики основного состояния. Основное и первое возбужденное состояния ядра ${}^8\text{Li}$ оказались недосвязанными на 0,5 МэВ. Резонансные состояния, соответствующие второму и третьему возбужденным уровням, воспроизводились почти точно. Квадрупольный момент ядра ${}^8\text{Li}$ оказался равным $Q_{\text{теор}} = 27,8$ мб (при $Q_{\text{эксп}} = 32,7(6)$ мб).

В [138] ядра ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ рассматриваются в рамках задачи трех тел на базе гиперсферических гармоник как $\alpha-t-n$ - и $\alpha-\tau-p$ -системы соответственно. Авторы подчеркивают, что в трехтельном подходе основные эффекты сильной деформации и динамической поляризации ядра, а также эффекты возбуждения остова учитываются одновременно в отличие от двухтельного задачи. В то же время четырех- и пятительные конфигурации являются лишь поправками к трехтельному каналу. Данные по β -распаду ядра ${}^8\text{He}$ на первое возбужденное состояние ядра ${}^8\text{Li}$ позволили оценить вклад пятительной конфигурации. Он оказался мал по сравнению с трехтельной. В вычислениях были использованы парные потенциалы взаимодействия, в которых принцип Паули учитывался введением отталкивающего кора. Кулоновское взаимодействие учитывалось точно, а не как возмущение. Основное состояние оказалось пересвязанным на 0,14 МэВ. Первое возбужденное состояние незначительно отличалось от экспериментального значения. Остальные уровни не рассматривались. Магнитный момент получился меньше экспериментального значения на 18 %, а квадрупольный момент — на 35 %.

Практически во всех работах так или иначе имеют дело с двухчастичной моделью, в результате чего из рассмотрения выпадают все многочастичные эффекты, свойственные трехтельной задаче. Во всех работах, за исключением [138], нуклон-нуклонный потенциал варьировался, поэтому полной согласованности расчетов нет. В [138] способ учета принципа Паули введением отталкивающего кора является не совсем корректным, так как в настоящее время хорошо известно, что потенциалы с отталкивающим кором плохо описывают реакции кулоновского возбуждения по сравнению с глубокими потенциалами, содержащими ЗС.

1.2.1. Выбор потенциалов межкластерных взаимодействий и учитываемые конфигурации. Для описания ядра ${}^8\text{Li}$ используется трехчастичная $\alpha-t-n$ -модель с тремя парными $\alpha-t$ -, $\alpha-n$ - и $t-n$ -взаимодействиями, включающими состояния, запрещенные принципом Паули.

В гамильтониане взаимодействия учитываются только центральные и спин-орбитальные силы, содержащие орбитальное расщепление, а для $t-n$ -потенциала — расщепление по полному спину. Дополнительно рассматривается влияние тензорных взаимодействий на характеристики основного состояния ядра ${}^8\text{Li}$. Принцип Паули приближенно учитывается путем ортогонализации полной ВФ к запрещенным состояниям парных подсистем. Кулоновское взаимодействие учитывается в наших вычислениях точно, что дает возможность контролировать ряд тонких эффектов, связанных с потенциальным барьером, особенно важных в астрофизических задачах. В более строгом подходе, основанном на уравнениях Фаддеева, точный учет кулоновского взаимодействия представляет настолько сложную задачу, что был сделан только в единичных работах.

Любая физическая модель ядра содержит какие-либо параметры. Так, в ММО и в МРГ основным входным параметром является NN -взаимодействие. Причем сильная чувствительность результатов к виду NN -сил является общим недостатком МРГ, поскольку лучшие результаты, как правило, получаются не с лучшими NN -потенциалами. В нашей модели имеются параметры, которые можно условно разделить на два вида: а) параметры вариационного базиса; б) параметры кластеров и их взаимодействий.

Первый тип параметров, как правило, выбирается так, чтобы при наименьших размерностях базиса лучше воспроизвести внутреннюю и периферийную части ВФ. Заметим, что в ММО и МРГ корректное описание периферии практически невозможно, поскольку, хотя внутренняя часть ВФ корректна ввиду полной антисимметризации, но из-за выключения кора в NN -взаимодействии теряется самосогласованность.

Второй тип параметров фиксируется таким образом, чтобы наиболее полно воспроизвести наблюдаемые свойства свободных кластеров и систем, состоящих из двух кластеров. Поэтому статические электромагнитные характеристики виртуальных кластеров были выбраны такими же, как экспери-

ментальные значения свободных частиц. Параметры потенциалов взаимодействий кластеров подбираются из условия наиболее полного описания свойств двухкластерной системы как в связанном состоянии, так и в состоянии рассеяния.

Выбор потенциалов взаимодействия в данной модели осуществляется таким образом, чтобы они описывали фазы упругого рассеяния для волн с малой величиной относительного орбитального момента и характеристики связанных состояний парных подсистем (когда таковые имеются). В качестве двухчастичных потенциалов взаимодействия в основном использовались глубокие потенциалы гауссовой формы с ЗС [139, 140]. Для более полного исследования был использован также потенциал в форме Вудса–Саксона.

В табл. 4 приведена сводка используемых межкластерных потенциалов взаимодействия при расчете ВФ и основные статические характеристики ядра. Модельные ВФ ядра ${}^8\text{Li}$ рассчитывались с различными α - t -потенциалами, так как он сильнее, чем α - n - и t - n -потенциалы, влияет на свойства основного состояния ядра.

В качестве α - t -взаимодействия использовались следующие потенциалы.

Модели 1, 2. 8-параметрический потенциал гауссовой формы с ЗС [139] построен таким образом, чтобы адекватно воспроизвести как парциальные фазы рассеяния, расщепленные по четности орбитального момента и спин-орбитальному взаимодействию, так и характеристики связанных состояний. Кроме того, потенциал удовлетворительно описывает электромагнитные формфакторы и реакцию радиационного захвата $\alpha t \rightarrow {}^7\text{Li}\gamma$.

Модель 3. Притягивающий потенциал Бака, радиальная часть которого имеет гауссов вид, содержит два параметра и включает спин-орбитальное и кулоновское слагаемые [141]. Потенциал вычисляется на основе двойной фолдинг-модели, где усредняются нуклонные плотности кластеров, полученные из данных по электронному рассеянию. Затем параметры потенциала уточнялись подгонкой под фазы рассеяния и характеристики связанных состояний. Потенциал Бака воспроизводит как известные низкоэнергетические фазы α - t -рассеяния, так и энергию связи, низкоэнергетический спектр уровней ядра ${}^7\text{Li}$ и основные спектроскопические характеристики этого ядра. При этом радиальная функция основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$ содержит внутренний узел, т. е. имеет вид осцилляторной функции $R_{3p}(r)$. Потенциал Бака достоверно описывает полное сечение и астрофизический S -фактор для реакции радиационного захвата $\alpha t \rightarrow {}^7\text{Li}\gamma$.

Потенциалы гауссовой формы имеют преимущество в вычислительном плане. Их матричные элементы содержат комбинации факториалов и степеней гауссовых параметров. Но эти потенциалы быстро спадают на асимптотике, и практика показала, что потенциалы в форме Вудса–Саксона лучше описывают данные по упругому рассеянию.

Таблица 4. Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации волновых функций и полученные с ними статистические характеристики ядра ${}^8\text{Li}$ в α - t - n -модели; экспериментальные данные: $R_m = 2,37(2)$ фм [1-3], $2,50(6)$ фм [123], $E = -4,501$ МэВ, $Q = 24(2)$ мб [144], $32,7(6)$ мб [145], $\mu = 1,65\mu_0$ [146]

Потенциал	Модель 1 [129]	Модель 2 [130]	Модель 3 [130]	Модель 4 [130]	Модель 5 [147]	Модель 6 [147]
α - t	Гауссов потенциал, содержащий восемь параметров [134]	Такой же, как в модели 1, с расширенным базисом [134]	Гауссов потенциал в форме Бака [136], с суперсимметричной оттапливающей частью на малых расстояниях	Стандартный потенциал в форме Вудса-Саксона	Тот же, что в модели 3	Тот же, что в модели 3, с включением тензорного взаимодействия
α - n	Гауссов потенциал, расщепленный по четности орбитального момента [115]					
t - n	Гауссов потенциал, расщепленный по полному спину [140]					
Вес конфигурации (P)						
Конфигурация						
λ	l	L	S			
1	1	1	1	0,9935	0,9880	0,8721
1	1	2	1	0,0015	0,0024	0,0281
3	1	2	1	0,0022	0,0045	0,0580
3	1	2	0	0,0015	0,0032	0,0378
3	1	3	1			0,0268
$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$, фм	2,36			2,355	2,348	2,279
E , МэВ	-3,82			-4,267	-4,406	-4,883
μ , μ_0	1,473			1,44	1,408	1,442
Q , мб	16,55			18,45	18,94	16,69
						30,75
						30,36

Модель 4. Глубокий притягивающий потенциал вудс-саксоновской формы, к которому добавляются спин-орбитальное и кулоновское слагаемые. Потенциал достаточно глубок, так что в нем в p -волне содержится наряду с разрешенным $3p$ -состоянием также и запрещенное $1p$ -состояние. Потенциал Вудса–Саксона в полной мере воспроизводит известные низкоэнергетические фазы упругого α - t -рассеяния и в то же время достоверно передает энергию связи и спектр низколежащих состояний ядра ${}^7\text{Li}$ и его основные спектроскопические характеристики. Именно с этим потенциалом было достигнуто адекватное описание реакции двухчастичного фоторасщепления ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$ [142].

Потенциал α - n -взаимодействия первоначально был выбран в виде потенциала Сака–Биденхарна–Брейта (SBB) [115], центральная часть которого имеет гауссову форму. Потенциал SBB достаточно точно описывает основные $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -фазы упругого α - n -рассеяния и менее точно S -фазы вплоть до энергии 14 МэВ. Главный недостаток потенциала SBB в сильном завышении теоретических $D_{5/2}$ - и $D_{3/2}$ -фаз относительно эксперимента. Усовершенствованный α - n -потенциал, содержащий расщепление фазовых сдвигов по четности орбитального момента [70, 143], точнее, чем первоначальный, описывает S и особенно $D_{5/2}$ и $D_{3/2}$ фазовые сдвиги. Потенциал имеет одно запрещенное состояние в S -волне. Для системы α - p добавляется кулоновское слагаемое, имеющее форму кулоновского взаимодействия точечного протона с гауссовым распределением заряда шириной $a = 1,34$ фм.

Потенциал n - t -взаимодействия был выбран в виде линейной комбинации гауссоиды и отталкивательной экспоненты [140]. Экспоненциальная отталкивающая добавка присутствует для того, чтобы описать поведение фазовых сдвигов при полном спине, равном нулю. Такая параметризация соответствует сильной спиновой зависимости потенциала взаимодействия фермионов, причем ей отвечает виртуальный обмен дейтроном, который, являясь бозоном, может быть переносчиком взаимодействия. Параметры n - t -взаимодействия брались такими же, как $p^3\text{He}$, так как их квантовые состояния совпадают. Следует заметить, что это не потенциал с жестким кором, а глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями. Потенциал имеет два запрещенных S -состояния при полном спине системы, равном 0 и 1. Для системы p - t добавляется кулоновский потенциал в виде взаимодействия двух точечных зарядов.

Процедура вычисления ВФ в рамках вариационного подхода заключается в нахождении матричных элементов гамильтониана и в дальнейшем решении матричной задачи на собственные значения и собственные функции.

При выборе основных конфигураций для вычисления ВФ необходимо учитывать двухкластерную структуру ${}^7\text{Li}$ - n . Это обусловлено тем, что нейтрон в ядре ${}^8\text{Li}$ слабо связан ($E = 2,26$ МэВ), а спектроскопический фактор ${}^7\text{Li}$ в канале α - t практически равен единице. Ядро ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии

имеет квантовые числа $J^\pi, T = 3/2^-, 1/2$ [144]. В рамках ММО главный вклад в ВФ дает конфигурация [3] ^{22}P с весом 0,986 [53]. Следовательно, доминирующий вклад в основное и несколько первых возбужденных состояний ядра будет давать конфигурация с $\lambda = 1$. Так как четность ядра ^8Li равна $\pi = +1$, а ядра ^7Li $\pi = -1$ и нейтрон слабо связан в ядре ^8Li , то $l = 1$; это также следует из того, что в двухкластерной структуре $^7\text{Li}-n$ имеется запрещенное состояние в S -волне и первое разрешенное состояние с $l = 1$. Так как мы работаем в LS -связи, в системе $t-n$ низколежащие состояния в ядре ^8Li имеют суммарный спин, равный единице, следовательно, спин для основной конфигурации ядра ^8Li $S = 1$.

Возможные значения квантовых чисел LS при этом равны, соответственно, 11, 21, 20 и 31. Заметный вклад в полную ВФ могут дать конфигурации с орбитальными моментами относительного движения λ и l , равными 1 или 3 ($\lambda = l = 1$ связана с основным состоянием в подсистемах $\alpha-t$ и $^7\text{Li}-n$, $\lambda = 3$ связана с резонансным состоянием в подсистеме $\alpha-t$). Однако в наших вычислениях мы включили все возможные конфигурации, разрешенные квантово-механическими правилами отбора. Затем конфигурации, которые дают вклад менее 1 % в ВФ основного состояния, были исключены из дальнейшего рассмотрения.

Как и следовало ожидать, доминирующий вклад в полную ВФ дает конфигурация с $\lambda L S = 1111$ ($\lambda = 1$, связано с основным состоянием ядра ^7Li в $\alpha-t$ -канале; $l = 1$ из-за того, что ядро ^8Li является ядром $1p$ -оболочки, т. е. заполняется p -оболочка). Вклад остальных конфигураций в сумме не превышает 4 % для потенциалов, не учитывающих тензорное взаимодействие (модели 1–4 в табл. 4), и 10 % — для учитывающих (модели 5, 6 в табл. 4). Тем не менее эти малые конфигурации оказывают значительное влияние не только на характеристики ядра, но и на основную конфигурацию $\lambda L S = 1111$. Так, например, при учете только конфигурации $\lambda L S = 1111$ получается величина квадрупольного момента на 30 % меньше, чем при учете всех конфигураций.

На рис. 4–6 приводятся профили плотностей радиальных частей конфигураций (формула (1.11)) в зависимости от относительных расстояний r, R для модели 6 (рис. *a* — трехмерные графики, рис. *б* — изолинии).

Для конфигурации с $\lambda L S = 1111$ на рис. 4 ВФ имеет два максимума и один узел при $r = 1,766$ фм, $R = 2,0$ фм (радиальная ВФ типа оболочечной $R_{3p}(r)$). При этом в ядре ^7Li узел находится при $r = 1,771$ фм для основного состояния. Величина среднеквадратичного радиуса $\alpha-t$ -пары в ядре ^8Li $R_m = 3,25$ фм, в то время как в ядре ^7Li $R_m = 3,48$ фм, т. е. можно говорить о том, что валентный нейтрон сжимает ^7Li внутри ядра ^8Li на 6,6 % по сравнению со свободным ядром ^7Li . Аналогичная ситуация наблюдается в ядре ^6He ($\alpha-n-n$ -модель), где доминирует конфигурация, в которой динейтронный кластер сжат по сравнению со свободным дейтроном. По координате R

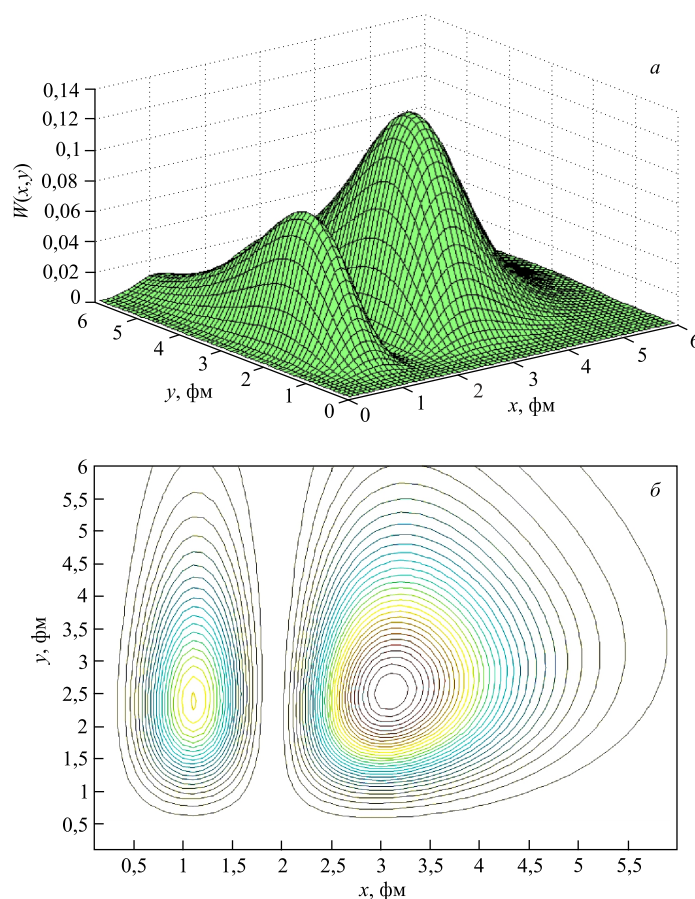
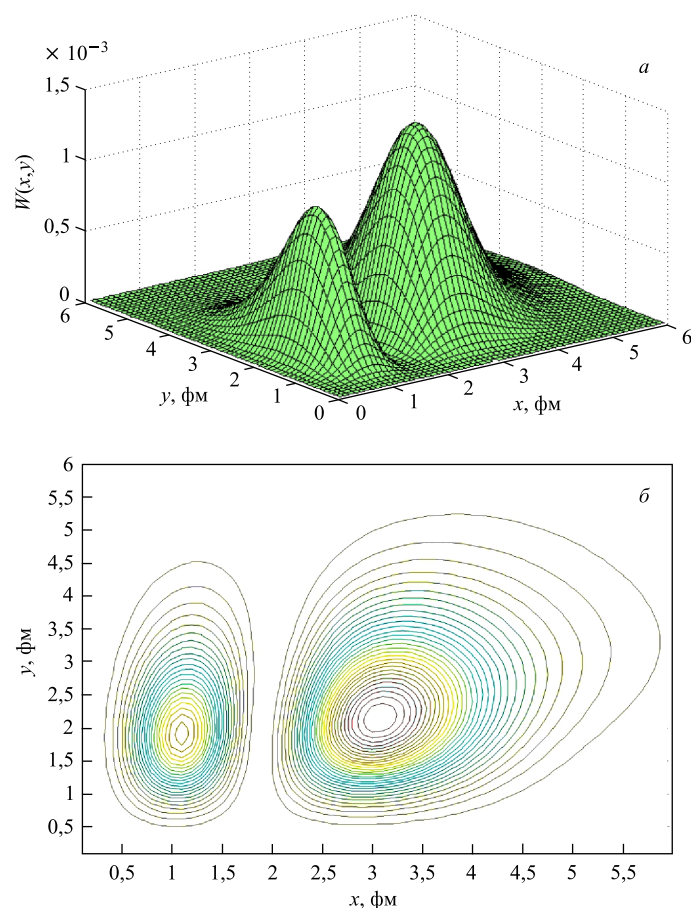


Рис. 4. Профили (а) и изолинии плотности (б) ВФ ядра ${}^8\text{Li}$ конфигурации с $\lambda LLS = 1111$, рассчитанной в модели 3 (табл. 4)

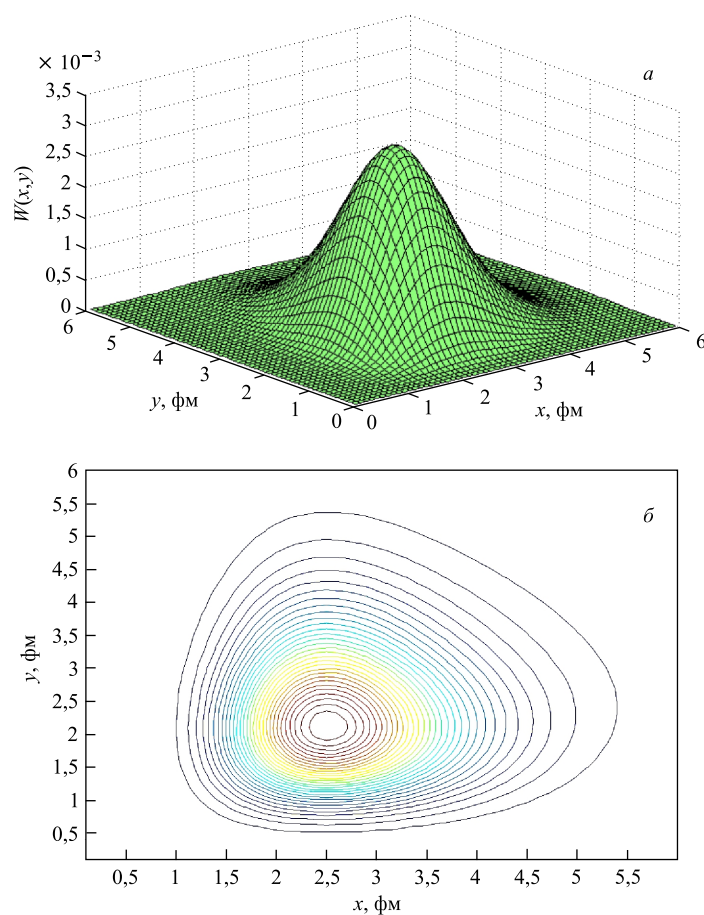
ВФ не имеет узлов, что соответствует оболочечной модели (радиальная ВФ типа оболочечной $R_{1p}(r)$).

Профиль конфигурации $\lambda LLS = 1121$ на рис.5 подобен предыдущему. Первый максимум немного смещен к центру ядра по координате R , в то время как положение второго максимума конфигурации $\lambda LLS = 1121$ и второго максимума конфигурации $\lambda LLS = 1111$ почти совпадает. По координате r наблюдается более резкое смещение максимумов конфигурации $\lambda LLS = 1121$ по сравнению с $\lambda LLS = 1111$ во внутреннюю область ядра.

Рис. 5. То же, что на рис.4, для конфигурации с $\lambda LLS = 1121$

В отличие от двух первых профиль конфигурации $\lambda LLS = 3121$ на рис. 6 имеет один максимум в точке с координатами $(r, R) = (2,5, 2,0)$ фм. Эта компонента ВФ на малых расстояниях от центра масс ядра равна нулю и довольно быстро, уже при $r, R \sim 5,5$ фм, спадает на периферии. Локализована она в промежуточной области ядра.

