Казахский национальный университет им. аль-Фараби

УДК 539.143/.144 (043)

На правах рукописи

КАЖЫКЕНОВ ШАЛКАР МУРАТОВИЧ

Экзотические состояния ядер с 1p оболочками

8D05308 – Ядерная физика

Диссертация на соискание степени
доктора философии (PhD)

Научный консультант:
PhD, ассоциированный профессор,
директор Департамента казахстанского
содержания Агентства РК по атомной
энергии
Джансейтов Данияр Маралович

Зарубежный научный консультант:
PhD, профессор Исмаил Бозтосун
(Университет Акдениз, Анталия,
Турция)

Республика Казахстан
Алматы 2026

СОДЕРЖАНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЯ 4
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ 6
ВВЕДЕНИЕ 7
1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР 14
2 ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ 16
2.1 Ядерные модели и формализм описания 16
2.2 Ядра с 1-p оболочкой и их свойства 18
2.2.1 Общие характеристики 18
2.2.2 Оболочечная модель 18
2.2.3 Коллективные и кластерные эффекты 19
2.2.4 Методы конфигурационного взаимодействия 20
2.2.5 Экзотические состояния 21
2.3 Оптическая модель 21
2.4 Неоднозначности оптического потенциала 22
2.5 Модель двойной свертки 23
2.6 Метод связанных каналов 25
2.7 Метод искаженных волн 26
2.8 Метод парциальных волн 27
2.9 Формализм ядерной радуги 31
2.10 Методы определения радиусов возбуждённых состояний ядер 32
3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА 34
3.1 Экспериментальные данные и источники используемой информации 34
3.2 Собственные экспериментальные исследования 34
3.3 Использование опубликованных экспериментальных данных 35
3.4 Сопоставление эксперимента и теории 36
4 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ^{13}C+^{12}C ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА 37
4.1 Экспериментальные данные 37
4.2 Кластерный фолдинг-потенциал для системы ^{13}C=^{12}C+n 37
4.3 Анализ упругого рассеяния ^{12}C+^{13}C методом CFP+DWBA 39
Вывод по четвертому разделу 45
5 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{13}C 46
5.1 Экспериментальные данные 46
5.2 Влияние развала дейтрона на угловое распределение d+^{13}C при 14,5 МэВ 46
5.3 Влияние реакций передачи нуклонов на упругое рассеяние d+^{13}C 50
5.3.1 Реакция перехвата нейтрона ^{13}C(d,p)^{14}C 50
5.3.2 Реакция подхвата нейтрона ^{13}C(d,t)^{12}C 52
5.3.3 Реакция срыва протона ^{13}C(d,n)^{14}N 54
Вывод по пятому разделу 56
6 ВОЗБУЖДЕННЫЕ МОДЫ ЯДРА ^{13}C В РЕАКЦИИ С d+^{13}C 57

6.1 Экспериментальные данные 57
6.2 Анализ одночастичных и кластерных состояний методом связанных каналов 58
6.3 Основное и возбужденные состояния ядра ^{13}C 61
6.3.1 Основное состояние ядра ^{13}C 61
6.3.2 Состояние при энергии 3,089 МэВ 62
6.3.3 Состояние при энергии 8,860 МэВ 64
6.3.4 Состояние при энергии 9,897 МэВ 66
Выводы по шестому разделу 67
7 УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ^{7}Li 68
7.1 Экспериментальные данные 68
7.2 Анализ упругого рассеяния протонов на ^{7}Li методом парциальных волн 69
Выводы по седьмому разделу 72
8 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ЯДРОМ ^{14}C 73
8.1 Экспериментальные данные 73
8.2 Анализ упругого рассеяния протонов на ^{14}C методом парциальных волн 74
Выводы по восьмому разделу 79
ЗАКЛЮЧЕНИЕ 80
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ 81

ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В настоящей диссертации применяют следующие термины с соответствующими определениями:

Возбуждённое состояние ядра	Состояние ядра, соответствующее энергии, превышающей энергию основного состояния и характеризующееся изменением внутренней структуры ядра
Детектор	Устройство для регистрации вторичных ядерных излучений
Дифференциальное сечение	Физическая величина, характеризующая вероятность протекания ядерной реакции в заданном направлении рассеяния
Кластерное состояние	Состояние ядра, в котором его структура описывается совокупностью относительно устойчивых кластеров нуклонов
Лёгкие ядра	Атомные ядра с массовыми числами от 4 до 40
Метод парциальных волн	Метод квантовой теории рассеяния, основанный на численном решении радиального уравнения Шрёдингера и позволяющий рассчитывать фазовые сдвиги, амплитуды рассеяния и дифференциальные сечения
Микроструктура ядра	Совокупность одночастичных, коллективных и кластерных конфигураций, определяющих структуру ядра и особенности протекания ядерных реакций
Неупругое рассеяние	Ядерная реакция, сопровождающаяся возбуждением ядра без изменения его нуклонного состава
Оптическая модель	Теоретическая модель описания ядерных реакций, основанная на использовании комплексного потенциала взаимодействия налетающей частицы с ядром
Оптический потенциал	Комплексный потенциал взаимодействия, включающий действительную и мнимую части и используемый для описания процессов

	рассеяния и поглощения
Реакция переноса	Ядерная реакция, при которой происходит перенос одного или нескольких нуклонов между взаимодействующими ядрами
Сечение	Вероятность взаимодействия налетающей частицы с атомным ядром
Упругое рассеяние	Процесс взаимодействия, при котором внутреннее состояние взаимодействующих ядер не изменяется, а изменяются только их кинематические характеристики
Фолдинг-потенциал	Микроскопический потенциал взаимодействия, получаемый свёрткой распределений ядерной плотности с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием
Ядерная радуга	Интерференционное явление в угловом распределении сечения, аналогичное оптической радуге, возникающее при упругом рассеянии
Ядро-мишень	атомное ядро, являющееся объектом взаимодействия с налетающей частицей при исследовании ядерных реакций и процессов рассеяния

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

ИЯФ	Институт ядерной физики
МэВ	Мегаэлектронвольт
с.ц.м.	Система центра масс
У-150М	Циклотрон в ИЯФ НЯЦ РК (до ~30 МэВ)
ALAS (Anomalous Large Angle Scattering)	Аномальное рассеяние на больших углах (обычно $\theta>90^{o}$). Связано с внутренней структурой ядра и туннельными эффектами
CC	Coupled Channels - метод связанных каналов
CDCC	Continuum Discretized Coupled Channels – метод связанных каналов с дискретизацией континуума
CDM3Y	Complex Density-Dependent Michigan 3Yukawa – эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие типа M3Y с комплексной плотностной зависимостью, используемое при построении микроскопических фолдинг-потенциалов.
CRC	Coupled Reaction Channels – метод связанных реакционных каналов
$d\sigma/d\Omega$	Дифференциальное сечение
DWBA	Distorted Wave Born Approximation – метод искаженных волн
E	Энергия взаимодействия
E_d	Энергия, налетающего дейтрона
EXFOR	Экспериментальная база данных ядерных реакций
FRESCO	Программа для расчётов реакций (DWBA, CDCC, CRC и др.)
FWM	Full Wave Method – метод парциальных волн
SA	(Spectroscopic amplitude) спектроскопическая амплитуда
U(r)	Полный оптический потенциал взаимодействия
V(r)	Действительная часть оптического потенциала
W(r)	Мнимая часть оптического потенциала
Θ	Угол рассеяния
$\rho(r)$	Плотность распределения ядерного вещества
$\psi(r)$	Волновая функция

ВВЕДЕНИЕ

Общая характеристика работы. Лёгкие ядра с незамкнутой 1p-оболочкой представляют интерес благодаря сочетанию одночастичных, коллективных и кластерных проявлений. Реакции рассеяния служат эффективным инструментом изучения их структуры и проверки теоретических моделей ядерного взаимодействия.

В настоящей работе исследуются процессы взаимодействия протонов и дейтронов с ядрами ^{13}C, ^{14}C и ^{7}Li в области энергий, близкой к кулоновскому барьеру. В данном диапазоне энергий характеристики дифференциальных сечений обладают высокой чувствительностью к особенностям структуры ядра и параметрам взаимодействия. Это позволяет использовать реакции рассеяния для исследования распределения ядерной плотности и структурных эффектов в лёгких ядрах.