1.2.2. Расчет статических характеристик ядра ${}^8\text{Li}$ и сравнение с экспериментальными данными. С полученными ВФ были рассчитаны следующие статические характеристики: среднеквадратичный зарядовый радиус, энергия связи, квадрупольный и магнитный моменты (см. табл.4). Значения среднеквадратичных радиусов кластеров $R_m^\alpha = 1,71$ фм, $R_m^t = 1,68$ фм бра-

Рис. 6. То же, что на рис. 4, для конфигурации с $\lambda LS = 3121$

лись из работы [144]. Матричные элементы от различных конфигураций не перемешиваются, поэтому величина R_m определяется величиной среднеквадратичных зарядовых радиусов кластеров и доминирующей конфигурацией $\lambda LS = 1111$. Остальные конфигурации вносят небольшие поправки в величину среднеквадратичного зарядового радиуса. Информация о распределении ядерной материи, извлеченная из измеренного в [123] ДС в рамках дифракционной теории, привела к значению $R_m = 2,50(6)$. Привлечение данных о зарядовом радиусе, полученных из независимых лазерно-спектроскопических экспериментов [148], позволило определить как нейтронный радиус, так и толщину кожи $\delta_{np} = R_n - R_p$, который оказался равным 0,52 фм и близ-

ким к рассчитанной другими методами: стохастическим вариационным [65] и Монте-Карло [64]. Среднеквадратичный радиус примерно одинаково описывается во всех моделях и в пределах ошибок согласуется с экспериментальным.

Экспериментальное значение величины магнитного момента определено с достаточно высокой точностью. Величины магнитных моментов кластеров $\mu_t = +2,978643\mu_0$ и $\mu_n = -1,913148\mu_0$ брались из эксперимента [146].

В первоначальном варианте расчета [129] в ВФ ядра ${}^8\text{Li}$ была учтена одна доминирующая конфигурация $\lambda LS = 1111$ (модель 1 в табл. 4). С ней были получены согласующиеся с экспериментальными среднеквадратичный радиус и магнитный момент, однако авторы не смогли воспроизвести правильные значения энергии связи в канале в основном состоянии (она недосвязана на 0,7 МэВ) и квадрупольного момента. Так, при учете только основной конфигурации $\lambda LS = 1111$ величина $Q = 16,55$ мб (модель 1 в табл. 4). Насчет последнего дадим пояснение: в обзоре [144] приведено значение $Q = 24(2)$ мб, однако новые методы измерения увеличили его до $Q = 32,7(6)$ мб [145], так что квадрупольный момент, вычисленный в [129], почти в два раза меньше экспериментального. С целью улучшить эти результаты в [130] была предпринята попытка увеличить число учитываемых конфигураций (в частности, включить конфигурацию с $\lambda = 3$, так как именно в этом состоянии имеется низкоэнергетический резонанс в $\alpha-t$ -системе) и провести расчет еще с тремя $\alpha-t$ -потенциалами (варианты 2–4 в табл. 4), от которого сильнее (чем от $\alpha-n$ - и $t-n$ -потенциалов) зависят свойства основного состояния ${}^8\text{Li}$. Однако веса включенных конфигураций оказались слишком малы (на два порядка меньше, чем у доминирующей $\lambda LS = 1111$), чтобы существенно повлиять на результаты расчета характеристик, поэтому эта процедура привела лишь к незначительному увеличению квадрупольного момента. Заметим, что присутствие конфигураций с малым весом, но большими значениями орбитальных моментов может дать как деструктивный, так и конструктивный вклад в эту характеристику. Так, конфигурация с $LS = 20$ оказалась деструктивной; как показано в [149], она, хоть и незначительно, но все-таки снижает квадрупольный момент. Включение конфигураций с $LS = 11$ увеличивает квадрупольный момент незначительно, он оказывается равным $Q = 18,45$ и $18,94$ мб (модели 2 и 3 в табл. 4). В одночастичной модели величина квадрупольного момента в системе ${}^8\text{Li}$ напрямую связана с характеристиками подсистемы $\alpha-t$. Слабосвязанный беззарядовый нейтрон влияет на квадрупольный момент косвенным образом, деформируя ВФ относительного движения $\alpha-t$ -подсистемы. Также интересно отметить, что в одночастичных моделях величина квадрупольного момента прямо пропорциональна величине среднеквадратичного зарядового радиуса в связи с тем, что матричные элементы этих характеристик равны друг другу с точностью до множителя. В трехчастичном подходе это не так, поскольку рас-

чет связан с учетом многих конфигураций, из-за чего прямая зависимость Q и R_m исчезает. Кроме того, включаются конфигурации, соответствующие резонансным состояниям подсистемы $\alpha-t$, которые, несмотря на малый вклад в полную ВФ, значительно влияют на величину квадрупольного момента.

Только в работе [147] путем учета тензорных сил в потенциалах взаимодействия удалось добиться приемлемого (в пределах 10%) согласия рассчитанного квадрупольного момента с экспериментальным (варианты 5 и 6 в табл. 4). Хотя тензорные силы малы по сравнению с центральными и не влияют значительно на фазы упругого рассеяния при низких энергиях, тем не менее они приводят к смешиванию по орбитальному моменту, что увеличивает вклад малых компонент ВФ, от которых, в свою очередь, зависят такие характеристики ядра, как квадрупольный момент и энергия связи. Как показали предварительные оценки, для получения согласия между рассчитанной величиной квадрупольного момента и экспериментом, необходимо было увеличить вклад конфигураций с $LS = 21$. Вначале были проведены расчеты с тензорным взаимодействием в $t-n$ -подсистеме, так как это двухфермионная система. В расчетах было выбрано тензорное взаимодействие в виде $V(r) = V_0 e^{-\alpha r^2} S_T$, где оператор тензорного взаимодействия $S_T = 3(\mathbf{y}_t \mathbf{r})(\mathbf{y}_n \mathbf{r}) - \mathbf{r}^2(\mathbf{y}_t \mathbf{y}_n)$, $\mathbf{y}_t, \mathbf{y}_n$ — матрицы Паули для тритона и нейтрона. Как видно из табл. 4 (модель 5), с увеличением квадрупольного момента увеличивается энергия связи и магнитный момент.

В $\alpha-t$ -подсистеме тензорное взаимодействие выбиралось в виде $V(r) = V_0 e^{-\alpha r^2} S_T$, $S_T = 3(\mathbf{S}_t \mathbf{r})(\mathbf{S}_t \mathbf{r}) - 2\mathbf{S}_t^2 \mathbf{r}^2$, \mathbf{S}_t — оператор спина тритона. Такой вид тензорного взаимодействия часто используется в $\alpha-d$ -взаимодействии. Как видно из табл. 4, тензорное взаимодействие незначительно изменяет энергию связи, в то время как величина квадрупольного момента приближается к экспериментальному значению. Таким образом, простое изменение потенциала взаимодействия позволяет полностью описать характеристики ядра ${}^8\text{Li}$.

Как показано в [147, 149], вариацией параметров потенциала V_0 и α можно добиться почти полного совпадения рассчитанного и измеренного Q : при $V_0 = -3,0$ МэВ и $\alpha = 0,11$ фм $^{-2}$ (для $t-n$ -взаимодействия) $Q_{\text{теор}} = 33,26$ мб. Однако при таких параметрах энергия связи в канале становится равной $-6,32$ МэВ, что на $1,82$ МэВ меньше экспериментальной. С учетом того, что энергия рассчитывалась вариационным методом, такое значение говорит о том, что выбранный потенциал более пересвязанный (т. е. более притягивающий), чем должен быть в действительности. Самое оптимальное описание характеристик достигнуто в модели 6, на которой мы и остановились.

На основании вышеприведенных формул (1.1) и (1.2) запишем ВФ ядра ${}^8\text{Li}$ с полным угловым моментом J (для основного состояния $J^\pi = 2^+, S = 1$)

и его проекцией M_J в $\alpha-t-n$ -модели:

$$\Psi_{i,f}^{JM_J} = \Psi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) \Psi_t(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 \mathbf{r}_3) \varphi_n(\mathbf{r}_4) \sum_{\lambda LS} \Psi_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (1.12)$$

где $\Psi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha)$, $\Psi_t(\mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 \mathbf{r}_3)$, $\varphi_n(\mathbf{r}_4)$, $\Psi_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — ВФ α -частицы, тритона (t), нейтрона (n) и их относительного движения в координатах Якоби.

Относительные веса конфигураций ядра ${}^8\text{Li}$ приведены в табл.4. Из нее видно, что максимальный вклад в $\alpha-t-n$ -модели дают три компоненты, которыми мы и ограничимся в расчете:

$$\Psi_{\lambda LS}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{1111}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1121}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{3121}^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (1.13)$$

1.3. Волновые функции ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$. Ядра ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ в основном состоянии обладают ненулевым спином $J^\pi = 3/2^-$ и среди ядер $1p$ -оболочки выделяются своими нестандартными свойствами. Ядро ${}^9\text{Li}$ (β^- -нестабильное с периодом полураспада 0,18 с) интересно как экзотическое нейтроноизбыточное ядро и как кор широко изучаемого ядра ${}^{11}\text{Li}$, когда оно рассматривается в ${}^9\text{Li}-n-n$ -модели. Как было показано в [22, 25, 31], упругое рассеяние $p^{11}\text{Li}$ в основном определяется протонным рассеянием на коре ${}^9\text{Li}$ и мало чувствительно к низкоплотностному нейтронному гало, простирающемуся за пределы кора ${}^9\text{Li}$. Ядро ${}^9\text{C}$ (β^+ -нестабильное с периодом полураспада 0,127 с) привлекает значительный интерес из-за большого протонного избытка. Интересно отметить, что ядро ${}^8\text{B}$ с одним избыточным протоном имеет низкий энергетический порог отделения протона $E = 0,137$ МэВ. Более протоноизбыточное ядро ${}^9\text{C}$ имеет энергию отделения протона на порядок больше, $E = 1,297$ МэВ. Очевидно, что кластеризация и спаривание нуклонов в ядре ${}^9\text{C}$ конкурируют друг с другом.

В [64] проведен точный микроскопический расчет ВФ ядер ${}^9\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ квантовым методом Монте-Карло. Полученные многочастичные ВФ использовались при вычислении статических характеристик: энергий связи, радиусов, квадрупольных и магнитных моментов и энергетического спектра возбужденных состояний.

Плотность ядра ${}^9\text{Li}$, когда оно рассматривается как кор широко изучаемого ядра ${}^{11}\text{Li}$, обычно оценивается как одночастичная плотность или в гауссовом, или в осцилляторном виде, что, хотя и воспроизводит эмпирический среднеквадратичный радиус, явно недостаточно, чтобы описать все его статические характеристики. Более адекватный метод — конструирование плотности ${}^9\text{Li}$ в виде суммы плотностей составляющих его кластеров: α -частичного кора, четырех нейтронов в $p_{3/2}$ -оболочке с нулевым спином и протона в $p_{3/2}$ -оболочке, как это сделано в [150, 151]. С этими плотностями удалось воспроизвести среднеквадратичный материальный радиус ${}^9\text{Li}$

(2,32 фм), однако ДС рассеяния протонов при $E = 60$ МэВ/нуклон, рассчитанные в оптической модели (с учетом спин-орбитальной компоненты оптического потенциала), не воспроизводят экспериментальные данные как для ${}^9\text{Li}$, так и для ${}^{11}\text{Li}$. Из этого делается вывод, что оболочечная модель с осцилляторным потенциалом нереалистично описывает структуру ${}^9\text{Li}$.

Существенный прогресс в численных методах расчета многочастичных систем достигнут в результате использования быстродействующих компьютеров и разработки новых алгоритмов счета. Так, в [49, 51, 64, 65] ВФ зеркальных ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ конструируются в мультикластерных $\alpha-t-n-n$ - и $\alpha-{}^3\text{He}-p-p$ -моделях в рамках стохастического вариационного метода [49, 51] и квантового метода Монте-Карло [64, 65] с использованием реалистических двух- и трехчастичных потенциалов: аргоннского (AV8, AV18), Урбана IX (UIX), илинойского (III–II4). Четырехкластерные модели ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ формируются добавлением одного нуклона к трехкластерным, что является их естественным расширением. Это описание автоматически включает такие конфигурации, как ${}^8\text{Li}-n$, ${}^7\text{Li}-n-n$, ${}^6\text{He}-t$ для ${}^9\text{Li}$ и соответствующие зеркальные составляющие для ${}^9\text{C}$. В данном подходе вводятся реалистичные NN -силы и решение ищется на базисе пробных функций, в которых учтены двух- и трехчастичные корреляции. После оптимизации эти вариационные пробные функции используются как входные функции Грина в расчетах энергии по методу Монте-Карло. Более сложная вариационная функция может быть построена включением двухчастичных спин-орбитальных корреляций и дополнительных трехтельных корреляций. Однако вычислительное время, необходимое для учета этих дополнительных членов, существенно, в то время как их вклад в вариационную энергию является относительно малым. Двухтельные корреляции учитываются, когда решаются связанные дифференциальные уравнения с вложенными вариационными параметрами. Было найдено, что усредненные параметры близки к оптимальным, которые использовались для легких ядер p -оболочки. Эти ВФ воспроизводят все статические характеристики ядра, энергии основного и девяти возбужденных состояний и сечение реакции $\sigma_{\text{реак}} {}^9\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ при 800 МэВ/нуклон [65]. Модель дает полную энергию связи $E = -33,7$ МэВ при использовании аргоннского 18-параметрического потенциала, в то время как $E_{\text{экс}} = -45,34$ МэВ, первое возбужденное состояние лежит выше основного на 0,7 МэВ. Отметим, что 8-параметрический аргоннский потенциал немного лучше описывает энергию связи (для основного состояния ${}^9\text{Li}$ $E = -36,6$ МэВ [64]), чем 18-параметрический, поэтому впоследствии все расчеты проводились с усеченным 8-параметрическим.

Эти факты показывают, что даже при использовании современных компьютеров многочастичная задача не может быть строго решена, и поэтому остается место для модельных подходов.

В [123] ядерная плотность изотопов ${}^{6,8,9}\text{Li}$ описывается четырьмя феноменологическими распределениями в нескольких моделях: SF (симметри-

зованной Ферми), GH (гауссовой с гало), GG (гауссовой с гауссом, первое определяет распределение нуклонов в коре, второе — в гало), GO (гауссовой с осциллятором), и все они примерно одинаково отражают материальную плотность ${}^9\text{Li}$ (отличия наблюдаются только при самых малых $r < 1$ фм и больших $r > 5,5$ фм расстояниях) и ДС при $E = 700$ МэВ/нуклон. Вычисленная здесь же разность между протонным и нейтронным радиусами (скин) для ${}^9\text{Li}$ составила 0,48 фм, что согласуется с предсказанными в расчетах стохастическим вариационным методом — 0,42 фм [52] и квантовым методом Монте-Карло — 0,53 фм [64]. Для ядра ${}^9\text{C}$ толщина скина, вычисленная в [49], равна 0,48 фм, что является результатом большого протонного избытка. Сравнивая толщину скина, предсказанную для других экзотических ядер (например, для ${}^{6,8}\text{He}$, у которых она достигает 0,8 фм), авторы [49] делают вывод, что ядра ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ не демонстрируют протяженной гало-структуры.

1.3.1. Выбор потенциалов межкластерных взаимодействий и статические характеристики ядер ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$. Для ядра ${}^9\text{Li}$, сконструированного в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели [149, 152, 153], за основу брались парные глубокие $n-n$ - и ${}^7\text{Li}-n$ -потенциалы, содержащие ЗС, вклад которых исключается введением в гамильтониан проекторов, что и создает эффективное отталкивание на малых расстояниях между кластерами, действующее как мягкий кор. Используемые потенциалы и рассчитанные с ними статические характеристики в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели приведены в табл. 5.

В расчетах использовались потенциалы NN -взаимодействия в виде суммы гауссоид, те же, которые использовались для расчетов структуры ядер ${}^6\text{He}$ – ${}^6\text{Li}$ – ${}^6\text{B}$ [68, 71]. В первых расчетах для простоты был выбран потенциал Волкова [154]. Однако он не содержал расщепление по полному спину и плохо описывал все статические характеристики, и в дальнейшем был использован потенциал Хасегавы–Нагаты для нечетных волн [155] и Афнана–Тана [156] для четных (см. табл. 5).

В качестве ${}^7\text{Li}-n$ -взаимодействия использовался глубокий притягивающий потенциал в форме Бака [141], к которому были добавлены обменные члены. Потенциал имеет одно запрещенное S -состояние. Кулоновское взаимодействие выбиралось в стандартном виде, соответствующем либо точечному взаимодействию зарядов для случая $p-p$, либо равномерно заряженному шару для остальных взаимодействий.

Глубокий притягивающий ${}^7\text{Li}-n$ -потенциал без обменных членов и варианты 1 и 2 $n-n$ -потенциала (табл. 5) не воспроизводят статические характеристики ядра ${}^9\text{Li}$. Одним из способов усовершенствования трехтельной модели является учет смешивания конфигураций в ядре (как это показал расчет для ядра ${}^8\text{Li}$, когда в потенциалах взаимодействий были учтены тензорные силы). Поэтому следующим шагом было изменение ${}^7\text{Li}-n$ -потенциала: в него включены обменные члены с сильной спиновой зависимостью (модели 3 и 4 в табл. 5). Основной конфигурацией в этом случае будет $\lambda LLS = 0003/2$.

Таблица 5. Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации волновых функций и полученные с ними статистические характеристики ядра ${}^9\text{Li}$ в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели; экспериментальные данные: $R_m = 2,44(6)$ фм [123], $E_{7\text{Li}-n-n} = -6,096$ МэВ [157], $\mu = 3,44\mu_0$ [144, 157], $Q = -27,4(1)$ мб [157]

Потенциал		${}^7\text{Li}-n-n$ -модель	
${}^7\text{Li}-n$	Глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака* без обменных членов [149, 152]	Глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака* с обменными членами с сильной спиновой зависимостью [149, 152, 153]	Модель 4
$n-n$	Модель 1 Потенциал Волкова [149]	Модель 2 Потенциал Хасегавы-Нагаты [155] для нечетных волн, Афрана-Тана с отталкивающим кором [156] для четных волн	Модель 3 Тот же, что в варианте 2
Вес конфигурации (P)			
Конфигурация			
λ	l L S		
0	0 3/2	0,025	0,051
1	1 3/2	0,384	0,470
2	2 1 3/2	0,199	0,246
1	1 1 1/2	0,199	0,096
2	2 1 1/2	0,103	0,050
3	3 1 3/2	0,059	0,071
3	3 1 1/2	0,030	0,014
R_m , фм		2,36	2,40
E , МэВ		-8,89	-6,20
μ , μ_0		0,93	1,31
Q , мб		-35,93	-23,98
			0,654
			0,167
			0,167

* Гауссов потенциал с центральной частью $V_0 = -46$ МэВ, $\alpha = 0,172$ фм $^{-2}$ для четных волн, $V_0 = -53$ МэВ, $\alpha = 0,172$ фм $^{-2}$ для нечетных волн и спин-орбитальной частью $V_0 = -10$ МэВ.

Таблица 6. Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации ВФ, их веса для ядра ${}^9\text{C}$ в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели

Потенциал				${}^7\text{Be}$ - p - p -модель
${}^7\text{Be}$ - p				Глубокий притягивающий потенциал с запрещенными состояниями в форме Бака, тот же, что для ${}^7\text{Li} + n$ в моделях 3 и 4 в табл. 5
p - p				Потенциал Хасегавы–Нагаты [155] для нечетных волн, Афнана–Тана с отталкивающим кором [156] для четных
Конфигурация				Вес конфигурации (P)
λ	l	L	S	
0	0	0	3/2	0,714
2	2	0	3/2	0,013
1	1	1	1/2	0,136
1	1	1	3/2	0,136

Проведенные расчеты с поиском других конфигураций, отличных от основной, показали, что следующими по вкладу должны быть конфигурации $\lambda LL = 1113/2$ и $\lambda LL = 1111/2$. Однако небольшая примесь состояний с $\lambda LL \neq 0$ к основной не дает правильного значения квадрупольного момента (модель 3 в табл. 6). Правильное распределение весов основной и дополнительных конфигураций найдено в модели 4, которая привела к согласованному с экспериментальным значению квадрупольного момента.

На рис. 7 и 8 показаны профили (a) и изолинии плотности (b) разных компонент (из табл. 5) для ВФ ${}^9\text{Li}$ в модели 6. Основной пик состояния с максимальным весом $\lambda LL = 0003/2$ находится при $r = 2,5$ фм, $R = 3,4$ фм, второй максимум (с меньшей амплитудой) — при $r = 4,3$ фм, $R = 1,8$ фм (рис. 7). Эффективная протяженность ВФ (т. е. область, где ВФ еще не становится бесконечно малой) по координате r составляет 6 фм, по R — 5 фм. Здесь r — координата относительного движения двух нуклонов в ${}^9\text{Li}$, R — координата относительного движения ${}^7\text{Li}$ и центра масс двух нуклонов. Поэтому основной максимум можно отождествить с конфигурацией, когда два нуклона находятся на поверхности кора, вблизи друг от друга (на расстоянии 2,5 фм), что подобно «динейтронной» конфигурации, а второй максимум — с фигурой, когда два нуклона находятся на большом расстоянии друг от друга (4,3 фм), что отождествляется с «сигарообразной» конфигурацией. Следующие по весу конфигурации $\lambda LL = 111$ отличаются только значением S (1/2 и 3/2) (табл. 5), а так как величина спин-орбитального расщепления в данном случае (для $1p$ -оболочки) незначительна, то эти компоненты ВФ подобны друг другу и на рис. 8 приведена одна из них с $S = 1/2$. Здесь также ВФ локализована в двух максимумах с координатами $r = 2,3$ фм, $R = 2,3$ фм и $r = 4,3$ фм,

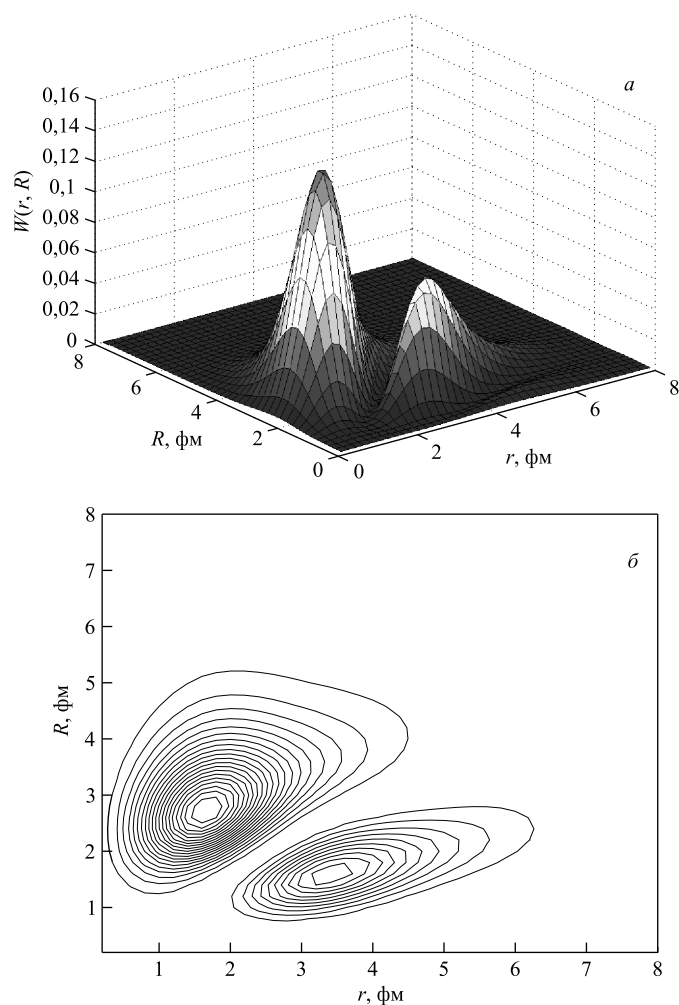
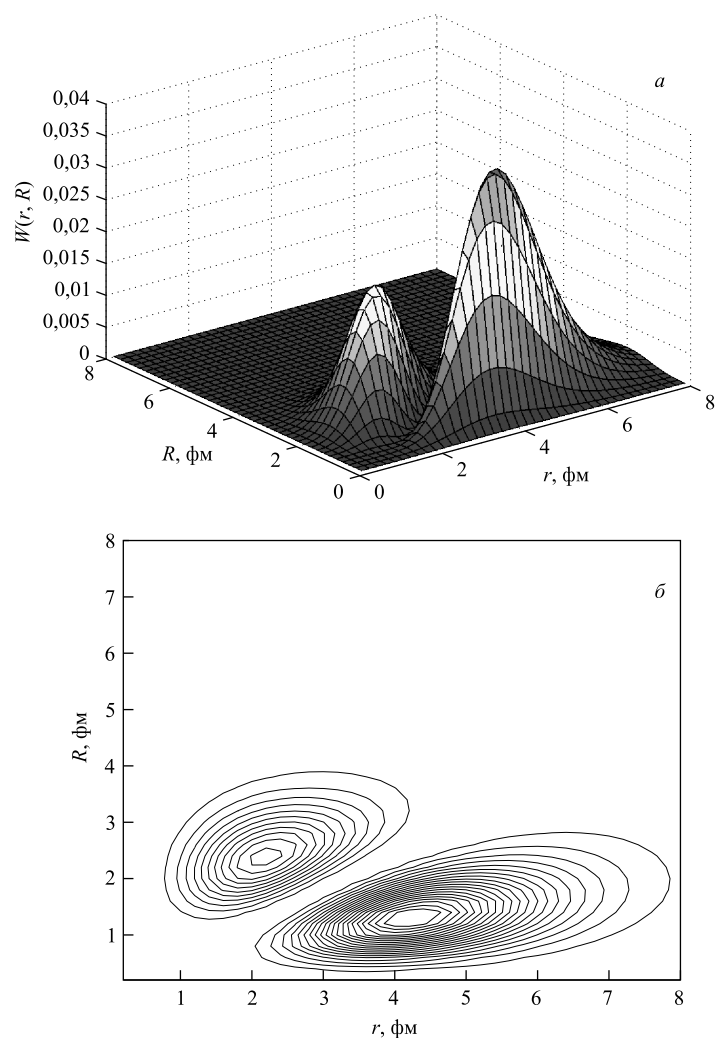


Рис. 7. Профили (а) и изолинии плотности (б) ВФ ядра ${}^9\text{Li}$ конфигурации с $\lambda L S = 0003/2$ в модели б (табл. 5)

$R = 1,2$ фм, первый из них соответствует компоненте, у которой все три частицы расположены в вершинах треугольника, близкого к равностороннему, второй — компоненте, близкой к «сигарообразной». Эта компонента ВФ по координате r простирается до 8 фм, тогда как по координате R менее чем до 4 фм, что демонстрирует большую протяженность нейтронной материи. Различие между конфигурациями $\lambda L S = 0003/2$ на рис. 7 и $\lambda L S = 1111/2$

Рис. 8. То же, что на рис. 7, для конфигурации с $\lambda LS = 1111/2$

на рис. 8 в том, что в первой конфигурации ядро преимущественно находится в «динейтронном» состоянии, во второй — в состоянии, близком к «сигарообразному», о чем говорит соотношение максимумов плотности ВФ: более удаленный от начала координат максимум на рис. 8 больше по абсолютной величине, чем первый, а на рис. 7 соотношение максимумов обратное. Как показано в [152], где ВФ рассчитана с четырьмя видами межкластерных по-

тенциалов взаимодействия, только ВФ, полученная в потенциале Бака, в который включены спин-зависимые члены (модели 3, 4 в табл. 5), дает наиболее адекватное описание статических характеристик ядра ${}^9\text{Li}$. Расчет же с ВФ, сконструированными с другими потенциалами, приводит к квадрупольному Q и магнитному μ моментам, плохо согласующимся с экспериментальными данными [157].

Так как зеркальные системы ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ различаются только кулоновским взаимодействием, то при расчете использовано одно и то же эффективное ${}^7\text{Li}$ - n -взаимодействие, т. е. для ${}^9\text{C}$ ядерная часть потенциала выбрана такой же, как для ${}^9\text{Li}$, но с учетом кулоновского взаимодействия.

Три основных компоненты $\lambda LS = 0003/2$, $\lambda LS = 1111/2$, $\lambda LS = 1113/2$ ВФ ${}^9\text{C}$ (табл. 6) близки к аналогичным компонентам ВФ ${}^9\text{Li}$, которые были рассмотрены выше. Отличие лишь в том, что вклад конфигурации $\lambda LS = 0003/2$ в ВФ ядра ${}^9\text{C}$ превышает соответствующий вклад в ядре ${}^9\text{Li}$ на 5%, вклад конфигурации $\lambda LS = 1111/2$ в ${}^9\text{C}$ на 3% меньше, чем в ${}^9\text{Li}$. Известно, что соотношение вкладов конфигураций определяется недиагональными матричными элементами гамильтониана. Кулоновское взаимодействие несколько увеличивает это перекрывание, что приводит к еще большей локализации ВФ на периферии, и для конфигураций с малыми орбитальными моментами λ и l этот эффект оказывается значительным.

Рассмотрим компоненту $\lambda LS = 2203/2$, представленную на рис. 9. Плотность ВФ в ней сконцентрирована в трех пиках с координатами $r = 1,3$ фм, $R = 2,3$ фм; $r = 3,1$ фм, $R = 2,0$ фм; $r = 4,9$ фм, $R = 1,0$ фм. В первом максимуме два протона находятся на минимальном расстоянии друг от друга, в третьем — на максимальном, наиболее близком к «сигарообразной» конфигурации. Вес этой компоненты мал (0,013), соответственно, мал и ее вклад в расчет статических характеристик.

Сравнение распределений плотности ${}^9\text{Li}$ в мультикластерной модели с чистой оболочечной, рассчитанной в потенциале гармонического осциллятора, проведенное в [49], показывает, что плотность в потенциале гармонического осциллятора спадает очень быстро у ядерной поверхности, тогда как в мультикластерной модели она более протяженная, с медленно убывающим хвостом, что находит подтверждение и в наших расчетах.

Сравнение статических характеристик по результатам разных работ для ${}^9\text{Li}$ приведено в табл. 7. Видно, что величины, вычисленные с четырехчастичными ВФ, полученными стохастическим вариационным методом [49, 52] и квантовым методом Монте-Карло [64], примерно одинаковы и близки к экспериментальным. Наш расчет с трехчастичными ВФ [149, 152, 153] в модели 1 правильно воспроизводит только среднеквадратичный радиус R_m , в модели 4 согласие достигнуто и для Q , однако магнитный момент меньше экспериментального в 2,5 раза, что свидетельствует о недостаточном вкладе внутренней области ядра, хотя этот расчет проведен с ВФ, рассчитанной в

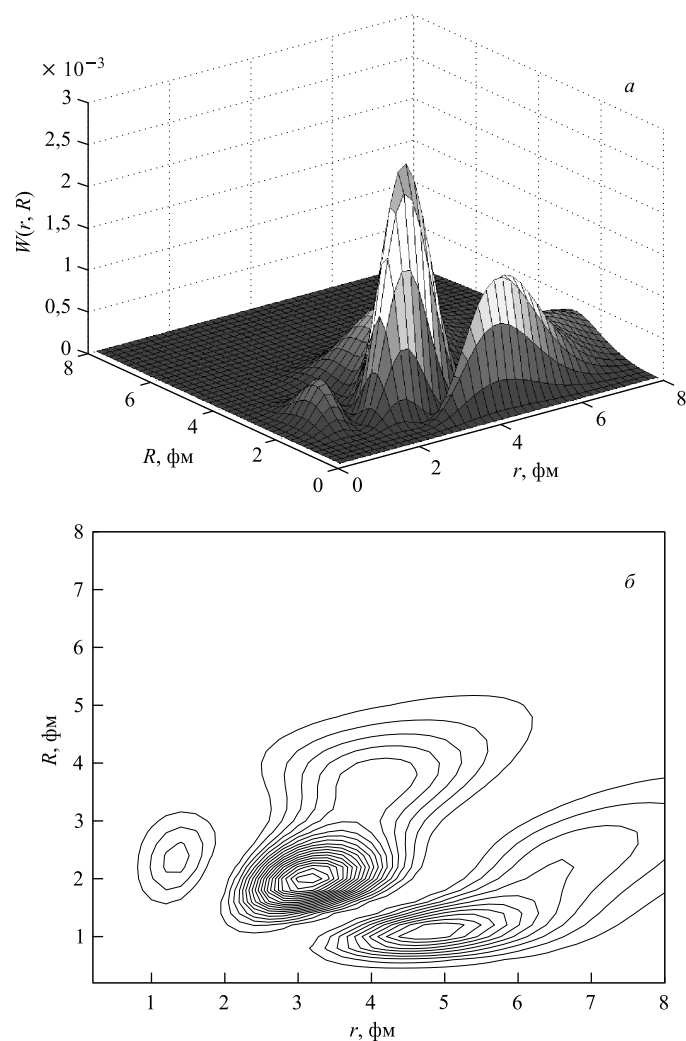


Рис. 9. Профили (а) и изолинии плотности (б) ВФ ядра ${}^9\text{C}$ конфигурации с $\lambda LS = 2203/2$

притягивающем потенциале Бака, в котором ВФ не вымирает внутри ядра, как в потенциале с отталкивающим кором.

Для ядра ${}^9\text{C}$ экспериментально измерены только R_m и μ (табл.8). Величины, рассчитанные в [49], согласуются с экспериментальными; там же предсказан большой протонный радиус и квадрупольный момент этого ядра. Вычисленный в [64] магнитный момент с потенциалом AV8 близок к экс-

Таблица 7. Характеристики ядра ${}^9\text{Li}$ по результатам разных работ

Характеристики	Эксперимент	[49, 52]	[64] IL4	[64] AV8	[149, 152] ${}^7\text{Li}+n+n$ Модель 2	[149, 152] ${}^7\text{Li}+n+n$ Модель 4
r_p , фм	2,18 [3] 2,24 [148]	2,10	1,94(1)	2,19(2)		
r_n , фм	2,39 [3]	2,52	2,39(1)	2,72(1)		
r_{rms} , фм	2,32 [3] 2,44(6) [123]	2,39			2,38	2,46
Q , фм ²	-2,74 [157]	-2,74	-2,5(1)	-3,1(1)	-4,0	-2,79
μ (μ_0)	3,44 [157]	3,43	2,54(2)	2,91(1)	0,94	1,33

Таблица 8. Характеристики ядра ${}^9\text{C}$ по результатам разных работ

Характеристики	Эксперимент [157]	[49]	[64] IL4	[64] AV8	[153]
r_p , фм		2,64			
r_n , фм		2,16			
r_{rms} , фм	2,42	2,50			2,47
Q , мб		-50,4			-31,5
μ (μ_0)	-1,39	-1,5	-0,70(4)	-1,08(3)	-0,6

периментальному, а с потенциалом же IL4 — в 2 раза меньше. Наш расчет, правильно передавая R_m , занижает магнитный момент почти в 2,5 раза, что объясняется той же причиной, что и для ядра ${}^9\text{Li}$.

В трехчастичной $\alpha-t-2n$ -модели ядра ${}^9\text{Li}$ были учтены три конфигурации λLS , однако энергия связи в канале и квадрупольный момент плохо согласуются с экспериментальными данными (см. табл. 9). Причем никакие разумные вариации параметров потенциала не смогли воспроизвести квадрупольный момент. Это может свидетельствовать о том, что выбранная конфигурация не адекватна реальной структуре ядра ${}^9\text{Li}$. Заметим, однако, что в ММО вес $\alpha-t-2n$ -конфигурации свыше 80% [53].

В расчетах использовались потенциалы $\alpha-t$ -взаимодействия в форме Гаусса [139], которые ранее были использованы для расчета структуры ядра ${}^8\text{Li}$. Из-за отсутствия в литературе каких-либо данных по $\alpha-2n$ - и $t-2n$ -взаимодействиям, потенциалы подсистем $\alpha-2n$ и $t-2n$ строились на основе $\alpha-n$ - и $t-n$ -взаимодействий. Для оптимизации выбора параметров потенциалов взаимодействий нами сделаны попытки построения потенциала на основе связанного состояния системы ${}^6\text{He} \rightarrow \alpha-2n$, а также простейшего фолдинг-потенциала $\alpha-(2n)$, где использовалась резонансная ВФ системы $2n$. Также были вычислены ВФ системы ${}^5\text{H} \rightarrow t-n-n$. К сожалению, полученные по-

Таблица 9. Потенциалы взаимодействия, учитываемые конфигурации волновых функций и полученные с ними статические характеристики ядра ${}^9\text{Li}$ в $\alpha-t-2n$ -модели

Потенциал					Модель 1	Модель 2
$\alpha-t$					Гауссов потенциал, такой же, как в табл. 4, модель 1	Гауссов потенциал в форме Бака, такой же, как в табл. 4, модель 3
$\alpha-2n$					Потенциал, сконструированный на основе гауссова $\alpha-n$	Такой же, как в модели 1
$t-2n$					Потенциал, сконструированный на основе гауссова $t-n$	Такой же, как в модели 1
Конфигурация					Вес конфигурации (P)	
λ	l	L	S			
2	1	2	1/2	0,555	0,745	
1	2	2	1/2	0,201	0,124	
3	2	2	1/2	0,201	0,124	
Статические характеристики						
R_m , фм					2,38	2,35
E^* , МэВ					-9,274	-8,998
μ, μ_0					3,38	3,50
Q , мб					-16,75	-17,4
*Экспериментальная энергия связи в канале в $\alpha-t-2n$ $E_{\alpha-t-2n} = -8,563$ МэВ [157].						

тенциалы оказались не отвечающими никаким реальным системам. Поэтому в качестве $\alpha-n$ - и $t-n$ -взаимодействий использовались потенциалы в форме Гаусса, содержащие спин-орбитальные взаимодействия, которые уже использовались для расчетов структуры ядра ${}^8\text{Li}$ [139, 140, 149]. Вариацией глубины потенциала были выбраны следующие параметры: $V_{\alpha-2n} = CV_{\alpha-n}$, где $2 > C > 1$ — варьируемый параметр. $V_0 = -20$ МэВ, $\alpha = 0,11$ фм $^{-2}$. $V_{t-2n} = CV_{t-n}$, где $2 > C > 1$ — варьируемый параметр. $V_0 = -40$ МэВ, $\alpha = 0,38$ фм $^{-2}$ для четных волн, $V_0 = -40$ МэВ, $\alpha = 0,19$ фм $^{-2}$ для нечетных волн.

Волновая функция основного состояния ядра ${}^9\text{Li}$ имеет отрицательную четность. Кластеры α и t считаются невозбужденными и имеют положительную четность. При этом для ВФ бинейтрона, имеющего изоспин $T = 1$, могут быть реализованы два случая: либо $\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T} = 001$, либо $\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T} = 111$. Предварительные расчеты ВФ показали [149], что энергия состояния с конфигурацией $\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T} = 001$ лежит значительно ниже состояния с $\tilde{L}\tilde{S}\tilde{T} = 111$. Это является следствием того, что при относительном орбитальном моменте $n-n$ -системы, равном единице, потенциалы $\alpha-2n$ - и $t-2n$ -взаимодействий

имеют одно запрещенное S -состояние. А для орбитального момента, равного нулю, имеются два запрещенных состояния в S - и P -волнах. Поэтому были проведены расчеты с использованием только dineйтронных конфигураций с $\tilde{L}\tilde{S} = 11$.

На основании вышеприведенных формул (1.1), (1.2) запишем ВФ ядра ${}^9\text{Li}$ с полным угловым моментом $J = 3/2$ и его проекцией M_J в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_{\tau\text{Li}}(\mathbf{R}_{\tau\text{Li}})\varphi_n(\mathbf{r}_1)\varphi_n(\mathbf{r}_2) \sum_{\lambda L S} \Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (1.14)$$

где $\Psi_{\tau\text{Li}}(\mathbf{R}_{\tau\text{Li}})$, $\varphi_n(\mathbf{r}_1)$, $\varphi_n(\mathbf{r}_2)$ и $\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — ВФ ${}^7\text{Li}$, двух нейтронов и относительного движения в координатах Якоби. В соответствии с табл. 5, ВФ относительного движения в модели 4 будет состоять из трех компонент

$$\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{0003/2}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1113/2}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1111/2}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (1.15)$$

Волновая функция в $\alpha-t-2n$ -модели

$$\Psi_{i,f}^{JM_j} = \Psi_{\alpha}(\mathbf{R}_{\alpha})\Psi_t(\mathbf{r}_1\mathbf{r}_2\mathbf{r}_3)\varphi_{2n}(\mathbf{r}_4\mathbf{r}_5) \sum_{\lambda L S} \Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (1.16)$$

где $\Psi_{\alpha}(\mathbf{R}_{\alpha})$, $\Psi_t(\mathbf{r}_1\mathbf{r}_2\mathbf{r}_3)$, $\varphi_{2n}(\mathbf{r}_4\mathbf{r}_5)$, $\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ — ВФ α -частицы, тритона (t), dineйтрона ($2n$) и относительного движения в координатах Якоби. В соответствии с табл. 9 вклад в $\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ будут давать следующие компоненты:

$$\Psi_{\lambda L S}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{2121/2}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{1221/2}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{3221/2}^{JM_j}(\mathbf{r}, \mathbf{R}). \quad (1.17)$$

2. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

2.1. Расчет матричного элемента упругого рассеяния. В соответствии с дифракционной теорией многократного рассеяния Глаубера амплитуда упругого рассеяния протона на составном ядре массой A может быть записана согласно [88] как интеграл по прицельному параметру \mathbf{c}_{\perp} :

$$M_{i,f}(\mathbf{q}_{\perp}) = \sum_{M_i M_f} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{c}_{\perp} d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_{\perp} \mathbf{c}_{\perp}) \delta(\mathbf{R}_A) \langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle, \quad (2.1)$$

где индексом « \perp » обозначены двумерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка, $\langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle$ — матричный элемент перехода из начального $\Psi_i^{JM_i}$ в конечное $\Psi_f^{JM_f}$ состояние ядра под действием оператора Ω ; в случае упругого рассеяния $\Psi_i^{JM_i} = \Psi_f^{JM_f}$,

$\mathbf{R}_A = \frac{1}{A} \sum_{n=1}^A \mathbf{r}_n$ — координата центра масс ядра, \mathbf{k} — импульс налетающих частиц в с. ц. м., $q = 2k \sin \theta/2$ — переданный в реакции импульс, θ — угол рассеяния.

Оператор Ω записывается в виде ряда многократного рассеяния:

$$\Omega = 1 - \prod_{\nu=1}^A (1 - \omega_\nu(\mathbf{c}_\perp - \mathbf{c}_{\perp\nu})) = \sum_{\nu=1}^A \omega_\nu - \sum_{\nu<\mu} \omega_\nu \omega_\mu + \sum_{\nu<\mu<\eta} \omega_\nu \omega_\mu \omega_\eta + \dots (-1)^{A-1} \omega_1 \omega_2 \dots \omega_A, \quad (2.2)$$

где $\mathbf{c}_{\perp\nu}$ — двумерный аналог трехмерных одночастичных координат нуклонов \mathbf{r}_ν . Для определенности проведем вычисление матричного элемента для ядра ${}^6\text{He}$, представленного в α - n - n -модели. Перепишем оператор (2.2) в альтернативном виде, исходя из того, что рассеяние происходит на α -частице и двух нейтронах, составляющих ядро ${}^6\text{He}$:

$$\Omega = \Omega_\alpha + \Omega_n + \Omega_n - \Omega_\alpha \Omega_n - \Omega_\alpha \Omega_n - \Omega_n \Omega_n + \Omega_\alpha \Omega_n \Omega_n, \quad (2.3)$$

где каждый из операторов выражается через профильные функции ω_ν следующим образом:

$$\Omega_\alpha = \omega_\nu(\mathbf{c}_\perp - \mathbf{R}_{\perp\alpha}) = \frac{1}{2\pi i k} \int d\mathbf{q}_\perp \exp(-i\mathbf{q}_\perp(\mathbf{c}_\perp - \mathbf{R}_{\perp\alpha})) f_{p\alpha}(q), \quad (2.4)$$

$$\Omega_n = \omega_n(\mathbf{c}_\perp - \mathbf{c}_\nu) = \frac{1}{2\pi i k} \int d\mathbf{q}_\perp \exp(-i\mathbf{q}_\perp(\mathbf{c}_\perp - \mathbf{c}_\nu)) f_{pn}(q). \quad (2.5)$$

Как можно видеть из приведенных формул (2.3), (2.4), α -частица в нашем расчете считается бесструктурной и рассеяние на ней происходит как на одной частице. Составная природа α -частицы учитывается динамически, когда во взаимодействии α - n используется потенциал с ЗС. Центральная часть элементарной $f_{pn}^c(q)$ амплитуды записывается стандартным образом:

$$f_{pn}^c(q) = \frac{k\sigma_{pn}^c}{4\pi} (i + \varepsilon_{pn}^c) \exp\left(-\frac{(\beta_{pn}^c q)^2}{2}\right), \quad (2.6)$$

$f_{p\alpha}^c(q)$ записывается аналогично с заменой индекса $n \rightarrow \alpha$. Параметры элементарной амплитуды σ_{pn}^c , ε_{pn}^c , β_{pn}^c являются входными параметрами теории, но определяются они из независимых экспериментов. Параметры pN -амплитуды при $E = 0,7$ и $0,07$ ГэВ/нуклон взяты такими же, как в [113]. Параметры $p\alpha$ -амплитуды взяты из [158–160].