Анализ выполнен на основе опубликованных экспериментальных данных с привлечением современных теоретических подходов. Для построения потенциалов взаимодействия использованы оптическая модель и микроскопический фолдинг-подход.

Для описания динамики реакций применялись метод парциальных волн, приближение искажённых волн и формализмы связанных каналов с учётом влияния возбуждённых состояний и многоканальных процессов на характеристики рассеяния.

В работе исследованы угловые распределения дифференциальных сечений, фазовые сдвиги и амплитуды рассеяния для реакций ^{13}C(d,d)^{13}C, ^{13}C(d,p)^{14}C, ^{14}C(p,p)^{14}C и ^{7}Li(p,p)^{7}Li. Сопоставление результатов расчётов с экспериментальными данными позволило определить параметры оптических потенциалов, характеристики взаимодействия и особенности низколежащих возбуждённых состояний исследуемых ядер.

Анализ полученных результатов показывает влияние микроструктурных эффектов на формирование сечений упругого и неупругого рассеяния и позволяет уточнить интерпретацию экспериментальных данных для ядер с незамкнутой 1p-оболочкой. Работа посвящена исследованию структуры лёгких ядер и особенностей механизмов ядерных реакций.

Актуальность темы диссертации связана с необходимостью дальнейшего развития современных теоретических методов анализа ядерных реакций, позволяющих более полно описывать экспериментальные данные и получать достоверную информацию о структуре лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой. Несмотря на большое количество выполненных экспериментальных исследований, ряд вопросов, связанных с процессами рассеяния, переносом нуклонов и влиянием возбуждённых состояний на характеристики ядерных реакций, до сих пор остаётся открытым. В связи с этим сохраняется необходимость применения современных микроскопических и многоканальных методов, позволяющих исследовать влияние структуры ядра на характеристики ядерных реакций в области энергий, близких к кулоновскому барьеру.

Цель диссертационной работы – установить влияние микроструктуры лёгких ядер ^{13}C, ^{14}C и ^{7}Li, включая их возможные экзотические состояния, на дифференциальные сечения реакций ^{13}C+^{12}C, ^{13}C(d,p)^{14}C, ^{14}C(p,p)^{14}C и ^{7}Li(p,p)^{7}Li.

Задачи исследования.

– установить влияние структурных особенностей ядер ^{13}C, ^{14}C и ^{7}Li на характеристики упругого и неупругого рассеяния протонов и дейтронов в области энергий, близкой к кулоновскому барьеру;

– построить и обосновать параметры микроскопических и оптических потенциалов взаимодействия для систем p+^{7}Li, d+^{13}C и p+^{14}C на основе сопоставления расчётных и экспериментальных данных;

– определить характеристики низколежащих возбуждённых состояний исследуемых ядер и особенности их пространственной структуры;

– установить взаимосвязь между фазовыми сдвигами, парциальными амплитудами рассеяния и структурными характеристиками рассматриваемых ядер.

Объект исследования. Угловые распределения дифференциальных сечений при рассеянии протонов и дейтронов на ядрах ^{13}C, ^{7}Li и ^{14}C при энергиях 3,7-12,5 МэВ, включая реакции ^{13}C(d,d)^{13}C, ^{13}C(d,p)^{14}C, ^{14}C(p,p)^{14}C, ^{7}Li(p,p)^{7}Li.

Предмет исследования являются дифференциальные сечения, фазовые сдвиги и амплитуды рассеяния, структура возбуждённых состояний и параметры ядерных потенциалов для систем ^{13}C, ^{7}Li и ^{14}C при низких энергиях.

Методы исследования. Исследование имеет теоретический характер и основано на анализе дифференциальных сечений ядерных реакций методами теории ядерных реакций. В качестве экспериментальной базы использовались данные, полученные на циклотроне У-150М, а также результаты из базы EXFOR, применявшиеся для сопоставления с теоретическими расчётами.