Чтобы вычислить матричный элемент (2.1), надо подставить в него ВФ (1.7)–(1.10) и оператор (2.3)–(2.5) и проинтегрировать по всем переменным,

от которых зависит подынтегральное выражение. Однако предварительно необходимо в операторе Ω и ВФ перейти от одночастичных координат (рис. 1, пунктирные линии) к относительным — координатам Якоби (рис. 1, сплошные линии), от которых зависит $\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$. Связь между одночастичными и относительными координатами следующая:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \frac{2}{3}\mathbf{R} + \frac{1}{2}\mathbf{r} + \mathbf{R}_6, & \mathbf{r}_2 &= \frac{2}{3}\mathbf{R} - \frac{1}{2}\mathbf{r} + \mathbf{R}_6, \\ \mathbf{r}_3 &= \mathbf{R}_6 - \frac{1}{3}\mathbf{R}, & \mathbf{R}_6 &= \frac{1}{6}\sum_{i=1}^6 \mathbf{r}_i. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Подставив в (2.5) элементарную амплитуду (2.6), проинтегрируем по $d\mathbf{q}_\perp$:

$$\Omega_n = \omega_n(\mathbf{c}_\perp - \mathbf{c}_\nu) = F_n \exp(-(\mathbf{c} - \mathbf{c}_\nu)^2 \eta_n), \quad (2.8)$$

где

$$F_n = \frac{\sigma_{pN}^c}{4\pi(\beta_{pN}^c)^2} (1 - i\varepsilon_{pN}^c), \quad \eta_n = \frac{1}{2(\beta_{pN}^c)^2}. \quad (2.9)$$

Аналогично для Ω_α , с заменой индекса $n \rightarrow \alpha$.

После чего, перейдя от одночастичных координат к относительным и сделав некоторые преобразования, можно записать оператор (2.3) в следующем виде:

$$\Omega = \sum_{k=1}^7 g_k \exp(-a_k \mathbf{c}_\perp^2 - b_k \mathbf{R}_\perp^2 - c_k \mathbf{r}_\perp^2 + d_k \mathbf{c}_\perp \mathbf{R}_\perp + e_k \mathbf{c}_\perp \mathbf{r}_\perp + h_k \mathbf{R}_\perp \mathbf{r}_\perp), \quad (2.10)$$

суммирование по k означает суммирование по кратностям рассеяния: $k = 1-3$ — однократные соударения, $k = 4-6$ — двукратные, $k = 7$ — трехкратное; индексом « \perp » обозначены двумерные векторы (лежащие в плоскости xy , перпендикулярной оси z , вдоль которой движутся налетающие частицы). Здесь

$$\begin{aligned} g_k &= (F_n, F_n, F_\alpha, -F_n F_n, -F_n F_\alpha, -F_n F_\alpha, F_n F_n F_\alpha), \\ a_k &= (\eta_n, \eta_n, \eta_\alpha, 2\eta_n, (\eta_n + \eta_\alpha), (\eta_n + \eta_\alpha), (2\eta_n + \eta_\alpha)), \\ b_k &= \left(\frac{4}{9}\eta_n, \frac{4}{9}\eta_n, \frac{1}{9}\eta_\alpha, \frac{8}{9}\eta_n, \left(\frac{4}{9}\eta_n + \frac{1}{9}\eta_\alpha \right), \left(\frac{4}{9}\eta_n + \frac{1}{9}\eta_\alpha \right), \left(\frac{8}{9}\eta_n + \frac{1}{9}\eta_\alpha \right) \right), \\ c_k &= \left(\frac{1}{4}\eta_n, \frac{1}{4}\eta_n, 0, \frac{1}{2}\eta_n, \frac{1}{4}\eta_n, \frac{1}{4}\eta_n, \frac{1}{2}\eta_n \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
d_k &= \left(\frac{4}{3}\eta_n, \frac{4}{3}\eta_n, -\frac{2}{3}\eta_\alpha, \frac{8}{3}\eta_n, \left(\frac{4}{3}\eta_n - \frac{2}{3}\eta_\alpha \right), \left(\frac{4}{3}\eta_n - \frac{2}{3}\eta_\alpha \right), \left(\frac{8}{3}\eta_n - \frac{2}{3}\eta_\alpha \right) \right), \\
e_k &= (\eta_n, -\eta_n, 0, 0, \eta_n, -\eta_n, 0), \\
h_k &= \left(-\frac{2}{3}\eta_n, \frac{2}{3}\eta_n, 0, 0, -\frac{2}{3}\eta_n, \frac{2}{3}\eta_n, 0 \right),
\end{aligned}$$

где F_n, η_n определены формулой (2.9) и зависят от параметров элементарной $f_{pn}^c(q)$ амплитуды, F_α, η_α записываются аналогично, с заменой индекса n на α , и зависят от параметров элементарной амплитуды $f_{p\alpha}^c(q)$.

Подставив в формулу (2.1) ВФ (1.7), (1.8), запишем матричный элемент

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = M0_{if}(\mathbf{q}_\perp) + M1_{if}(\mathbf{q}_\perp) + M2_{if}(\mathbf{q}_\perp), \quad (2.11)$$

где

$$M0_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_s M'_s} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \langle \Psi_{000} | \Omega | \Psi_{000} \rangle, \quad (2.12)$$

$$M1_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_s M'_s} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \langle \Psi_{111} | \Omega | \Psi_{111} \rangle, \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}
M2_{if}(\mathbf{q}_\perp) &= \sum_{M_J M'_J} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_6 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_6) \times \\
&\quad \times \{ \langle \Psi_{000} | \Omega | \Psi_{111} \rangle + \langle \Psi_{111} | \Omega | \Psi_{000} \rangle \}. \quad (2.14)
\end{aligned}$$

Используя явный вид ВФ (1.9) и (1.10), увидим, что все матричные элементы можно рассчитать аналитически, так как и ВФ, и оператор (2.10) записаны в виде разложения по гауссоидам. Матричные элементы (2.12)–(2.14) вычисляются в декартовой системе координат, поскольку одноименные координаты в ВФ — трехмерные, а в операторе Ω — двумерные (обозначенные индексом « \perp »).

Приведем пример вычисления $M1_{if}(\mathbf{q}_\perp)$. Подставим в (2.13) ВФ (1.9):

$$\begin{aligned}
M1_{if}(\mathbf{q}_\perp) &= \frac{ik}{6\pi} \sum_{ijj'j'} C_{ij}^{(11)} C_{i'j'}^{(11)} \times \\
&\quad \times \sum_{mm'\mu\mu'} (-1)^{M_L+M'_L} \langle 1m \ 1\mu | 1M_L \rangle \langle 1m' \ 1\mu' | 1M'_L \rangle \times \\
&\quad \times \int d\mathbf{c}_\perp \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \langle (-\alpha_i r - \beta_j R) | \Omega | \exp(-\alpha_{i'} r - \beta_{j'} R) \rangle \times \\
&\quad \times \langle RY_{1m}(\hat{\mathbf{R}}) | RY_{1m'}(\hat{\mathbf{R}}) \rangle \langle rY_{1\mu}(\hat{\mathbf{r}}) | rY_{1\mu'}(\hat{\mathbf{r}}) \rangle. \quad (2.15)
\end{aligned}$$

Интегрирование по $d\mathbf{R}_6$ проведено с помощью δ -функции при переходе от одночастичных координат в ВФ к координатам Якоби по формулам (2.7). Чтобы проинтегрировать это выражение по координатам \mathbf{r} и \mathbf{R} в декартовой системе координат, перейдем от пространственных сферических гармоник к полиномам по формуле из [161]:

$$R^l Y_{lm}(\hat{\mathbf{R}}) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} (l+m)! (l-m)! \times \\ \times \sum_{u,\nu,w} \frac{1}{p!t!k!} \left(-\frac{R_x + iR_y}{2} \right)^p \left(\frac{R_x - iR_y}{2} \right)^t R_z^k, \quad (2.16)$$

где p, t, k — целые положительные числа: $p+t+k=l$, $p-t=m$; R_x, R_y, R_z — проекции вектора \mathbf{R} на оси декартовой системы координат.

Просуммировав в (2.15) члены, зависящие от проекций моментов, с учетом (2.16) получим следующий полином:

$$\sum_{mm'\mu\mu'} (-1)^{M_L+M'_L} \langle 1m\ 1\mu | 1M_L \rangle \langle 1m'\ 1\mu' | 1M'_L \rangle \times \\ \times \langle RY_{1m}(\hat{\mathbf{R}}) | RY_{1m'}(\hat{\mathbf{R}}) \rangle \langle rY_{1\mu}(\hat{\mathbf{r}}) | rY_{1\mu'}(\hat{\mathbf{r}}) \rangle = \\ = R_x^2(r_y^2 + r_z^2) + R_y^2 r_x^2 - 2R_x r_x (R_y r_y - R_z r_z) + 2R_z^2 r_x^2. \quad (2.17)$$

Подставив в (2.15) оператор Ω (2.10) и полином (2.17) и разделив переменные, запишем

$$M1_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \frac{ik}{6\pi} \sum_{ijj'} C_{ij}^{(11)} C_{i'j'}^{(11)} \sum_{k=1}^7 g_k \{ I_x^{(2)}(q_x) I_y(q_y) I_x(q_x) I_y^{(2)}(q_y) I_z + \\ + I_x^{(2)}(q_x) I_y(q_y) I_x(q_x) I_y(q_y) I_z^{(2)} + I_x(q_x) I_y(q_y) I_y^{(2)}(q_y) I_x^{(2)}(q_x) I_z - \\ - 2I_x^{(11)}(q_x) I_y^{(11)}(q_y) I_z + 2I_x(q_x) I_y(q_y) I_x^{(2)}(q_x) I_y(q_y) I_z^{(2)} \}, \quad (2.18)$$

где введены следующие обозначения:

$$I_z = \int_{-\infty}^{\infty} dR_z dr_z \exp(-\beta_{jj'} R_z^2 - \alpha_{ii'} r_z^2), \\ I_z^{(2)} = \int_{-\infty}^{\infty} dR_z dr_z R_z^2 \exp(-\beta_{jj'} R_z^2 - \alpha_{ii'} r_z^2),$$

$$I_x(q_x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_x dR_x dr_x \exp(-a_k \rho_x^2 - b_{kj} R_x^2 - c_{ki} r_x^2 + d_k \rho_x R_x + e_k \rho_x r_x + h_k R_x r_x + i q_x \rho_x),$$

$$I_x^{(n,m)}(q_x) = \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_x dR_x dr_x R_x^n r_x^m \exp(-a_k \rho_x^2 - b_{kj} R_x^2 - c_{ki} r_x^2 + d_k \rho_x R_x + e_k \rho_x r_x + h_k R_x r_x + i q_x \rho_x),$$

где

$$\alpha_{ii'} = \alpha_i + \alpha_{i'}, \quad \beta_{jj'} = \beta_j + \beta_{j'}, \quad b_{kj} = b_k + \beta_{jj'}, \quad c_{ki} = c_k + \alpha_{ii'}.$$

Переменные r_x , r_y , R_x , R_y входят в матричный элемент (2.18) симметрично, поэтому интегралы по y записываются аналогично. Это интегралы типа Эйлера–Пуассона, которые легко вычисляются аналитически [162]. Здесь важно отметить, что при таком подходе (записи ВФ и операторов в виде разложения по гауссоидам) возможно рассчитать все матричные элементы аналитически без каких-либо упрощений, а значит, и без потери точности. Дальнейший расчет проводился на компьютере.

Чтобы рассчитать поляризационные характеристики, необходимо в элементарной амплитуде учесть не только центральный $f_{px}^c(q)$ (2.6), но и спин-орбитальный $f_{px}^s(q)$ член, с учетом чего амплитуду запишем как

$$f_{px}(q) = f_{px}^c(q) + f_{px}^s(q) \mathbf{y} \cdot \mathbf{n}. \quad (2.19)$$

Спиновая часть амплитуды параметризована следующим образом:

$$f_{px}^s = \frac{k\sigma_{px}^s}{4\pi} q D_s (i + \varepsilon_{px}^s) \exp\left(-\frac{(\beta_{px}^s q)^2}{2}\right), \quad (2.20)$$

где индекс $x = n, \alpha$. Параметры спин-орбитальных амплитуд для $f_{px}^s(q)$ брались из [159, 160], для $f_{p\alpha}^s(q)$ — из [159, 163].

Теперь оператор Ω (2.10), который зависит от элементарных px -амплитуд в соответствии с разбиением каждой из них на сумму центральной и спин-орбитальной компонент, также будет представлять сумму двух слагаемых:

$$\Omega = \Omega^c + \Omega^s. \quad (2.21)$$

Матричный элемент рассеяния с учетом спиновой зависимости может быть записан следующим образом:

$$M_{if}(\mathbf{q}_{\perp}) = M_{if}^c(\mathbf{q}_{\perp}) + M_{if}^s(\mathbf{q}_{\perp}). \quad (2.22)$$

Дифференциальное поперечное сечение есть квадрат модуля матричного элемента:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \sum_{M_J M_{J'}} \left[|M_{if}^c(\mathbf{q}_\perp)|^2 + |M_{if}^s(\mathbf{q}_\perp)|^2 \right]. \quad (2.23)$$

Известно, что матричный элемент спин-орбитального взаимодействия мал и основной вклад в ДС дает первое слагаемое.

Анализирующая способность, характеризующая зависимость сечения рассеяния от направления спина налетающего протона, выражается через матричный элемент следующим образом:

$$A_y = \frac{2\text{Re} [M_{if}^c(\mathbf{q}_\perp) M_{if}^{s*}(\mathbf{q}_\perp)]}{d\sigma/d\Omega}, \quad (2.24)$$

и при ее вычислении невозможно обойтись без спин-орбитального матричного элемента.

2.2. Анализ дифференциальных сечений и анализирующих способностей. С ВФ в трехчастичных моделях, рассмотренных в п. 1, в рамках глауберовской теории многократного дифракционного рассеяния мы рассчитали характеристики (ДС и анализирующую способность A_y) упругого $p^6\text{He}$ -, $p^8\text{Li}$ -, $p^9\text{Li}$ -, $p^9\text{C}$ -рассеяния в инверсной кинематике для двух значений энергии 0,07 и 0,7 ГэВ/нуклон. При анализе результатов основное внимание уделяется двум вопросам: 1) как структурные особенности рассматриваемых ядер влияют на рассчитанные характеристики; 2) какое влияние оказывает механизм взаимодействия на изучаемые характеристики.

Рассчитывая ДС, достаточно учесть центральную часть элементарной pN -амплитуды (см. формулу (2.6)), поскольку спин-орбитальная часть дает незначительный вклад в сечение. При расчете анализирующей способности необходимо учесть спин-орбитальное взаимодействие в элементарной pN -амплитуде (см. формулу (2.20)) и спиновую зависимость в ВФ. Поэтому поляризационные характеристики более чувствительны к деталям расчета (структуре ВФ и механизму взаимодействия), чем ДС.

Для сравнения с экспериментом привлекались следующие данные. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на ^6He в инверсной кинематике при низких энергиях измерялось на установках ускорительной лаборатории в RIKEN [31] при $E = 0,071$ ГэВ/нуклон и при $E = 0,041$ ГэВ/нуклон [164]. Упругое рассеяние изотопов $^{4,6,8}\text{He}$ измерено при 0,70 ГэВ/нуклон Алхазовым [110, 121] с помощью заполненной водородом ионизационной камеры IKAR, которая одновременно является и газовой мишенью, и детектором отдачи до $|t| < 0,05$ (ГэВ/с)², и в дальнейшем на этой же установке в лаборатории GSI измерения продлены до $|t| = 0,2$ (ГэВ/с)² [121]. Дифференциальные сечения $p^8\text{Li}$ - и $p^9\text{Li}$ -упругого рассеяния при энергии

0,70 ГэВ/нуклон измерены в GSI [122, 123] и при энергии 0,060 ГэВ/нуклон (для $p^9\text{Li}$) — в RIKEN [165].

Теоретическое описание упругого рассеяния экзотических (нейтронно- и протонно-избыточных) ядер на различных мишенях (в том числе и протонных) проводилось многими авторами (см. во введении) в различных формах, с некоторыми из них мы сравниваем результаты наших расчетов.

2.2.1. *Зависимость дифференциального сечения и анализирующей способности от структуры ядер.* На рис. 10 показана зависимость ДС $p^6\text{He}$ -рассеяния от модельных ВФ, рассчитанных с разными потенциалами межкластерных взаимодействий (см. табл. 1) для двух значений энергии $E = 0,071$ ГэВ/нуклон (а) и $E = 0,717$ ГэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2 и 3 из [166] вычислены с ВФ в моделях 1, 2 и оболочечной. Экспериментальные данные на рис. 10, а взяты из [31], на рис. 10, б — из [110, 124].

Сравнение расчета с экспериментом на рис. 10, а показывает, что при малых углах рассеяния ($\theta < 38^\circ$) ДС с трехчастичными ВФ хорошо согласуется с экспериментальными данными, при больших углах ($\theta > 38^\circ$) расчетные кривые идут выше экспериментальных точек. Сечение, рассчитанное с оболочечной ВФ [53]: $\Psi^{JM_J} = 0,973 [2]^{31}S + 0,23 [11]^{33}P$, хуже, чем с трехчастичной, описывает эксперимент при малых углах рассеяния, совпадение же эксперимента с теорией при больших углах может быть случайным. Различия в описании ДС с различными модельными ВФ связаны с их поведением внутри ядра и на периферии. В случае малых углов рассеяния переданный импульс мал (при $\theta = 2^\circ$, $q = 0,011$ ГэВ/с) и может быть прозондирована только периферическая область ядра (т.е. асимптотика ВФ). У трехчастичной ВФ она более протяженная, чем у оболочечной, которая спадает быстро и не передает реального поведения ядерной ВФ. При больших углах рассеяния переданный импульс увеличивается (достигая значения $q = 0,217$ ГэВ/с при $\theta = 40^\circ$), частицы больше взаимодействуют во внутренней области ядра, где эффекты корреляции частиц (которые собственно и отличают одну модель от другой) проявляются сильнее, и мы наблюдаем различное поведение угловых распределений. Поэтому при больших углах ДС дает существенную информацию о вкладе кора, а при малых — о вкладе скина (ядерной периферии).

Для сравнения с нашими результатами [166] на рис. 10, а приведены результаты из работ [81, 82], в которых расчет проведен в фолдинг-модели в рамках НЕА с тремя различными плотностями ^6He : LSSM (расчет с ней показан линией 4), COSMA (расчет с ней показан линией 5) и плотность, использованная Танихатой (она близка к COSMA и на рисунке не показана). В [81, 82] был использован микроскопический оптический потенциал в рамках НЕА с действительной и мнимой частями и с учетом спин-орбитального взаимодействия. Из рисунка видно, что наилучшее согласие с экспериментом достигнуто в расчете с плотностью в LSSM (это микроскопически рассчи-

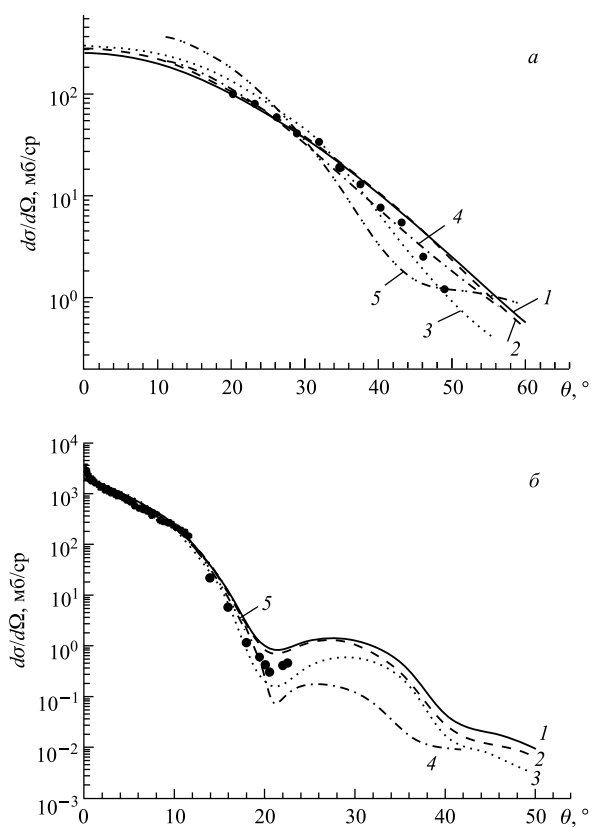
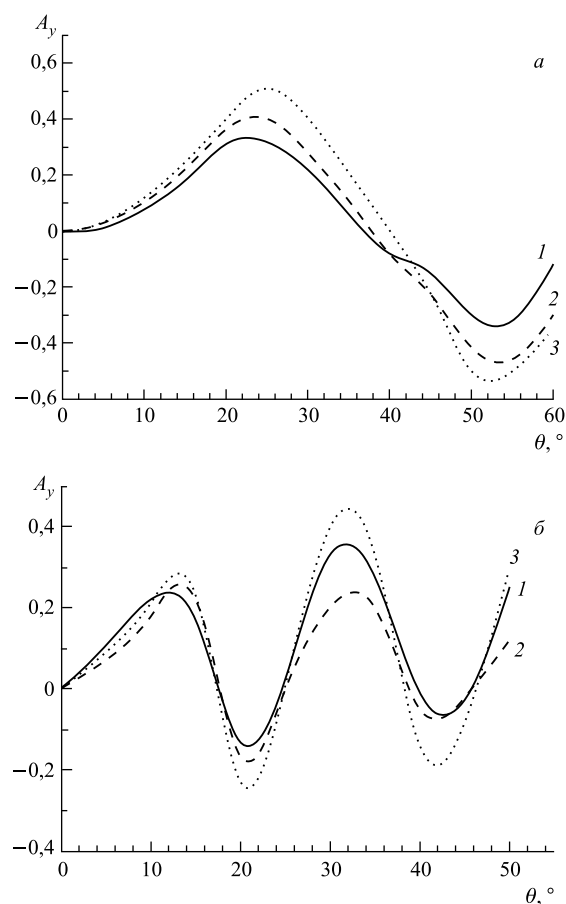


Рис. 10. Зависимость ДС $p^6\text{He}$ -рассеяния от модельных ВФ, рассчитанных с разными потенциалами межкластерных взаимодействий для энергий $E = 0,071$ (а) и $0,717$ ГэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2 и 3 рассчитаны с ВФ в моделях 1, 2 (табл. 1) и оболочечной. Экспериментальные данные на этом и остальных рисунках при $E = 0,071$ ГэВ/нуклон из [31], при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон из [110, 124]. На рис. а кривые 4 и 5 взяты из работ [81, 82], расчет с ВФ LSSM (кривая 4) и COSMA (кривая 5); на рис. б кривая 4 — из [113], кривая 5 — из [67]

танная плотность, полученная в полной $4\hbar\omega$ оболочечной модели с использованием базисной вудс-саксоновской одночастичной ВФ с реалистичским экспоненциальным асимптотическим поведением), тогда как расчет с плотностью COSMA неудовлетворительно описывает экспериментальные данные при всех углах. Физические причины предпочтительности LSSM-плотности заключаются в ее более протяженной экспоненциальной асимптотике по сравнению с плотностью, основанной на гауссоидах (COSMA).

На рис. 10, б видно, что ДС, рассчитанные с трехчастичными ВФ, адекватно описывают экспериментальные данные при малых углах и очень близки друг к другу (кривые 1 и 2), что говорит о малой чувствительности ВФ к различным межкластерным потенциалам взаимодействия. Сечение с оболочечной ВФ (кривая 3) отличается от первых двух, что особенно заметно в области минимума и при больших углах. Для сравнения с нашими результатами [166] мы приводим расчет из [113] — кривая 4 и из [67] — кривая 5. В этих работах ДС также вычислено в глауберовском приближении с полным оператором многократного рассеяния с микроскопическими трехчастичными ВФ. В [113] расчет выполнен до получения экспериментальных данных при $\theta > 12^\circ$ [124], однако он неплохо согласуется с экспериментом по крайней мере до $\theta \sim 20^\circ$. Кривая 5 рассчитана с фаддеевской трехтельной ВФ, которая приводит к правильным статическим характеристикам: энергии отделения двух нейтронов и среднеквадратичному материальному радиусу ${}^6\text{He}$. Поскольку идеология работы [67] близка к нашей, то на рисунке кривые 1 и 5 сливаются. Однако, если при малых углах $\theta < 15^\circ$ имеется не только качественное, но и количественное согласие всех рассчитанных ДС с экспериментом, то при $\theta > 15^\circ$ расчет и эксперимент расходятся и в области минимума сечений ни одна из расчетных кривых не согласуется с экспериментальными данными, хотя все они (кроме кривой 5, которая рассчитана только до $\theta \sim 18^\circ$) предсказывают минимум в области $\theta \sim 20^\circ$. Расхождение с экспериментом может быть обусловлено как неадекватностью ВФ, так и неприменимостью глауберовского приближения для больших углов.

Посмотрим, как ведет себя анализирующая способность A_y для $p^6\text{He}$ -рассеяния в зависимости от тех же ВФ, что на рис. 10. Она представлена на рис. 11. Видно, что при малых углах (до $\theta < 15^\circ$) все кривые близки друг к другу (так же, как ДС), но с увеличением угла их несоответствие увеличивается. То, что при малых углах (соответствующих малым переданным импульсам) расчетные кривые ведут себя одинаково, говорит о слабом влиянии периферической области ядра (рассеяние на нейтронном скине) на A_y . Хотя по сравнению с ДС (для которых все расчетные кривые сливаются при малых углах) поляризационные характеристики даже в области передних углов несколько отличаются друг от друга. Увеличение разброса кривых при увеличении угла (и переданного импульса) свидетельствует о различном вкладе высокоимпульсных компонент ВФ. Этот разброс обнаруживает значительную чувствительность анализирующей способности к распределению нуклонов в центральной области ядра. Существенно отличаясь друг от друга по величине осцилляций, все расчетные кривые достигают максимальных и минимальных значений при одних и тех же углах, и с увеличением энергии (от 0,07 до 0,7 ГэВ/нуклон) число осцилляций увеличивается. При $E = 0,7$ ГэВ/нуклон наблюдаются корреляции между минимумами в ДС и в A_y (рис. 11, б).

Рис. 11. То же, что на рис. 10, для A_y

В [167] рассчитаны ДС и A_y упругого рассеяния изотопов ${}^4,6,8\text{He}$ на поляризованной протонной мишени при 297 МэВ. Расчет проведен в оптической модели с использованием разложения оптического потенциала в ряд многократного рассеяния в формулировке КМТ (в импульсном приближении однократного рассеяния). На рис. 12, *a*, взятом из [167], показаны ДС $p^4\text{He}$ - (кривая 1), $p^6\text{He}$ - (кривые 2 и 3) и $p^8\text{He}$ - (кривая 4) рассеяний. Для $p^6\text{He}$ расчет проведен с трехчастичной (кривая 2) и осцилляторной (кривая 3) ВФ. Дифференциальное сечение $p^6\text{He}$ и $p^8\text{He}$ немного больше, чем $p^4\text{He}$ при малых углах, где вклад валентных нейтронов решающий. При больших углах уменьшение ДС $p^4\text{He}$ идет медленнее, чем для $p^6\text{He}$ и $p^8\text{He}$, поскольку распре-

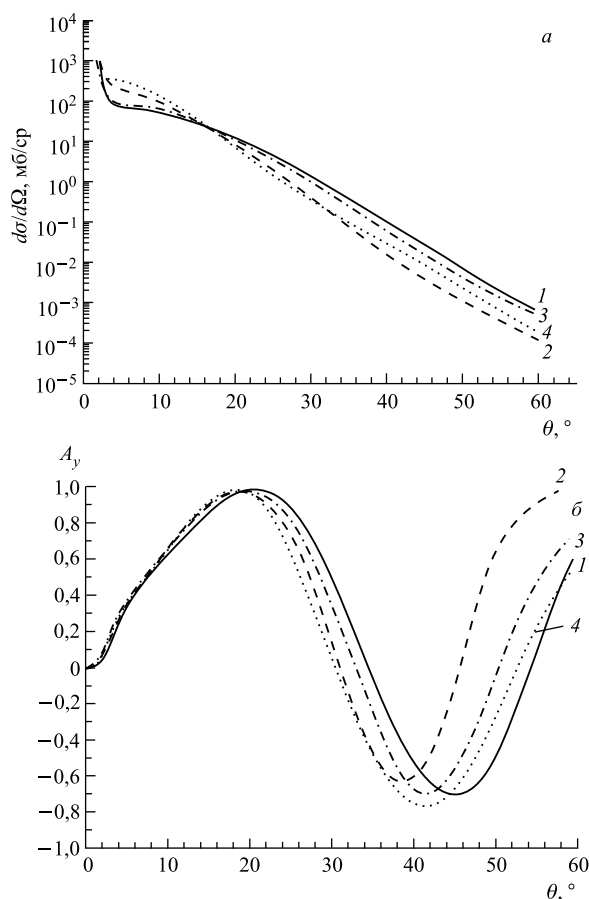


Рис. 12. Дифференциальные сечения (а) и A_y (б) упругого рассеяния $^{4,6,8}\text{He}$ на поляризованной протонной мишени при 297 МэВ из [167]. Кривая 1 — $p^4\text{He}$ -рассеяние, кривые 2 и 3 — $p^6\text{He}$ -рассеяние с трехчастичной (2) и осцилляторной (3) ВФ; кривая 4 — $p^8\text{He}$ -рассеяние

деление материальной плотности кора ^6He и ^8He в импульсном пространстве имеет более короткий радиус действия, чем в ^4He [167]. Поэтому при больших углах ДС дает существенную информацию о вкладе кора в оптической модели, что совпадает и с нашим выводом.

Анализирующие способности из [167] приведены на рис. 12, б. При малых углах расчет показывает одинаковое поведение A_y для всех ядер, несмотря на то, что распределение материальной плотности валентных нуклонов

разное (особенно для трехчастичной и осцилляторной ВФ ${}^6\text{He}$). Это объясняется тем, что спин-орбитальный вклад от валентных нейтронов гало очень мал, поскольку, когда распределение материальной плотности валентных нейтронов (с короткой областью действия) сворачивается со спин-орбитальной компонентой амплитуды NN -рассеяния, при малых переданных импульсах эта величина близка к нулю [167]. Роль скина валентных нейтронов $p^6\text{He}$ и $p^8\text{He}$ проявляется в том, что A_y слегка сдвинута в область меньших углов по сравнению с $p^4\text{He}$. Несмотря на это, анализирующие способности для $p^{4,6,8}\text{He}$ весьма похожи. Это не противоречит нашим выводам, хотя полного совпадения A_y , рассчитанных с разными ВФ при малых углах, в наших расчетах не наблюдается.

Обратимся к рис. 13. На нем приведен результат расчета ДС при $E = 0,060$ (а) и $E = 0,698$ ГэВ/нуклон (б) для $p^8\text{Li}$ -рассеяния с ВФ в α - t - n -модели [152] с различными вариантами потенциалов межкластерных взаимодействий. Экспериментальные данные на рис. 13, б взяты из [122, 123]. Кривые 1, 2, 3 — расчет с ВФ моделей 1, 3, 6, представленных в табл. 4. Все три кривые, одинаково описывая ДС при малых углах рассеяния (объяснение чему дано при анализе $p^6\text{He}$ -рассеяния), существенно отличаются лишь в области минимумов. С чем связано различное поведение в области минимума, наиболее характерной как для ДС, так и для A_y , представленных кривых? Обратимся к табл. 4 и посмотрим, чем отличаются используемые в расчетах ВФ. Основное их отличие — в α - t -потенциале. В модели 6 в α - t -потенциале учтено тензорное взаимодействие, которое существенно увеличивает вес компонент с $L = 2$ (что видно из сравнения их весов в табл. 4). Вклад этих компонент приводит к увеличению квадрупольного момента до значения $Q = 30,36$ мб, близкого к экспериментальному и к заполнению минимума в ДС, как это видно из сравнения кривой 3 с двумя другими. Известно [168, 169], что рассеяние на ядрах с большими значениями квадрупольных моментов, таких как ${}^7\text{Li}$ ($Q = -40$ мб), ${}^9\text{Be}$ ($Q = 53$ мб), демонстрирует ДС со значительно менее резко выраженной дифракционной картиной, чем на сферически-симметричных. Объясняется это тем, что электростатический потенциал ядра можно представить в виде монопольного и квадрупольного членов, последнее (хотя и более слабое) заполняет минимумы в дифракционной картине, обусловленной монопольным рассеянием, и не дает существенного вклада в максимумы. В нашем случае компоненты ВФ с $L = 2$ как раз и дают вклад в заполнение минимума сечения и в квадрупольный момент, как видно из табл. 4. Сравнение с имеющимися экспериментальными данными при $E = 0,698$ ГэВ/нуклон показано на рис. 13, б. В области малых углов рассеяния до $\theta \sim 11,3^\circ$ (что соответствует $|t| = 0,049$ (ГэВ/ c)²) согласие с экспериментом наблюдается для всех вариантов расчета, что, как и в случае $p^6\text{He}$ -рассеяния, свидетельствует о том, что ДС менее чувствительно ко вкладу периферической области ядра, т. е. к рассеянию на единственном ва-

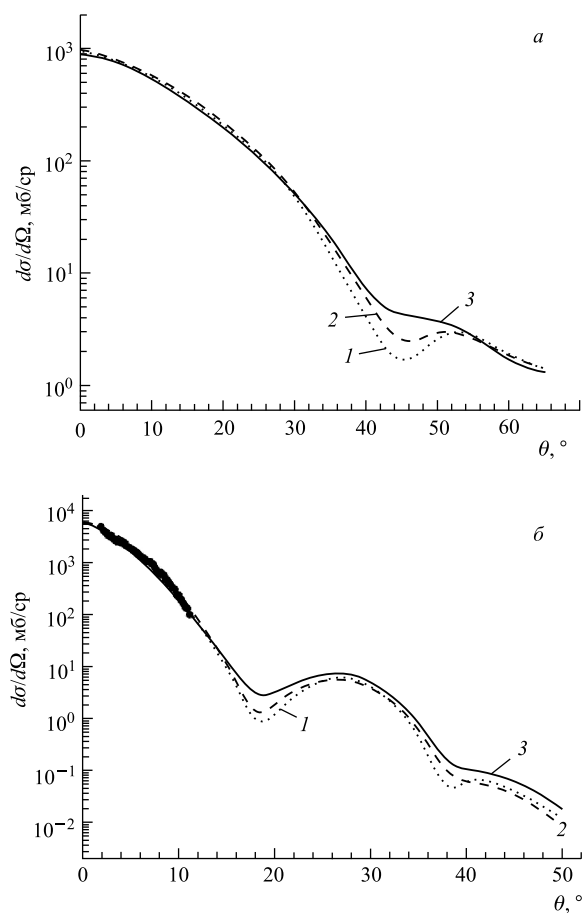
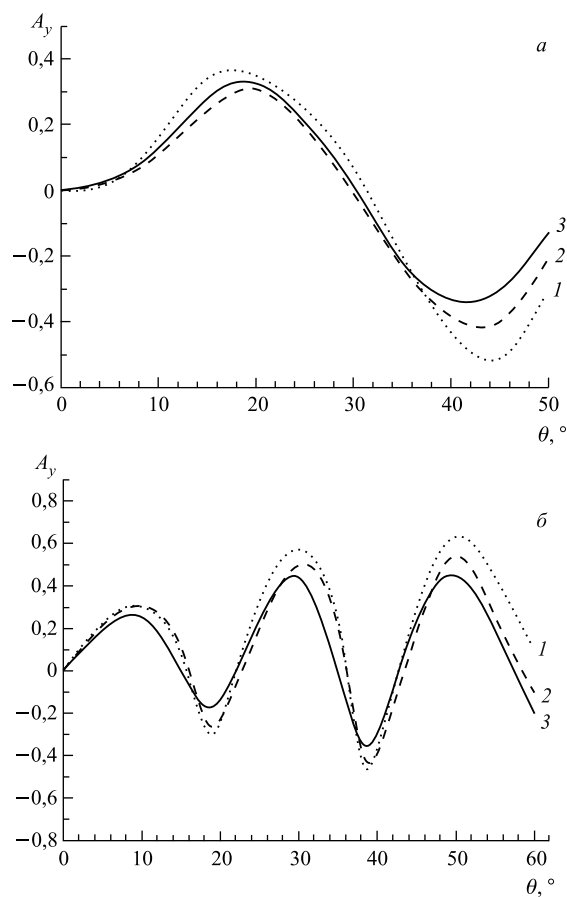


Рис. 13. Зависимость ДС $p^8\text{Li}$ -рассеяния от модельных ВФ, рассчитанных с различными вариантами потенциалов межкластерных α - t -взаимодействий при $E = 0,060$ (а) и $E = 0,698$ ГэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2, 3 — расчет с ВФ вариантов 1, 3, 6, представленных в табл. 4. Экспериментальные данные на этом и рис. 21, б при $E = 0,698$ ГэВ/нуклон из [122, 123]

лентном нуклоне. При больших углах ДС становится более чувствительным к структурным особенностям различных ВФ, что особенно заметно в областях минимумов при $\theta \sim 18$ и 38° .

Рассмотрим, как изменяется анализирующая способность в зависимости от различных модельных ВФ на рис. 14 при $E = 0,060$ (а) и $E = 0,698$ ГэВ/нуклон (б). Кривые 1, 2, 3 — расчет с ВФ моделей 1, 3, 6

Рис. 14. То же, что на рис. 13, для A_y

из табл. 4. Закономерности ее поведения те же, что были отмечены для $p^6\text{He}$ -рассеяния: при малых углах ($\theta < 15^\circ$) при обеих энергиях анализирующие способности близки друг к другу, с увеличением угла их поведение становится более различающимся; с увеличением энергии число осцилляций возрастает, минимумы A_y коррелируют с минимумами ДС. Самые большие осцилляции наблюдаются у кривой 1, рассчитанной с ВФ в модели 1 (табл. 4). Из сравнения ДС (на рис. 13) и A_y видно, что последняя более чувствительна к структурным особенностям ВФ.

Измерение поляризационных характеристик является сложной экспериментальной задачей даже для стабильных мишеней, а для рассматриваемых

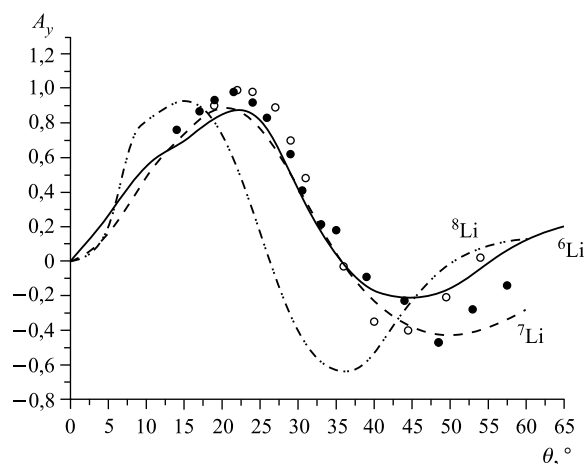


Рис. 15. Сравнение анализирующих способностей $p^6\text{Li}$ -, $p^7\text{Li}$ - и $p^8\text{Li}$ -рассеяния при $E = 0,2$ ГэВ. Экспериментальные данные: ● — ^6Li из [170]; ○ — ^7Li из [169]

нами ядер оно не выполнено до сих пор. На рис. 15 приведено сравнение A_y для рассеяния 0,2 ГэВ-протонов на ядрах ^6Li (сплошная кривая), экспериментальные данные из [170] обозначены светлыми кружками, ^7Li (штриховая кривая), экспериментальные данные из [169] обозначены темными кружками и ^8Li (штрихпунктирная кривая). Расчет проведен в глауберовском приближении [171] с ВФ в $\alpha-n-p$ - [68–70], в $\alpha-t$ - [139] моделях для $^{6,7}\text{Li}$ и с ВФ ^8Li в модели 6. Для ядер $^{7,6}\text{Li}$ наши кривые примерно одинаково описывают A_y в первом максимуме, но для углов, больших 35° , наблюдаются существенные расхождения. Ни один из проведенных расчетов удовлетворительно не описывает минимум A_y . В [169, 170] расчеты ДС и A_y проводились в оптической модели, в первом варианте которой использовался стандартный потенциал Вудса–Саксона, во втором — микроскопический фолдинг-потенциал. Однако расчеты из [169, 170] (не приведены на нашем рисунке) соответствуют эксперименту только до $\theta < 35^\circ$, но неверно воспроизводят отрицательный наклон и положение минимума экспериментальных данных в области $\theta > 35^\circ$, что, по мнению авторов, должно быть отнесено за счет недостаточности модели однократного рассеяния и низкого качества определения ядерной плотности. Из сравнения всех кривых видно, что A_y для $p^6\text{Li}$ - и $p^7\text{Li}$ -рассеяния близки друг к другу до $\theta \leq 35^\circ$, тогда как для $p^8\text{Li}$ нули A_y сдвинуты примерно на 10° в область меньших углов, что указывает на особенность структуры этого ядра.

Перейдем к рассмотрению рассеяния на ядрах ^9Li и ^9C . На рис. 16 и 17 показаны результаты расчета ДС и A_y для $p^9\text{Li}$ - и $p^9\text{C}$ -рассеяний при энер-

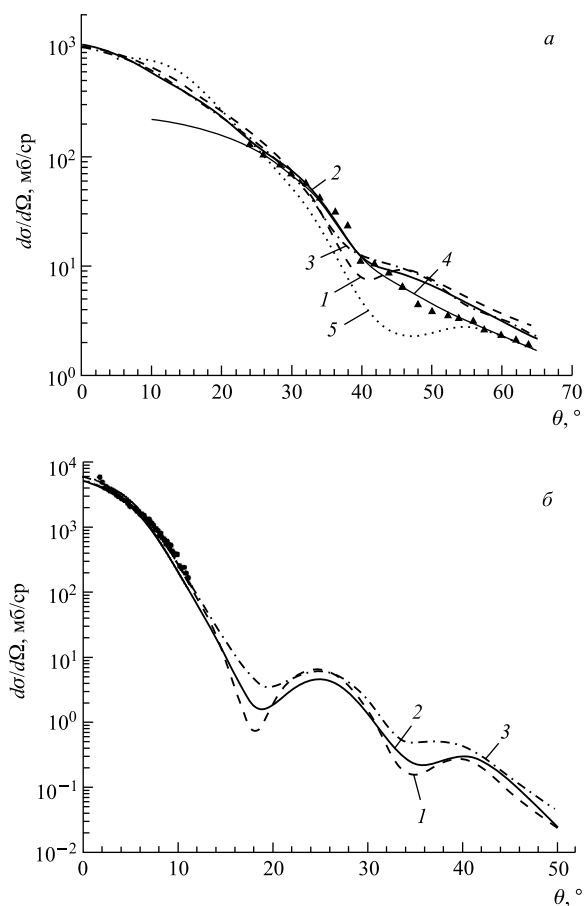


Рис. 16. Зависимость ДС $p^9\text{Li}$ -рассеяния от модельных ВФ, рассчитанных с разными потенциалами межкластерных взаимодействий для энергий $E = 0,06$ (а) и $0,717$ ГэВ/нуклон (б). Кривые 1 и 2 — расчет с ВФ в моделях 3 и 4 из табл. 5, кривая 3 — расчет для $p^9\text{C}$ с ВФ в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели из табл. 6. Экспериментальные данные на этом и рис. 18, а при $E = 0,06$ ГэВ/нуклон из [165], при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон из [122, 123]. На рис. а приведены результаты расчета в оптической модели из [173] — кривая 4 и [174] — кривая 5

гиях $E = 0,060$ (рис. 16, а, 17, а) и $0,703$ ГэВ/нуклон (рис. 16, б, 17, б) с ВФ в ${}^7\text{Li}$ - n - n - и ${}^7\text{Be}$ - p - p -моделях. Кривые 1 и 2 — наш расчет [153, 172] с ВФ в ${}^7\text{Li}$ - n - n -модели с разными вариантами (3 и 4) межкластерных взаимодействий из табл. 5, кривая 3 — расчет для ${}^9\text{C}$ с ВФ в ${}^7\text{Be}$ - p - p -модели из

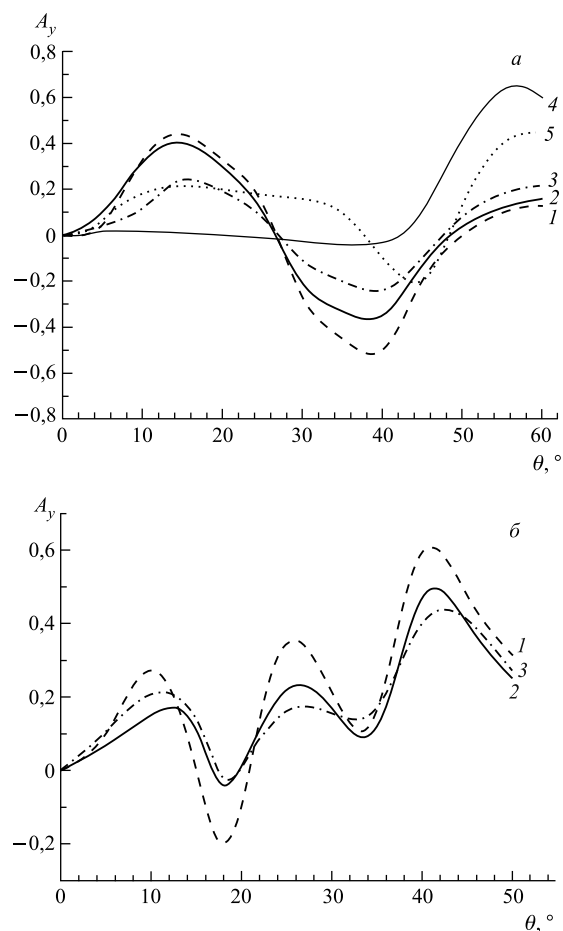
Рис. 17. То же, что на рис. 16, для A_y

табл. 6. Экспериментальные данные из [165] для $E = 0,06$ и из [122, 123] для $E = 0,703$ ГэВ/нуклон.