Для исследования процессов рассеяния и реакций переноса использован комплекс взаимодополняющих теоретических подходов. Анализ характеристик упругого взаимодействия выполнен в рамках оптической модели и микроскопического фолдинг-подхода, тогда как описание неупругих процессов и каналов переноса основано на формализмах DWBA, CC, CDCC и CRC. Такой набор методов позволяет учитывать влияние возбуждённых состояний, многоканальной динамики и каналов распада на наблюдаемые характеристики реакций.

Численная реализация расчётов осуществлялась с использованием программного комплекса FRESCO. Определение фазовых сдвигов, амплитуд рассеяния и дифференциальных сечений выполнялось на основе метода парциальных волн с численным решением радиального уравнения Шрёдингера. При проведении вычислений использовались алгоритмы Рунге–Кутты высокого порядка, реализованные в средах Python и Wolfram Mathematica.

Научная новизна.

1. В низкоэнергетической области для ядер ^{13}C, ^{7}Li и ^{14}C выполнено исследование процессов упругого и неупругого рассеяния с использованием

метода парциальных волн, приближения искажённых волн и формализмов связанных каналов для систем с незамкнутой 1p-оболочкой.

2. Для лёгких ядер с использованием микроскопических фолдинг-потенциалов прослежена зависимость результатов расчётов от структуры возбуждённых состояний. Особенности угловых распределений дифференциальных сечений связаны с проявлением одночастичных и кластерных конфигураций в ядрах ^{13}C и ^{14}C.

3. Для возбуждённых состояний ядра ^{13}C получены различия в структуре уровней. Для состояния с энергией 3,09 МэВ преобладает одночастичная конфигурация, тогда как уровни 8,86 и 9,89 МэВ характеризуются доминирующим вкладом кластерной конфигурации ^{9}Be+α.

4. При рассмотрении реакции ^{13}C+^{12}C в рамках кластерного фолдинг-подхода показано влияние одношагового нейтронного переноса на поведение дифференциальных сечений в области больших углов рассеяния. Учёт данного механизма обеспечивает воспроизведение особенностей аномального крупноуглового рассеяния, характерного для преломляющего режима взаимодействия.

5. Для системы ^{7}Li(p,p)^{7}Li в низкоэнергетической области рассмотрены особенности применения микроскопического фолдинг-подхода. При описании экспериментальных угловых распределений заметный вклад вносит мнимая часть оптического потенциала.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Для реакции ^{13}C+^{12}C в диапазоне энергий $E_{с.ц.м.}$=7,8-49,1 МэВ методом OM+DWBA установлено, что воспроизведение экспериментальных дифференциальных сечений в области больших углов рассеяния достигается при учёте одношагового нейтронного переноса; для конфигурации ^{13}C→^{12}C+n получена спектроскопическая амплитуда SA=0,87±0,10, слабо зависящая от энергии.

2. Для реакции ^{13}C(d,d)^{13}C при энергиях дейтрона E_d=14-16 МэВ форма угловых распределений определяется совместным влиянием виртуального развала дейтрона и процессов однонуклонного переноса. Воспроизведение экспериментальных данных требует учёта каналов ^{13}C(d,p)^{14}C и ^{13}C(d,n)^{14}N.

3. По данным неупругого рассеяния дейтронов на ядре ^{13}C при энергии E_d=14,5 МэВ установлено, что возбуждённое состояние с энергией E=3,09 МэВ имеет преимущественно одночастичную структуру конфигурации ^{12}C+n, тогда как возбуждённые состояния с энергиями E=8,86 и 9,89 МэВ характеризуются доминирующим вкладом кластерной конфигурации ^{9}Be+α при пренебрежимо малом вкладе конфигурации ^{12}C (0_2^+) +n.

4. Установлена применимость микроскопических потенциалов свертки (M3Y для ^{7}Li и CDM3Y для ^{14}C) на основе их кластерных плотностей (α+t и ^{12}C+2n) для количественного описания дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов при энергиях 3,0-7,0 МэВ.