Поскольку ядро ${}^9\text{C}$ в ${}^7\text{Be}-p-p$ -модели является зеркальным аналогом ${}^9\text{Li}$ в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели, различие в расчете ДС и A_y состоит в том, что там, где в операторе Ω для ${}^9\text{Li}$ используется элементарная pn -амплитуда, для ${}^9\text{C}$ ее заменяет pp -амплитуда. Различия же параметров этих амплитуд невелики: при $E = 0,2$ ГэВ $\sigma_{pn} = 4,2$ фм², $\sigma_{pp} = 2,36$ фм², $\varepsilon_{pn} = 0,71$, $\varepsilon_{pp} = 1,15$, $\beta_{pn} = 0,68$, $\beta_{pp} = 0,65$ [158], при $E = 1,0$ ГэВ $\sigma_{pn} = 4,04$ фм², $\sigma_{pp} = 4,75$ фм², $\varepsilon_{pn} = -0,5$, $\varepsilon_{pp} = -0,1$, $\beta_{pn} = 0,21$, $\beta_{pp} = 0,21$ [159].

Сравнивая наш расчет [152, 153, 172] с экспериментом [165] на рис. 16, *a*, отметим, что вычисления, проведенные в глауберовском приближении с ВФ в моделях 3 и 4 (табл. 5), количественно согласуются с экспериментальными данными только в передней области углов до $\theta < 30^\circ$, дальше до $\theta < 40^\circ$ расчетные сечения лежат ниже экспериментальных, а при $\theta > 45^\circ$ — выше экспериментальных точек. Это может быть объяснено двумя обстоятельствами: неприменимостью глауберовского формализма для средних и больших углов рассеяния и не совсем адекватным описанием внутренней области ядра. Для сравнения с нашими результатами на рисунке приведены результаты расчетов в оптической модели из [173] (кривая 4) и [174] (кривая 5). В [173] ДС рассчитаны в оптической модели с комплексным фолдинг-потенциалом и с плотностью, учитывающей эффекты ядерной среды. Эффективный NN -потенциал получается из решения уравнения Бете–Бракнера–Голдстоуна в бесконечной ядерной материи. Эта кривая правильно воспроизводит экспериментальные данные во всем угловом диапазоне, поскольку расчет проведен в оптической модели, не связанной с ограничением на большие углы рассеяния (как в глауберовской теории). Напротив, кривая 5 из [174], в которой вычисления проведены также в оптической модели с парижско-гамбургским нелокальным потенциалом, лежит ниже экспериментальных данных почти во всем угловом диапазоне, кроме нескольких точек в области углов $\theta > 55^\circ$.

На рис. 16, *b* в области передних углов до $\theta < 15^\circ$ все кривые одинаково воспроизводят ДС, согласуясь с экспериментальными данными. Различия имеют место в областях дифракционных минимумов и при больших углах рассеяния. Степень заполнения минимумов коррелирует с величиной квадрупольного момента Q : сечению с самым глубоким минимумом (кривая 1) соответствует $|Q| = 23,98$ мб; сечению, у которого минимум меньше (кривая 2), соответствует $|Q| = 27,9$ мб (табл. 5); сечению с самым неглубоким минимумом (кривая 3 для ${}^9\text{C}$) соответствует $|Q| = 31,5$ мб (табл. 8). Заполнение минимумов в ДС и увеличение квадрупольного момента связаны с учетом в ${}^7\text{Li}$ - n -потенциале обменных членов с сильной спиновой зависимостью, что приводит к компонентам ВФ с $L = 1$ с заметными весами (табл. 5). Как показано в [175], учет спин-орбитальных компонент в оптическом потенциале существенно сглаживает минимумы в ДС. Результат расчета для ядра ${}^9\text{C}$ (кривая 3) для обоих значений энергии близок к результату для ${}^9\text{Li}$ (особенно к кривой 2), что естественно объясняется близостью их ВФ, вычисленных в одинаковых потенциалах.

Перейдем к рассмотрению анализирующей способности. На рис. 17, *a* представлены A_y при $E = 0,06$ ГэВ/нуклон. (Обозначения кривых те же, что на рис. 16, *a*.) Кривые 1 и 2 различаются по абсолютной величине, но подобны друг другу по расположению максимумов и минимумов. Самые большие осцилляции у кривой 1 (у нее же глубже минимумы в ДС). Анализирующая

способность для ${}^9\text{C}$ (кривая 3) близка к A_y для ${}^9\text{Li}$ (кривая 2), что, как и для ДС, объясняется сходством их ВФ.

Предсказания для этой характеристики, сделанные в [173, 174] (в рамках тех же формализмов, что и для ДС, описанных выше), качественно и количественно различаются как с нашими, так и между собой. Так, A_y из [173] (кривая 4) близка к нулю во всей области передних углов до $\theta < 42^\circ$ и достигает максимума (+0,6) при $\theta \approx 57^\circ$, тогда как A_y из [174] (кривая 5) при $\theta < 38^\circ$ имеет небольшое положительное значение (+0,2), при $\theta \approx 45^\circ$ достигает минимума (-0,2) и дальше возрастает до 0,45 при $\theta \approx 60^\circ$. Сравнивая A_y , предсказанные в [174] с тремя различными плотностями ${}^9\text{Li}$ (рассчитанными с разными потенциалами взаимодействия, на нашем рисунке не показанными), можно видеть, что все они отличаются друг от друга, вплоть до того, что при некоторых углах находятся в противофазе: одна кривая достигает максимума, а другая — минимума. Таким образом, даже при сравнительно небольших вариациях расчета поляризационные характеристики могут кардинально отличаться друг от друга.

На рис. 17, б показаны A_y для $E = 0,703$ ГэВ/нуклон. Обозначения кривых 1, 2 и 3 те же, что на рис. 16, б. Максимумы и минимумы анализирующей способности локализованы при одних и тех же углах рассеяния, хотя их амплитуды существенно различаются. Самая большая амплитуда колебаний у кривой 1 (соответствующее ДС на рис. 16, б имеет наиболее глубокие минимумы), самая сглаженная — кривая 3 (для ядра ${}^9\text{C}$, соответствующее ДС на рис. 16, б также имеет наиболее заполненные минимумы). По сравнению с рис. 17, а при энергии 0,703 ГэВ/нуклон A_y осциллирует сильнее, у нее три максимума и два минимума, которые коррелируют с минимумами ДС на рис. 16, б.

По совокупности данных, представленных на рис. 16 и в табл. 5, можно сделать вывод, что лучшее описание ДС и статических характеристик достигнуто с ВФ в модели 4, вычисленной в потенциале Бака с обменными членами с сильной спиновой зависимостью.

На рис. 18 представлены результаты расчета ДС $p^9\text{Li}$ -рассеяния с ВФ ядра ${}^9\text{Li}$ в $\alpha-t-2n$ -модели из табл. 9 (кривые 1 и 2) и для сравнения в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели (кривая 3, та же, что кривая 2 на рис. 16) при $E = 0,06$ ГэВ/нуклон (а) и $E = 0,703$ ГэВ/нуклон (б). Расчет с обоими вариантами $\alpha-t$ -потенциалов (кривая 1 — модель 1, кривая 2 — модель 2) приводит примерно к одинаковому результату в описании ДС, отличие наблюдается лишь в области минимумов сечений. Более существенные различия наблюдаются между расчетами с ВФ в разных моделях: сечение с $\alpha-t-2n$ ВФ при обоих значениях энергии имеет более выраженную дифракционную структуру, чем с ${}^7\text{Li}-n-n$ ВФ. Кривая 3 во всей области углов лежит выше кривых 1 и 2, причем расхождение в абсолютной величине сечений увеличивается с увеличением угла рассеяния. Почему ДС с ${}^7\text{Li}-n-n$ ВФ имеет более глад-

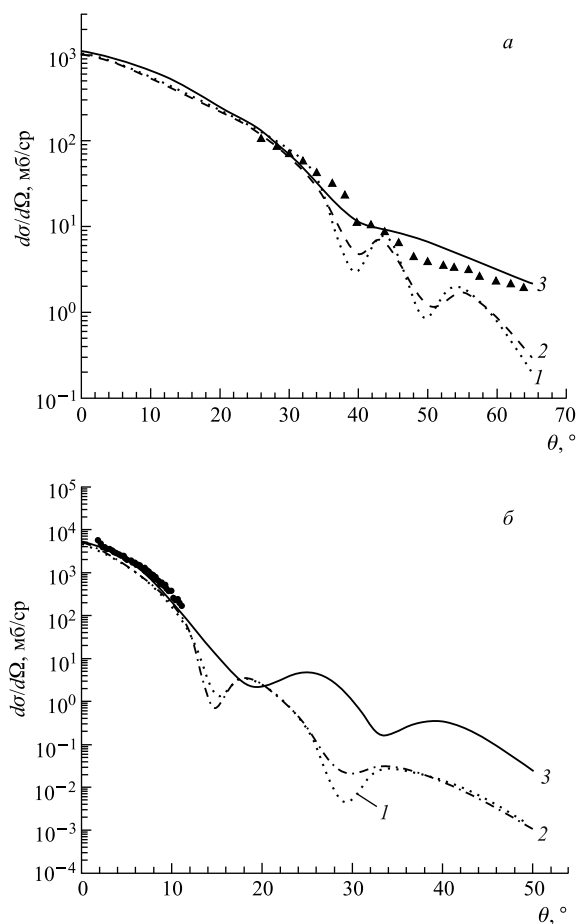


Рис. 18. Дифференциальные сечения $p^9\text{Li}$ -рассеяния с ВФ ядра ^9Li в $\alpha-t-2n$ -модели. Кривые 1 и 2 — расчет с ВФ в моделях 1 и 2 из табл. 9, кривая 3 (та же, что кривая 2 на рис. 16) — расчет с ВФ в $^7\text{Li}-n-n$ -модели; а) $E = 0,06$ ГэВ/нуклон; б) $E = 0,703$ ГэВ/нуклон

кую структуру, без глубоких минимумов, которые наблюдаются в сечении с $\alpha-t-2n$ ВФ? Это является следствием различного описания внутренней структуры ядра, о чем свидетельствует и значение квадрупольного момента Q . Теоретическое значение квадрупольного момента, вычисленное с $\alpha-t-2n$ ВФ ^9Li , равно $Q_{\text{теор}} = -16,75$ мб в модели 1 и $-17,4$ мб в модели 2 (табл. 9), с $^7\text{Li}-n-n$ ВФ — $Q_{\text{теор}} = -27,93$ мб, тогда как измеренное $Q_{\text{эсп}} = -27,4$ мб. Это важная характеристика, определяющая квадрупольную деформацию ядра.

Для используемых в $\alpha-t-2n$ -модели ВФ она почти на 40 % не совпадает с экспериментальной. Как уже говорилось, заполнение дифракционных минимумов происходит как раз в сильно деформированных ядрах со спином $J > 1$. Так что наличие глубоких минимумов у кривых 1 и 2 может быть связано с недоучетом квадрупольной деформации ядра в этой модели.

При $E = 0,7$ ГэВ/нуклон эксперимент проведен только для передних углов рассеяния и самая интересная область (интерференции) лежит вне его предела, что не позволяет сделать полностью аргументированный вывод о пригодности различных модельных ВФ. Однако то, что кривые 1 и 2 (с ВФ в $\alpha-t-2n$ -модели) хуже, чем кривая 3, согласуются с экспериментом, а также сравнение статических характеристик в табл. 5 и 9 убеждает в предпочтительности ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели ядра ${}^9\text{Li}$.

Сравнение ДС на рис. 18, рассчитанных с ВФ в $\alpha-t-2n$ - и в ${}^7\text{Li}-n-n$ -моделях (кривые 1, 2 и 3), показывает, что они достаточно сильно отличаются друг от друга, тогда как ДС с ВФ, рассчитанными в одной модели, но с разными потенциалами межкластерных взаимодействий (кривые 1 и 2 на рис. 18 и на рис. 16), близки друг к другу. Очевидно, это означает, что правильно выбранная кластерная структура для описания как статических, так и динамических характеристик важнее, чем тот или иной вид межкластерных потенциалов. То, что ВФ в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели лучше описывает экспериментальные данные при всех энергиях, подтверждает доминирующую двухкомпонентную структуру ${}^9\text{Li}$ в виде кора ${}^7\text{Li}$ и скина из двух нейтронов.

Сравним экспериментальные данные и теоретические расчеты ДС для ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$, показанные на рис. 19 при близких энергиях $E = 0,060$ и $0,065$ ГэВ/нуклон. Экспериментальные данные взяты из [165] для $p^9\text{Li}$ (треугольники) и из [173] для $p^6\text{Li}$ (светлые кружки) и $p^7\text{Li}$ (темные кружки). Экспериментальные сечения для всех ядер близки друг к другу (до $\theta \sim 48^\circ$), они монотонно убывают с увеличением угла рассеяния и имеют неявно выраженный минимум (скорее, перегиб в сечении) при $\theta \approx 45^\circ$. Однако при больших углах экспериментальное сечение для $p^9\text{Li}$ -рассеяния убывает медленнее, чем для $p^6\text{Li}$ и $p^7\text{Li}$. Теоретические ДС рассчитаны в рамках глауберовской теории [176] с ВФ в $\alpha-n-p$ - (для ${}^6\text{Li}$, штриховая кривая), $\alpha-t$ - (для ${}^7\text{Li}$, пунктирная кривая) и ${}^7\text{Li}-n-n$ - (для ${}^9\text{Li}$, сплошная кривая) моделях. Все кривые примерно одинаково описывают сечения в области передних углов, но при больших углах появляются расхождения, объяснение которым дано выше. Дифференциальное сечение для ядра ${}^7\text{Li}$ лучше остальных согласуется с экспериментальными данными, что мы относим на счет хорошо подогнанной $\alpha-t$ ВФ этого ядра [139, 140] (в частности, она правильно описывает квадрупольный момент).

Таким образом, показано, что ДС хотя и зависят от структуры ВФ, однако при малых углах рассеяния (там, где заметную роль играет асимптотическое поведение ВФ) зависимость эта очень слабая: все кривые одинаково описы-

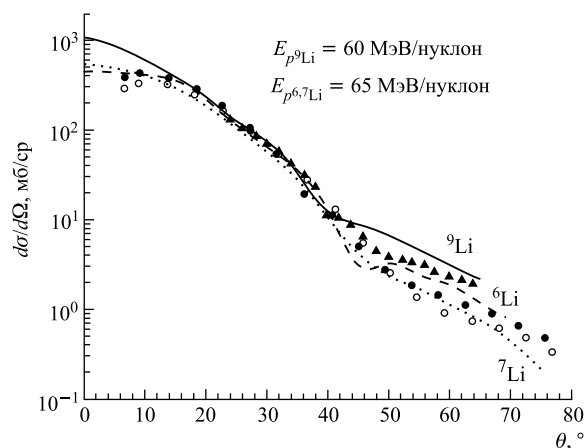


Рис. 19. Дифференциальные сечения рассеяния на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^9\text{Li}$ при $E = 60$ и 65 МэВ/нуклон. Штриховая, пунктирная и сплошная кривые — расчет для ядер ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$. Экспериментальные данные: \blacktriangledown — ${}^9\text{Li}$ из [165]; \bullet — ${}^7\text{Li}$ из [173]; \circ — ${}^6\text{Li}$ из [173]

вают сечение до углов $\theta < 20^\circ$. Если же в некоторых работах делается противоположный вывод (о сильной зависимости сечения от асимптотического поведения плотности), как, например, в [111] при изучении малочастичных корреляций в $p^6\text{He}$ -рассеянии, то, как показал Алхазов [121], это происходит не от того, что ДС очень чувствительно к асимптотике ВФ, а потому, что в расчетах использованы такие плотностные распределения, которые отличаются не только на больших ($r > 6$ фм), но и на малых ($r < 5$ фм) расстояниях. И в этом причина того, что ДС с разными плотностями могут значительно отличаться друг от друга. О малой чувствительности ДС упругого рассеяния к различным распределениям плотностей при малых углах рассеяния говорится и в [177], в которой ДС упругого $p^8\text{He}$ -рассеяния при $E = 26, 45$ и 72 МэВ/нуклон рассчитано двумя разными методами: DWBA с JLM-потенциалом и в эйкональном приближении. При малых углах рассеяния ДС с различными распределениями плотностей (полной материальной и нейтронного скина), полученными в COSMA, одинаково описывают экспериментальные данные, тогда как при больших углах расчетные кривые отличаются друг от друга, из чего может быть обнаружено различие между кором и скином. Однако авторы подчеркивают, что различие в распределении плотности в коре и на периферии не очень заметно и модельно-зависимо, и чтобы использовать его для измерения распределения плотности, требуются точные измерения сечения при больших углах, что является трудной задачей из-за малости ДС.

Аналогичный вывод сделан в [22, 122, 167]. «Вклад от нуклонов кора имеет максимум при ббльших углах, чем от нейтронов гало» [22].

2.2.2. *Зависимость дифференциального сечения от структурных составляющих волновых функций.* Рассмотрим более детально, какой вклад в ДС дают различные компоненты ВФ. Для $p^6\text{He}$ -рассеяния ВФ относительного движения можно записать как сумму двух компонент (см. формулу (1.8)). Подставив ее в амплитуду (2.1), а затем в ДС (2.23), можем вычислить, какой вклад в сечение дает каждая из компонент:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_{\text{He}} \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_{\text{He}}) \times \right. \\ \left. \times \left\{ \langle \Psi_{0000}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{0000}^{JM_J} \rangle + \langle \Psi_{1111}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{1111}^{JM_J} \rangle \right\} \right. \quad (2.25)$$

На рис. 20, *a* показан вклад в ДС (кривая 1, та же, что кривая 1 на рис. 10, *b*) от S -волны (кривая 2), соответствующей учету первого члена в формуле (2.1), и P -волны (кривая 3), соответствующей учету второго члена в формуле (2.1) при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон. Чтобы объяснить поведение сечения, обратимся к геометрической форме различных ядерных состояний. Как видно из рис. 2, S -состояние ВФ включает в себя две геометрические конфигурации: динейтронную $\alpha-(2n)$ с максимумом в точке $r \approx 1,7$ фм, $R \approx 3$ фм и сигарообразную $(n-\alpha-n)$ с максимумом при $r \approx 4$ фм, $R \approx 1$ фм, где r — среднее расстояние между двумя нейтронами, R — среднее расстояние между центром масс двух нейтронов и α -частицей. Из-за того, что в $\alpha-(2n)$ -конфигурации $r \approx 1,7$ фм, следует, что динейтронный кластер в ядре сильно сжат, поскольку размер свободного дейтрона равен 4,3 фм. На рис. 20, *a* видно, что сечение, рассчитанное с S -волной, в соответствии со

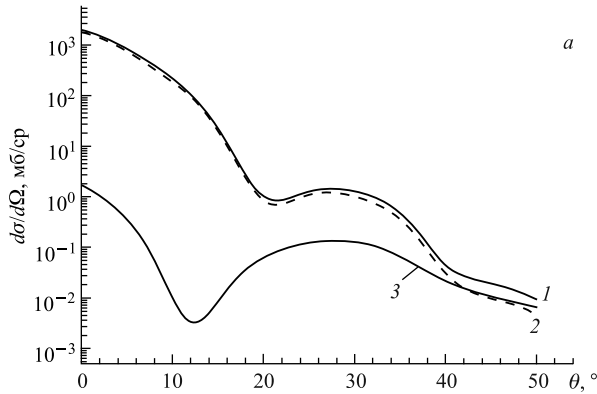


Рис. 20

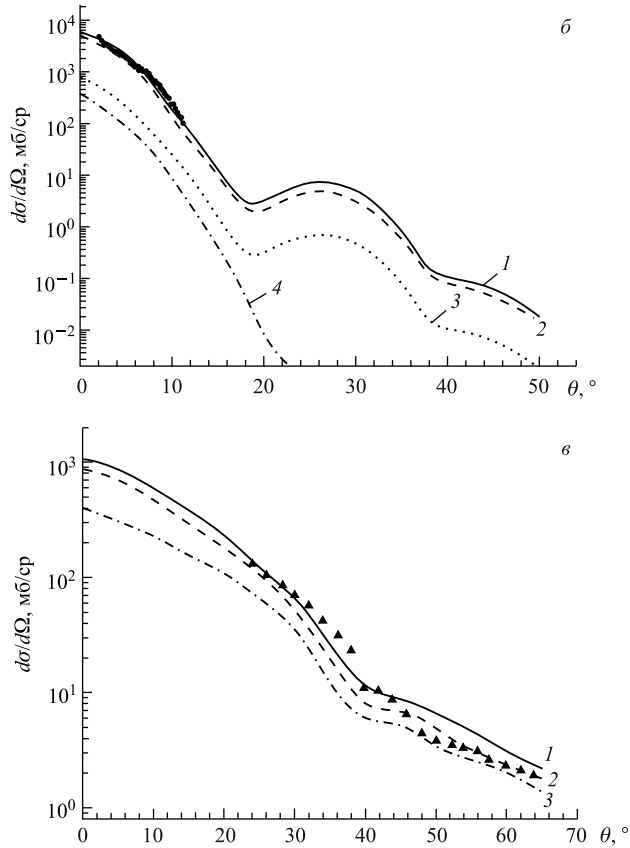


Рис. 20. Зависимость ДС от вклада разных компонент ВФ. *а*) $p^6\text{He}$ -рассеяние при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон. Кривая 2 — вклад от S -волны ($\Psi_{0000}^{JM_J}$), соответствующей учету первого члена в формуле (2.25); кривая 3 — от P -волны ($\Psi_{1111}^{JM_J}$), соответствующей учету второго члена в формуле (2.25); кривая 1 (та же, что кривая 1 на рис. 10, *б*) — их суммарный вклад. *б*) $p^8\text{Li}$ -рассеяние при $E = 0,7$ ГэВ/нуклон. Кривые 2, 3, 4 — вклады от первого $\lambda LS = 1111$, второго $\lambda LS = 1121$ и третьего $\lambda LS = 3121$ членов формулы (2.26). Кривая 1 (та же, что кривая 3 на рис. 13, *б*) — сумма всех трех компонент. *в*) $p^9\text{Li}$ -рассеяние при $E = 0,060$ ГэВ/нуклон. Кривая 2 — вклад от первого $\lambda LS = 0003/2$; кривая 3 — от второго $\lambda LS = 1113/2$ и третьего $\lambda LS = 1111/2$ членов формулы (2.27); кривая 1 (та же, что кривая 1 на рис. 16, *а*) — сумма всех трех компонент

своим весом (более 95% в модели 1) дает основной вклад и полностью доминирует при малых углах рассеяния. Сечение с этой компонентой имеет довольно монотонный вид с двумя минимумами при $\theta \approx 20$ и 40° . Конфигу-

рация P -волны (рис. 3) близка к равностороннему треугольнику с $r \approx 2,5$ фм, $R \approx 1,7$ фм, который вращается вокруг общего центра масс. Эта конфигурация дает небольшой вклад в сечение, заметный лишь при углах рассеяния $\theta > 40^\circ$. В сечении с P -волной наблюдается резкий минимум при $\theta \approx 12^\circ$, не влияющий, однако, на суммарное сечение, так как значение ДС с S -волной в этой области на четыре порядка больше.

Такое поведение парциальных сечений, рассчитанных с разными компонентами ВФ, можно понять, если учитывать не только их веса, но и относительные расстояния между α -кластером и нуклонами. В S -компоненте эти расстояния довольно велики, она распространяется до $r \sim 8$ фм и $R \sim 7$ фм и наряду с центральной частью захватывает периферию ядра. Периферическая область ядра в импульсном пространстве соответствует малым переданным импульсам (и малым углам рассеяния), поэтому вклад этой компоненты в сечение особенно велик при малых углах. Максимум P -волны расположен ближе к центру ядра (чем S -волны) и простирается она на меньшее, чем S -волна, расстояние; эта конфигурация как бы целиком втянута во внутреннюю область ядра, вклад ее в периферию ничтожно мал. Внутренняя область ядра в импульсном пространстве отвечает большим переданным импульсам (т. е. большим углам рассеяния), поэтому вклад в сечение P -компоненты при передних углах мал (из-за ее малого веса), а при больших углах сравнивается со вкладом S -волны и даже превышает ее (что малым весом P -волны объяснить нельзя).

Для $p^8\text{Li}$ -рассеяния ДС с учетом трех компонент ВФ из табл. 4 и в соответствии с формулой (1.13) запишется как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_9 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_9) \times \right. \\ \left. \times \left\{ \langle \Psi_{1111}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{1111}^{JM'_J} \rangle + \langle \Psi_{1121}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{1121}^{JM'_J} \rangle + \langle \Psi_{3121}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{3121}^{JM'_J} \rangle \right\} \right|^2. \quad (2.26)$$

Вклады разных компонент ВФ в модели 6 (табл. 4) в ДС представлены на рис. 20, б при $E = 0,7$ ГэВ/нуклон. Кривые 2, 3, 4 — вклады от первого, второго и третьего членов формулы (2.26). Кривая 1 — сумма всех трех компонент (та же, что кривая 3 на рис. 13, б). Сопоставим парциальный вклад компонент с их геометрической конфигурацией, представленной на рис. 4–6. Конфигурация $\lambda L S = 1111$ (рис. 4) имеет максимальный вес 0,88 (табл. 4) и два пика в точках $r = 1$ фм, $R \approx 2,5$ фм и $r \approx 3$ фм, $R \approx 2,5$ фм. Здесь r — расстояние между α - и t -кластерами, R — расстояние между центром масс $\alpha-t$ и n . Нейтрон в этой конфигурации находится на одинаковом расстоянии 2,5 фм от центра масс $\alpha-t$. Кластеры же α и t в первом максимуме в три раза ближе друг к другу, чем во втором. Протяженность ВФ по обеим координатам достигает 6 фм, и она полностью определяет вклад в ДС и при малых, и при

больших углах. Компонента $\lambda LS = 1121$ по своему виду очень похожа на первую. На рис. 5 видно, что два максимума локализованы в точках $r \approx 1$ фм, $R \approx 2,0$ фм и $r \approx 3$ фм, $R \approx 2,0$ фм. Небольшое отличие от первой конфигурации в том, что нейтрон находится на 0,5 фм ближе к центру масс $\alpha-t$. Протяженность ВФ также достигает 6 фм, поэтому на рис. 20, б мы видим аналогичное поведение кривых 2 и 3 со вкладами, сопоставимыми с их весами (см. табл. 4). Компонента $\lambda LS = 3121$ (рис. 6) имеет один пик в точке $r \approx 2,5$ фм, $R \approx 2,0$ фм, максимальная протяженность ее 5,5 фм. В центральной области ядра ВФ равна нулю, поэтому ДС с ней быстро спадает и уже при $\theta \sim 20^\circ$ становится на три порядка меньше, чем сечение с доминирующей компонентой. Поэтому на рис. 20, б мы видим, что ДС полностью определяется вкладом первой и второй компонент ВФ в соответствии с их весами.

Несколько иная картина для $p^9\text{Li}$ -рассеяния. Дифференциальное сечение с учетом трех компонент ВФ ^9Li (формула (1.14)) можно записать как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_9 \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_9) \times \right. \\ \left. \times \left\{ \langle \Psi_{0003/2}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{0003/2}^{JM'_J} \rangle + \langle \Psi_{1113/2}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{1113/2}^{JM'_J} \rangle + \right. \right. \\ \left. \left. + \langle \Psi_{1111/2}^{JM_J} | \Omega | \Psi_{1111/2}^{JM'_J} \rangle \right\} \right|^2, \quad (2.27)$$

где первый, второй и третий члены в фигурных скобках определяют вклад компонент ВФ с квантовыми числами $\lambda LS = 0003/2, 1113/2, 1111/2$ соответственно. Расчет, проведенный по этой формуле, показан на рис. 20, в при $E = 0,060$ ГэВ/нуклон: кривая 2 — вклад от первого члена формулы (2.3), кривая 3 — от второго и третьего членов формулы, и, как видно из рисунка, эти кривые подобны по форме и отличаются только по абсолютной величине. Кривая 1 — сумма всех трех компонент (та же, что кривая 1 на рис. 16, а). Абсолютная величина вклада компонент в ДС определяется их весом (см. табл. 5): первая компонента ВФ (кривая 2) дает определяющий вклад в сечение, так как вес ее 0,654, вес двух других компонент 0,167, поэтому вклад их меньше (кривая 3). Однако эти компоненты дают вклад во всем угловом диапазоне и пренебречь ими нельзя. Посмотрим, каковы геометрические конфигурации этих компонент ВФ (рис. 7, 8). Как видно из рисунков и обсуждения, проведенного в разд. 1 (п. 1.3), геометрические формы всех трех конфигураций примерно одинаковы, поэтому и их вклады в ДС подобны.

2.2.3. Зависимость дифференциального сечения от механизма рассеяния.

В нашем подходе глауберовский оператор Ω (формула (2.3)) разложен в ряд рассеяния на составляющих ядро подсистемах (кластерах). Подставив его в ДС, получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| M_{ij}^{(1)}(\mathbf{q}_\perp) - M_{ij}^{(2)}(\mathbf{q}_\perp) + M_{ij}^{(3)}(\mathbf{q}_\perp) \right|^2, \quad (2.28)$$

где

$$M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}_\perp) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ \times \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda L S}^{JM_J} | \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 | \Psi_{\lambda L S}^{JM'_J} \right\rangle \right\}, \quad (2.29)$$

$$M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}_\perp) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ \times \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda L S}^{JM_J} | \Omega_1 \Omega_2 + \Omega_1 \Omega_3 + \Omega_2 \Omega_3 | \Psi_{\lambda L S}^{JM'_J} \right\rangle \right\}, \quad (2.30)$$

$$M_{if}^{(3)}(\mathbf{q}_\perp) = \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \times \\ \times \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda L S}^{JM_J} | \Omega_1 \Omega_2 \Omega_3 | \Psi_{\lambda L S}^{JM'_J} \right\rangle \right\}. \quad (2.31)$$

Здесь $M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}_\perp)$, $M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}_\perp)$, $M_{if}^{(3)}(\mathbf{q}_\perp)$ — парциальные амплитуды одно-, двух- и трехкратного соударений. Обозначение нижних индексов 1, 2 и 3 определено в подписи к формуле (1.1).

На рис. 21, *a* показаны парциальные ДС для $p^6\text{He}$ -рассеяния ($\Omega_1 = \Omega_\alpha$, $\Omega_2 = \Omega_{n1}$, $\Omega_3 = \Omega_{n2}$), в которых учитываются отдельно первый (кривая 1), второй (кривая 2) и третий (кривая 3) члены формулы (2.28), и их сумма с учетом интерференции (кривая 4). Из рисунка видно, что основной вклад при малых углах рассеяния ($\theta < 20^\circ$) дают однократные соударения с α -кластером и двумя валентными нейтронами, однако амплитуда их быстро

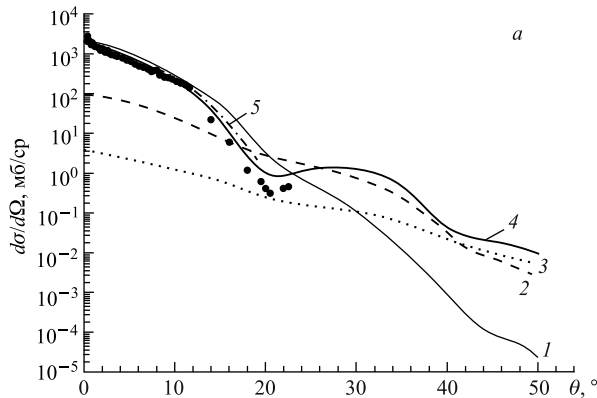


Рис. 21

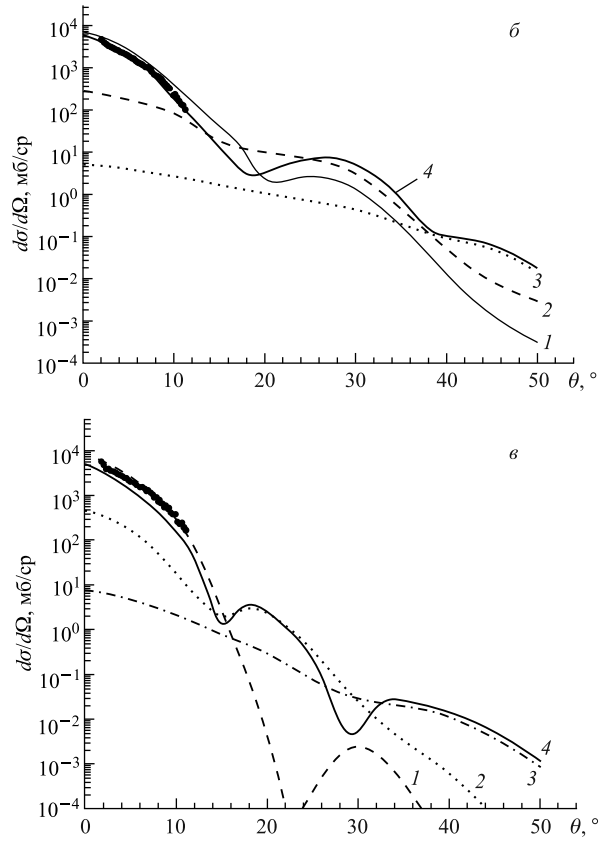


Рис. 21. Вклад в ДС разных кратностей рассеяния в операторе Ω . Кривые 1, 2, 3 и 4 — вклад одно-, двух-, трехкратных рассеяний и их суммарный вклад с учетом интерференции; а) $p^6\text{He}$ -рассеяние при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон; б) $p^8\text{Li}$ -рассеяние при $E = 0,7$ ГэВ/нуклон; в) $p^9\text{Li}$ -рассеяние при $E = 0,7$ ГэВ/нуклон

убывает, и с увеличением угла рассеяния начинают доминировать высшие кратности. Видно также, что при малых углах рассеяния кривая 1 расположена выше суммарной кривой 4, поскольку в ряде (2.28) член двукратного рассеяния вычитается из однократного и суммарное сечение уменьшается, что улучшает согласие с экспериментом. В точке, где кривые одно- и двукратного сечений пересекаются, в суммарной кривой 4 имеет место минимум, возникающий из-за деструктивной интерференции при возведении в квадрат матричных элементов в формуле (2.28). После интерференционного минимума начинают доминировать двукратные соударения, и при $\theta \approx 50^\circ$ к

ним приближаются трехкратные. Разложение (2.28) дает нам удобный способ установления значимости членов однократного рассеяния высших порядков. Из рисунка видно, что для корректного описания ДС в широком угловом диапазоне (до $\theta \sim 50-60^\circ$) необходимо учитывать вклады высших порядков соударений. Этот вывод подтверждает и ряд других работ [67, 91, 173], в которых анализировался вклад в сечение высших порядков ряда многократного рассеяния при рассеянии протонов на ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$ в инверсной кинематике. Остановимся на работе [67]. В ней ДС были рассчитаны в трех приближениях: FIA (Factorized Impulse Approximation), FSA (Fixed Scatter Approximation) и глауберовском, и все они оказались очень близки. Дифференциальное сечение однократного рассеяния из этой работы в глауберовском приближении показано линией 5. Оно рассчитано только до $\theta \sim 18^\circ$ и не доходит до области минимума, однако видно, что с увеличением угла рассеяния расхождение с экспериментальными данными увеличивается. Учет высших кратностей рассеяния уменьшает ДС, приближая его к экспериментальным данным, что видно как из наших расчетов (кривая 4), так и из [67] (ДС из этой работы с учетом всех кратностей рассеяния приведено на рис. 10, б, кривая 5).

На рис. 21, б вклад разных кратностей рассеяния рассчитан для $p^8\text{Li}$ -рассеяния ($\Omega_1 = \Omega_\alpha$, $\Omega_2 = \Omega_t$, $\Omega_3 = \Omega_n$). Линии 1, 2 и 3 изображают вклад отдельно первого, второго и третьего членов формулы (2.28), и мы видим результат, почти аналогичный предыдущему, с той лишь разницей, что сечение однократного рассеяния имеет небольшой минимум в области $\theta \sim 18^\circ$.

Яркая картина вклада разных кратностей соударений наблюдается в $p^9\text{Li}$ -рассеянии на рис. 21, в при $E = 0,703$ ГэВ/нуклон для ВФ в $\alpha-t-2n$ -модели. Из рисунка видно, что при малых углах рассеяния $\theta < 14^\circ$ основной вклад дает однократное рассеяние на кластерах α , t , $2n$ (кривая 1). При больших углах она быстро спадает, и в области $30^\circ > \theta > 15^\circ$ доминируют члены двукратного рассеяния (кривая 2), при углах же $\theta > 30^\circ$ вклад дает трехкратное рассеяние (кривая 3). Кривая 4 (та же, что кривая 1 на рис. 18, б) — суммарный вклад. В областях, где кривые пересекаются, наблюдаются минимумы в суммарном сечении, обусловленные интерференцией разных кратностей рассеяния. В областях минимумов $\theta \approx 14$ и 30° наблюдается еще одна особенность: первый минимум на обоих рисунках мог быть глубже, если бы не было учтено трехкратное рассеяние, второй же минимум не столь глубок из-за однократного рассеяния, которое частично его заполняет.

Отметим, что во всех случаях сечение однократного рассеяния превышает экспериментальные данные в области малых углов, вклад же двукратного рассеяния уменьшает ДС при малых углах, после первого интерференционного минимума становится доминирующим, после второго минимума начинает до-

минировать трехкратное рассеяние. Из рассмотренных примеров можно заключить, что для рассеяния на всех исследуемых ядрах при высоких переданных импульсах динамические вклады высших порядков значительны и должны учитываться.

2.2.4. *Дифференциальное сечение в оптическом пределе (пределе однократного рассеяния)*. Во многих формализмах (HEA, FIA, FSA и др.) ограничиваются учетом только однократных соударений. Как было показано в предыдущем пункте, это не всегда является оправданным приближением. Так, в [178] об этом сказано: «Формула оптического предела не учитывает членов многократного рассеяния, и это есть основная причина, почему... приближение оптического предела завышает сечение реакций».

Поскольку оператор однократных соударений представляет собой сумму операторов, действующих на каждую структурную составляющую ядра (см. формулу (2.5)), не смешивая их (как в соударениях высших порядков), это дает возможность рассчитать вклад в ДС от каждой из них. Одна из составляющих оператора действует на кор ($\Omega_1 = \Omega_\alpha$ для ${}^6\text{He}$, $\Omega_1 + \Omega_2 = \Omega_\alpha + \Omega_t$ для ${}^8\text{Li}$, $\Omega_1 = \Omega_{\tau\text{Li}}$ для ${}^9\text{Li}$), вторая — валентная составляющая, действует на нейтроны ($\Omega_2 + \Omega_3 = \Omega_{n1} + \Omega_{n2}$ для ${}^6\text{He}$ и ${}^9\text{Li}$, $\Omega_3 = \Omega_n$ для ${}^8\text{Li}$). Таким образом, в однократном рассеянии содержится существенная информация о структуре как кора, так и кожи.

Сечение однократного рассеяния можно записать как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| M_{ij}^{(1)}(\Omega_1) + M_{ij}^{(1)}(\Omega_2) + M_{ij}^{(1)}(\Omega_3) \right|^2, \quad (2.32)$$

где

$$\begin{aligned} M_{if}^{(1)}(\Omega_n) &= \\ &= \frac{ik}{2\pi} \sum_{M_s M'_s} \int d\mathbf{c}_\perp d\mathbf{R}_A \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{c}_\perp) \delta(\mathbf{R}_A) \left\{ \left\langle \Psi_{\lambda i L}^{JM_J} | \Omega_n | \Psi_{\lambda f L}^{JM'_J} \right\rangle \right\}, \quad (2.33) \end{aligned}$$

индекс $n = 1, 2, 3$.

Результат такого расчета для p - ${}^6\text{He}$ -рассеяния при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон показан на рис. 22, а. Кривая 2 — рассеяние на α -частице, соответствующее учету первого члена (2.7), кривая 3 — рассеяние на двух валентных нуклонах, соответствующее учету второго и третьего членов (2.7), кривая 1 (та же, что кривая 1 на рис. 21, а) — вклад всех членов формулы (2.7). Из рисунка видно, что при всех углах рассеяния основной вклад в сечение вносит рассеяние на α -частице, рассеяние на нуклонах дает некоторый вклад в области передних углов рассеяния (что в координатном пространстве отвечает асимптотике ВФ). Понятно, что избыточные нейтроны локализованы в поверхностной области, поэтому их вклад в ДС заметен при малых углах, но

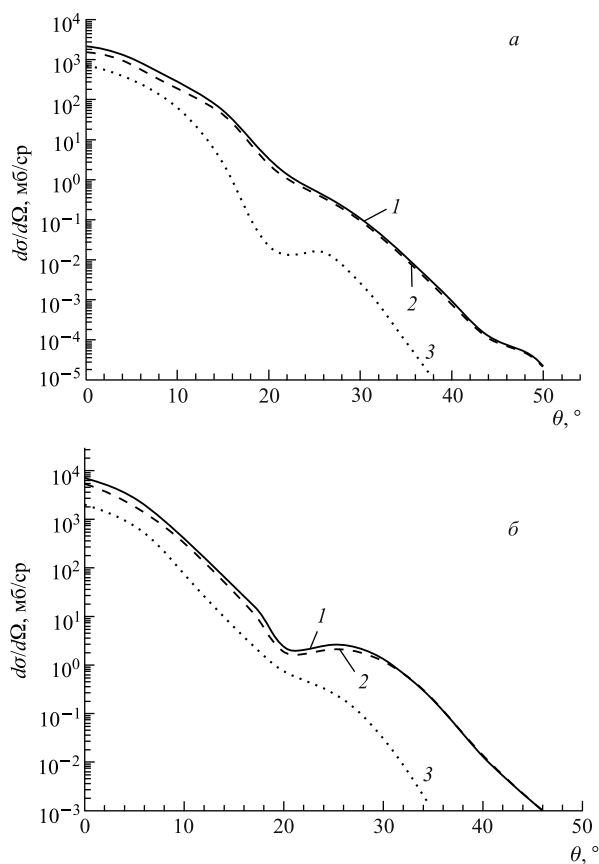


Рис. 22. Вклад в ДС однократного рассеяния (кривая 1, та же, что кривая 1 на рис. 21, а) от рассеяния на коре, соответствующее учету первого члена (2.32) (кривая 2), и от рассеяния на спине, соответствующее учету второго и третьего членов (2.32) (кривая 3); а) $p^6\text{He}$ -рассеяние при $E = 0,717$ ГэВ/нуклон; б) $p^8\text{Li}$ -рассеяние при $E = 0,70$ ГэВ/нуклон

уже при $\theta > 10^\circ$ ДС рассеяния на нуклонах становится на порядок меньше ДС рассеяния на коре, и дальше оно быстро спадает, так что рассеяние на большие углы полностью определяется кором. При нулевом угле ($\theta = 0^\circ$) согласно оптической теореме сечение определяется мнимой частью амплитуды в нуле, которая прямо связана с полным сечением σ_{tot} в элементарной амплитуде pn - и $p\alpha$ -рассеяния; для $E = 0,7$ ГэВ, $\sigma^{pn} = 3,92$ фм² [179], $\sigma^{p\alpha} = 12,5$ фм² [158], первое в три раза меньше, чем второе, поэтому и при нулевом угле ДС рассеяния на α -частице больше, чем на нейтронах.

Вычислив полное сечение $p^6\text{He}$ -рассеяния при этой же энергии по оптической теореме

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \text{Im} (M_{if}(0)), \quad (2.34)$$

мы получили следующий результат: $\sigma = 17,8 \text{ фм}^2$. Это несколько больше, чем в работе [112], в которой расчет сечения проведен с тремя фаддеевскими ВФ и получены значения $\sigma =$ от 15,3 до 16,1 фм^2 в зависимости от радиуса ^6He , который варьируется от 2,33 до 2,77 фм. В [65] сечение реакции при этой энергии вычислено в приближении оптического предела (OLA) $\sigma = 16,6 \text{ фм}^2$, в вариационном ММК (методе Монте-Карло) $\sigma = 16,3 \text{ фм}^2$ ($R_m = 2,56 \text{ фм}$) и в ММК функций Грина $\sigma = 17,2 \text{ фм}^2$ ($R_m = 2,61 \text{ фм}$), последнее значение наиболее близко к нашему. Расчет с ВФ в простой оболочечной модели также дает близкие значения сечений $\sigma = 16,0 \text{ фм}^2$ ($R_m = 2,3 \text{ фм}$) и $\sigma = 16,3 \text{ фм}^2$ ($R_m = 2,6 \text{ фм}$).

Полное сечение $p^9\text{Li}$ -рассеяния, вычисленное по формуле (2.9) при $E = 0,065 \text{ ГэВ/нуклон}$, приводит к значению $\sigma = 25,8 \text{ фм}^2$. Сравнив его со значениями, полученными в [173] $\sigma = 28,8 \text{ фм}^2$ (в g -фолдинг-модели с эффективным взаимодействием, включающим центральные, двухчастичные спин-орбитальные и тензорные силы) и $\sigma = 38,8 \text{ фм}^2$ (в t -фолдинг-модели), видим, что наше значение меньше, однако оно близко к значению $\sigma = 26,3 \text{ фм}^2$, полученному в [180] в борновском приближении.

Картина, подобная $p^6\text{He}$ -рассеянию на рис. 22, *а*, наблюдается и для ДС однократного $p^8\text{Li}$ -рассеяния на рис. 22, *б*. Здесь линия 2 — суммарное рассеяние на α и t (вклад от двух первых членов формулы (2.7)), линия 3 — рассеяние на нуклоне (вклад последнего члена формулы (2.7)), линия 1 (та же, что кривая 1 на рис. 21, *б*) — сумма всех трех членов формулы (2.7). Рассеяние на коре еще больше доминирует во всем угловом диапазоне и имеет более сложную структуру с небольшим минимумом при $\theta = 20^\circ$, рассеяние же на единственном нуклоне имеет вид монотонно убывающей функции, которая уже при $\theta = 30^\circ$ почти на два порядка меньше, чем сечение на коре.

В [107] при обсуждении различных механизмов реакций с гало-ядрами и того, какую информацию можно извлечь из измеренных характеристик, делается вывод о том, что размер кора играет более важную роль, чем размер гало, в описании ДС. Это утверждение было высказано и в других работах, в которых анализируется роль кора и валентных нейтронов в описании наблюдаемых [22, 87, 94, 177].

На рис. 23 приведен расчет углового распределения упругого рассеяния на протоне ядра ^{11}Li из [22]. Штрихпунктирной и штриховой линиями показаны ДС для рассеяния на двух частях оптического потенциала U_{core} и U_{halo} , сплошная кривая — их суммарный вклад. Из рисунка видно, что рассеяние на нуклонах кора доминирует при всех углах. Рассеяние на нейтронах гало дает

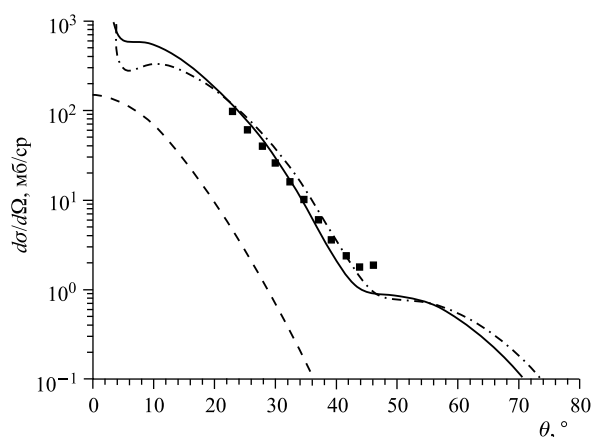


Рис. 23. Вклад в ДС упругого $p^{11}\text{Li}$ -рассеяния из [22]. Штрихпунктирная кривая — рассеяние на коре, штриховая линия — рассеяние на нуклонах гало, сплошная — суммарный вклад. Экспериментальные данные из [165]

небольшой вклад только при малых углах. «Поэтому для изучения пространственной структуры ядер с гало важно измерить дифференциальные сечения рассеяния протонов при малых переносах количества движения» [22].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последнее десятилетие достигнут существенный прогресс в изучении экзотических нейтроно- и протоноизбыточных ядер. Введены в эксплуатацию ускорители с новыми радиоактивными пучками (не только легких, но и изотопов тяжелых ядер), используются технологии получения поляризованных мишеней и измеряются поляризационные характеристики. Проводятся эксперименты в полной геометрии по двух- и трехчастичному развалу нейтроноизбыточных ядер и исследованию различных корреляций в движении фрагментов. Лазерно-спектроскопические измерения позволили наиболее точно определить среднеквадратичные зарядовые радиусы легких ядер. Экспериментальные достижения стимулируют теоретические исследования в этой области.

В описании структуры ядра реже используются ядерные плотности (поскольку с ними невозможно вычислить эффекты ядерных корреляций), чаще — ВФ, вычисленные в многочастичных (трех-, четырех-, пятичастичных) моделях. Усовершенствуются прежние модели: оболочечная с большим базисом LSSM, оболочечная для непрерывного спектра SMEC. Проводится

сравнение характеристик, рассчитанных на базе малочастичных и фаддеевских ВФ.

Совершенствуются и усложняются методы расчета. Так, проводятся монте-карловские расчеты глауберовской амплитуды многократного рассеяния, в которых можно использовать ВФ любой сложности и нет необходимости в обрезании оператора многократного рассеяния [64]. Усовершенствуются NN - и N -кластерные потенциалы, в частности, полный учет спин-орбитальных взаимодействий в элементарной амплитуде прямо из фазового анализа уже проведен для pd -рассеяния [98]. Для энергии в сотни МэВ/нуклон расчеты проводятся в релятивистском импульсном приближении (RIA) [76]. Используются современные вычислительные программы FRESKO, DWUCK4.

Наряду с усложнением расчетов имеет место и другая тенденция — развитие качественных методов: приближение оптического предела, эйкональное, FIA, FSA, уменьшение числа подгоночных параметров (как в работах Лукьянова, где в HEA достаточно всего двух параметров потенциала для количественного описания экспериментальных сечений). Как сказано в [22]: «При определенных физических условиях происходит упрощение механизма реакции, что дает возможность развить реалистические модели для описания процессов ядро-ядерных столкновений».

В настоящее время появляется все больше работ, в которых имеет место комплексное изучение, включающие наряду с упругим и неупругим рассеянием дополнительные каналы реакции: развала, возбуждения, динамической поляризации кора и др. Одновременный анализ различных наблюдаемых в рамках одной теории показывает, что они чувствительны к различным деталям механизма взаимодействия и структуры ядра и совокупное их описание позволяет уменьшить неопределенности, связанные с приближениями используемого формализма.

В обзоре представлен расчет характеристик упругого $p^6\text{He}$ -, $p^8\text{Li}$ -, $p^9\text{Li}$ - и $p^9\text{C}$ -рассеяния в рамках глауберовской теории многократного дифракционного рассеяния. Существенной особенностью расчета является то, что мы использовали реалистические трехчастичные ВФ, полученные в рамках современных ядерных моделей. Конкретными вычислениями установлена связь ДС и A_y со структурой исследуемых ядер и с механизмом рассеяния.

Анализируя ДС, рассчитанные с различными модельными ВФ (как в глауберовском приближении, так и в сравнении с другими формализмами), мы показали, что ДС слабо зависит от поведения ВФ на асимптотике (что соответствует малым переданным импульсам, т.е. рассеянию на малые углы), гораздо сильнее зависимость от внутренней части ВФ (что соответствует большим переданным импульсам, т.е. рассеянию на большие углы). Этот вывод подтверждается расчетом вклада различных составляющих в сечение однократного рассеяния. Выделив в нем члены, зависящие от рассеяния на коре и на спине, мы показали, что ДС упругого рассеяния на нейтроноиз-

быточных ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^{8,9}\text{Li}$ во всей области углов определяется в основном рассеянием на коре. Рассеяние же на нейтронах, находящихся на периферии, дает небольшой вклад в сечение только при малых углах рассеяния, поскольку низкоплотностный скин не может отклонить частицу на большой угол. Как сказано в работе [177]: «При больших углах вклад от кора доминирует. Описанная тенденция подтверждает, что в рассеянии большие передачи импульсов происходят при взаимодействии с более массивным α -кором».

Разложив глауберовский оператор многократного рассеяния в ряд рассеяния на кластерах и нуклонах, входящих в состав ядер, мы рассчитали ДС с учетом всех кратностей соударений и парциальные одно-, двух- и трехкратные сечения и показали, что, хотя основной вклад в ДС при малых переданных импульсах дают однократные соударения, при больших переданных импульсах динамические вклады высших порядков значительны и обязательно должны учитываться.

Установлена связь наблюдаемых величин с межкластерными потенциалами, в которых рассчитаны ВФ ядер и сделаны выводы, какие потенциалы наиболее реалистически описывают всю совокупность экспериментальных данных. Показано, что глубокие притягивающие потенциалы с ЗС достовернее описывают структуру ядра, чем осцилляторный. Вычислив ДС упругого рассеяния протонов с ВФ, представленными в одних и тех же моделях, но с разными потенциалами межкластерных взаимодействий: $\alpha-t$, $\alpha-n$ и $t-n$ для ${}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}-n$, $n-n$ для ${}^9\text{Li}$, мы показали, что сечения менее чувствительны к вариациям межкластерных взаимодействий, чем к ВФ, сконструированным в разных моделях. Так, ВФ ядра ${}^9\text{Li}$ в $\alpha-t-2n$ -модели хуже, чем в ${}^7\text{Li}-n-n$ -модели, описывает ДС при всех энергиях, что может быть следствием неадекватного кластерного разбиения. Слишком быстрое (по сравнению с экспериментальным) убывание ДС с ВФ в $\alpha-t-2n$ -модели при больших переданных импульсах свидетельствует о дефиците высокоимпульсных компонент ВФ.

Учет тензорного взаимодействия в межкластерных потенциалах приводит к смешиванию конфигураций и появлению дополнительных компонент ВФ с различными квантовыми числами. Вклад малых компонент ВФ, связанный с учетом тензорного взаимодействия в межкластерных потенциалах, позволяет правильно описать квадрупольный и магнитный момент ядер и улучшить описание ДС. Так, только добавление тензорного взаимодействия в $\alpha-t$ - (или в $n-t$ -) потенциал позволяет рассчитать ВФ ${}^8\text{Li}$, в которой суммарный вес конфигураций с $LS = 21$ увеличивается до 10 % и с которой магнитный и квадрупольный моменты соответствуют экспериментальным. С ${}^7\text{Li}-n$ -потенциалом, имеющим сильную спиновую зависимость, рассчитана ВФ, воспроизводящая квадрупольный момент ${}^9\text{Li}$. Имеет место корреляция между заполнением минимума ДС и вкладом малых компонент ВФ: $\lambda LLS = 1121, 3121$ для ${}^8\text{Li}$ и $\lambda LLS = 1113/2, 1111/2$ для ${}^9\text{Li}$. Для $p^6\text{He}$ -рассеяния расчет показал, что

P -волна в ВФ ${}^6\text{He}$ (с весом 4,3 %) дает заметный вклад в сечение при углах $\theta > 45^\circ$.

Из расчета поляризационных характеристик можно сделать общий вывод, что они значительно сильнее (чем ДС и полное сечение) зависят от выбора как ВФ ядра-мишени, так и параметров спин-орбитального нуклон-нуклонного взаимодействия, однако так же, как и ДС, в области малых углов рассеяния слабо зависят от выбора модельных ВФ ядра.

Сравнение с результатами расчетов, проведенными в других приближениях (НЕА, оптическая модель, FIA, FSA) и с различными модельными ВФ, показало хорошую точность глауберовского приближения и непротиворечивое описание экспериментальных данных. Это дает уверенность в том, что расчет экспериментальных данных, полученных в ближайшем будущем, можно проводить в рамках апробированного глауберовского формализма.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. С. Зеленской и В. К. Лукьянову за ценные консультации при обсуждении результатов. Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РК (грант ФИ 12.2/09).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tanihata I. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
2. *Tanihata I. et al.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 160. P. 380.
3. *Tanihata I. et al.* // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 582.
4. *Tanihata I. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 289. P. 261.
5. Technical Proposal for the Design, Construction, Commissioning and Operation of the ELISe Setup. Spokesperson Haik Simon. GSI Internal Report. 2005; Acta Phys. Polon. B. 2009. V. 41. P. 229–536; www.fair.gsi.de
6. *Suda T., Wakasugi M.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2005. V. 55. P. 417.
7. Memorandum to Members of the National Science Board, Arden, Bement. NSB-2006-71. 2006; www.nsl.msu.edu
8. *Slaus I.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 790. P. 199c; www.ganil-spiral2.eu
9. *Baumann T., Anthor A. M., Bazin D.* // Nature. 2007. V. 449. P. 1022.
10. *Patra S. K., Panda R. N.* nucl-th/0906. 3797.
11. *Князьков О. М., Кухтина И. Н., Фаянс С. А.* // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 870.
12. *Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 32.
13. *Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э., Болен Х. Г.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 832.
14. *Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э., Болен Х. Г.* // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 1427.
15. *Калтакчиева Р., Пенионжкевич Ю. Э.* // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33. С. 1247.

16. *Patra S. K. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 064602.
17. *Audi G. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 337.
18. *Ewald G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 113002.
19. *Moller P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 252501.
20. *Sanches R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 033002.
21. *De Jager C. W. et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1974. V. 14. P. 479.
22. *Ершов С. Н., Данилин Б. В.* // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39. С. 1624.
23. *Генперт-Майер М., Иенсен Дж.* Элементарная теория ядерных оболочек. М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 318 с.
24. *Navratill P., Barrett B. R.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 2986; 1998. V. 57. P. 3119.
25. *Karataglidis S. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 2826.
26. *Karataglidis S. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 024319.
27. *Navratill P., Ormand W. E.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 152502.
28. *Zhukov M. V. et al.* // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
29. *Zhukov M. V. et al.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. R1.
30. *Korshennikov A. A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 616. P. 189c.
31. *Korshennikov A. A. et al.* // Ibid. V. 617. P. 45.
32. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969.
33. *Golovanova N. F. et al.* // Nucl. Phys. A. 1976. V. 262. P. 444.
34. *Golovanova N. F., Neudatchin V. G., Ibraeva E. T.* // Progr. Theor. Phys. 1978. V. 59. P. 127.
35. *Жусупов М. А., Узиков Ю. Н.* // ЭЧАЯ. 1987. Т. 18. С. 323.
36. *Kanada-En'yo Y., Horiuchi H., Ono A.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 628.
37. *Horiuchi H., Kanada-En'yo Y.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 616. P. 394c.
38. *Kanada-En'yo Y., Taniguchi Y., Kimura M.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 805. P. 392c.
39. *Saito S.* // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1977. V. 62. P. 11.
40. *Arai K., Susuki Y., Varga K.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 2488.
41. *Kanada H., Kaneko T., Tang Y. C.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 107.
42. *Mackintosh R. S., Cooper S. G.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 589. P. 377.
43. *Василевский В. С. и др.* // Sci. Papers Inst. for Nucl. Res. 2002. No. 2 (8). P. 512.
44. *Lashko Yu., Filippov G. F.* // Nucl. Phys. A. 2008. V. 806. P. 124; 2009. V. 826. P. 24.
45. *Baye D., Susuki Y., Descouvement P.* // Progr. Theor. Phys. 1994. V. 91. P. 271.
46. *Кукулин В. И., Краснопольский В. М.* // ЯФ. 1975. Т. 22. С. 1110.
47. *Kukulin V. I., Krasnopolsky V. M.* // J. Phys. G. 1977. V. 34. P. 795.

48. Varga K., Susuki Y. // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1598.
49. Varga K., Susuki Y., Tanihata I. // Ibid. P. 3013; Nucl. Phys. A. 1995. V. 588. P. 157.
50. Susuki Y., Varga K., Ushikara J. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 631. P. 91c.
51. Varga K., Susuki Y., Lovas R. G. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 041302 (R).
52. Suzuki Y., Lovas R. G., Varga K. // Prog. Theor. Phys. Suppl. 2002. V. 146. P. 413.
53. Бояркина А. Н. Структура ядер 1p-оболочки. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
54. Кукулин В. И., Неудачин В. Г., Померанцев В. Н. // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 298.
55. Неудачин В. Г., Стружко Б. Г., Лебедев В. М. // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36. С. 889.
56. Инопин Е. В. и др. // ЯФ. 1974. Т. 19. С. 987.
57. Инопин Е. В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. С. 55.
58. Inopin E. V. et al. // Ann. Phys. 1979. V. 118. P. 307.
59. Verezhnoy Yu. A. et al. // J. Phys. G. 1984. V. 10. P. 63.
60. Бережной Ю. А., Михайлюк В. П. // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1474.
61. Бережной Ю. А., Михайлюк В. П. // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39. С. 437.
62. Гриднев К. А., Ториллов С. Ю. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1235; Intern. Mod. Phys. E. 2005. V. 14. P. 635.
63. Pudliner B. S. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1720.
64. Pieper S. C., Varga K., Wiringa R. B. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 044310.
65. Varga K. et al. // Ibid. P. 034611.
66. Pieper S. C. nucl-th/0410115.
67. Al-Khalili S. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 024608.
68. Kukulin V. I. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 453. P. 365.
69. Kukulin V. I. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 517. P. 221.
70. Ryzhikh G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1993. V. 563. P. 247.
71. Kukulin V. I., Pomerantsev V. N., Rasikov Kh. D. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 151.
72. Voronchev V. T., Kukulin V. I., Pomerantsev V. N. // Few-Body Syst. 1995. V. 18. P. 191.
73. Eramzhyan R. A., Ruzhikh G. G., Tshuvil'sky Yu. M. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 42.
74. Ritt S. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. С. 745; 1994. V. 49. P. 3117.
75. Sakuragi Y. et al. // Progr. Theor. Phys. 1983. V. 70. P. 1047.
76. Baldini-Neto E. et al. nucl-th/0212010.
77. Земляная Е. В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 1649.
78. Antonov A. N. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 044307.
79. Лукьянов В. К. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1063.

80. Лукьянов К. В., Земляная Е. В., Лукьянов В. К. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 262.
81. Лукуанов К. V. *et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 389.
82. Лукьянов К. В. *и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 903.
83. Лукуанов В. К. *et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 024609.
84. Roussel-Chomas P. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 477. P. 345.
85. Weppner S. P. *et al.* nucl-th/0001029v1.
86. Karataglidis S., Kim Y. J., Amos K. // Nucl. Phys. A. 2007. V. 793. P. 40.
87. Gupta D., Samanta C., Kanungo R. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 674. P. 77.
88. Glauber R. J. Lectures in Theoretical Physics. N. Y.: Intersci., 1959. P. 315.
89. Ситенко А. Г. // Укр. физ. журн. 1959. Т. IV, №2. С. 152.
90. Crespo R., Moro A. M., Thompson I. J. // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1284.
91. Crespo R., Johnson R. C. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 034007.
92. Bertsch G. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 284. P. 399.
93. Jeukenne J.-P., Lejeune A., Mahaux C. // Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 80.
94. Mitting W., Roussel-Chomas P. // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 495.
95. Korshennikov A. A. *et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. R537.
96. Андрианов А. А. *и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1998. Т. 62. С. 89.
97. Гриднев К. А., Тарутина Т. В. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. С. 910.
98. Platonova M. N., Kukulín V. I. // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 014004.
99. Elster Ch. *et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 034002.
100. Галанина Л. И., Зеленская Н. С. // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 308.
101. Галанина Л. И., Зеленская Н. С. // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1753.
102. Blokhintsev L. D., Lado A. V., Uzikov Yu. N. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 597. P. 487.
103. Uzikov Yu. N. *et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 644. P. 321.
104. Oganessian Yu. Ts., Zagrebaev V. I. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 4996.
105. Oganessian Yu. Ts., Zagrebaev V. I., Vaagen J. S. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 034007.
106. Ter-Akopian G. V. *et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 426. P. 251.
107. Zhukov M. V., Parfenova Yu. L., Vaagen J. Z. // Yad. Fiz. 2002. V. 65. P. 779.
108. Сидорчук С. И. *и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 473.
109. Giot L. *et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 064311.
110. Alkhasov G. D. *et al.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2313.
111. Al-Khalili J. S., Tostevin J. A. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1846.
112. Tostevin J. A. *et al.* // J. Phys. G. 1998. V. 24. P. 1589.

113. *Abu-Ibrahim B., Fujimura K., Suzuki Y.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 657. P. 391.
114. *Arai K. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 1432.
115. *Sack S., Biedenharn L. C., Breit G.* // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 321.
116. *Reid R. V.* // Ann. Phys. 1968. V. 50. P. 411.
117. *Bertulani S. A., Hussein M. S.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 051602(R).
118. *Sick I.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 116. P. 212.
119. *Wang L.-B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 142501.
120. *Mueller P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 252501.
121. *Neumaier S. B. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 712. P. 247.
122. *Alkhasov G. D., Dobrovolsky A. V., Lobodenko A. A.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 1157.
123. *Dobrovolsky A. V. et al.* // Nucl. Phys. A. 2006. V. 766. P. 1.
124. *Aksouh F. et al.* // 10th Intern. Conf. on Nucl. Reac. Mech., Varenna. 2003. Suppl. 122. P. 157.
125. *Danilin B. V. et al.* // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 1290.
126. *Horiuchi W. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 024311.
127. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3.
128. *Timofeyuk N. K., Thompson I. J.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 044608.
129. *Жусупов М. А., Сагиндыков Ш. Ш.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. С. 714.
130. *Жусупов М. А., Сагиндыков Ш. Ш.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. С. 392.
131. *Csoto A.* nucl-th/9908081.
132. *Жусупов М. А., Жусупова К. А., Ибраева Е. Т.* // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 223.
133. *Stowe Y., Zahn W.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 289. P. 317.
134. *Бадалов С. А., Филиппов Г. Ф.* // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 71.
135. *Descouvement P., Baye D.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 487. P. 420.
136. *Csoto A.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 024311.
137. *Bennaceur K. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 651. P. 289.
138. *Grigorenko L. V. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 2099.
139. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В.* // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 635.
140. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В.* // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28. С. 1529.
141. *Buck B., Merchant A. C.* // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. L211.
142. *Burkova N. A., Zhusupov M. A.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 136.
143. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Современные проблемы оптики и ядерной физики. Киев: Изд-во гос. ун-та, 1974. С. 225.
144. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.

145. *Kelley J. H. et al.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 8$. Preprint of Triangle Univ. Durkhman, 2002. 88 p.
146. *Minamisono T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 2058;
Matsuta K. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 588. P. 153.
147. *Жусупов М. А., Сагиндыков Ш. Ш., Сахиев С. Б.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. С. 240.
148. *Ewald G. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 039901.
149. *Сахиев С. К.* Дис. . . . д-ра физ.-мат. наук. Алматы, 2008.
150. *Thompson I. J., Zhukov M. V.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 1904.
151. *Crespo R., Tostevin J. A., Thompson I. J.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 1867.
152. *Ибраева Е. Т. и др.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1300; Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 1072.
153. *Жусупов М. А. и др.* // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 1777.
154. *Volkov A. V.* // Nucl. Phys. 1965. V. 74. P. 33.
155. *Hasegawa A., Nagata S.* // Progr. Theor. Phys. 1971. V. 45. P. 1786.
156. *Afnan I. R., Tang Y. C.* // Phys. Rev. 1968. V. 175. P. 1337.
157. *Tilley D. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 745. P. 155;
Tilley D. R. et al. Energy Levels of Light Nuclei $A = 9$. Preprint of Triangle Univ. Durkhman, 2001.
158. *Tag Eldin I. M. A. et al.* // J. Phys. G. 1990. V. 16. P. 1051.
159. *Alkhasov G. D. et al.* // Phys. Lett. B. 1979. V. 85. P. 43.
160. *Бережной Ю. А. и др.* // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 1885.
161. *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.
162. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.
163. *Osland P., Glauber R. G.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 326. P. 255.
164. *Korshennikov A. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 316. P. 38.
165. *Moon C. B. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 297. P. 39.
166. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Зайкин А. Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 714.
167. *Crespo R. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 054607.
168. *Kelly J. J.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 1490.
169. *Glomer C. W. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. 1664.
170. *Glomer C. W. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 2487.
171. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Имамбеков О.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1.

172. Жусунов М. А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 804; 2009. Т. 73. С. 213.
173. *Dortmans P. J. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2249.
174. *Carr J. A.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 324.
175. *Crespo R., Tostevin J. A., Johnson R. C.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 51. P. 3283.
176. Жусунов М. А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 811.
177. *Wolski R., Pakou A., Alamanos N.* // Yad. Fiz. 2002. V. 65. P. 769.
178. Алхазов Г. Д., Лободенко А. А. // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 98.
179. *Hasell D. K. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 236.
180. *Herenzaki S., Toki H., Tanihata I.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 552. P. 57.