Теоретическая и практическая значимость исследования связана с исследованием микроструктуры лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой и

особенностей ядерных реакций в области низких энергий. В работе рассмотрена связь между структурными характеристиками ядер ^{13}C, ^{14}C и ^{7}Li и параметрами упругого и неупругого рассеяния. Проанализированы угловые распределения дифференциальных сечений, фазовые сдвиги и амплитуды рассеяния. При описании исследуемых систем требуется учитывать не только одночастичные состояния, но также кластерные конфигурации, процессы переноса и связь каналов.

Практическая значимость работы определяется использованием полученных расчётных характеристик при анализе экспериментальных данных по ядерным реакциям в области низких энергий. Рассчитанные параметры потенциалов, фазовые характеристики и дифференциальные сечения могут применяться при подготовке новых экспериментов, выборе диапазонов энергий и углов измерений, а также при уточнении существующих моделей ядерного взаимодействия. Полученные данные представляют интерес при формировании и дополнении специализированных баз ядерных данных, используемых при исследованиях структуры ядер и механизмов ядерных реакций.

Достоверность полученных результатов обеспечивается согласованным использованием экспериментальных данных и современных теоретических подходов к описанию ядерных реакций. При анализе исследуемых систем использовались оптическая модель, микроскопический фолдинг-подход, формализмы DWBA и метод парциальных волн. Численные расчёты выполнялись с применением программного комплекса FRESCO.

Надёжность выбранных параметров взаимодействия подтверждалась сопоставлением расчётных угловых распределений с экспериментальными данными, представленными в базе EXFOR и опубликованных работах. Полученные результаты демонстрируют устойчивое согласие с измеренными дифференциальными сечениями в исследуемом энергетическом диапазоне.

Связь данной работы с другими исследованиями. В настоящей диссертационной работе представлены материалы и результаты, связанные с выполнением научно-исследовательских работ по проектам и программе: AP14972391 «Исследование экзотических состояний ядер 1p-оболочки» (2022-2024 гг.), AP13067742 «Исследование кулоновского развала гало ядра ^{11}Be в нестационарном квантовом подходе» (2022-2024 гг.), AP19678586 «Получение экзотических ядер в реакции фрагментации от 10 МэВ/нуклон. Оценка выходов и продольных импульсных распределений» (2023-2025 гг.), BR24992891 «Комплексные исследования по ядерной, радиационной физике и технике, физике высоких энергий и космологии для развития конкурентных технологий» (2024-2026 гг.). Указанные исследования тематически связаны с изучением структуры легких и экзотических ядер, механизмов ядерных реакций и развитием расчетно-теоретических методов ядерной физики.

Личный вклад автора включает постановку задач исследования, выбор методов анализа и выполнение расчётов в рамках метода парциальных волн и приближения искажённых волн. Автором проведены анализ и интерпретация полученных результатов, сопоставление теоретических расчётов с

экспериментальными данными, а также подготовка и публикация научных работ по теме диссертации.

Апробация работы. Результаты, полученные в ходе выполнения диссертационной работы, представлялись научному сообществу на международной школе-конференции «Атом. Наука. Технологии» (Казахстан, 2020 г.) и обсуждались на научном семинаре ИЯФ (2026 г.). Отдельные направления исследования получили дальнейшее развитие в рамках проекта, реализуемого по программе «Болашак» (2026 г.).

Публикации по теме диссертации. Результаты диссертационной работы отражены в пяти научных публикациях, включая две статьи в журналах, рекомендованных Комитетом по обеспечению качества в сфере науки и высшего образования МНВО РК, а также три публикации в зарубежных изданиях, индексируемых в базе Scopus и имеющих ненулевой импакт-фактор:

1. Urazbekov B.A., Karakozov B.K., Burtebayev N.T., Janseitov D.M., Nasrulla M., Alimov D., Valiolda D.S., **Kazhykenov Sh.**, Denikin A.S., Demyanova A.S., Danilov A.N., Starastcin V.A. Single-particle and cluster modes of ^{13}C excited states of 3.09, 8.86 and 9.89 MeV // International Journal of Modern Physics E. – 2022. – Vol. 31, No. 4. – 2250031. DOI: https://doi.org/10.1142/S0218301322500318

2. Janseitov D.M., Alimov D., Valiolda D.S., **Kazhykenov Sh.**, Zhaugasheva S.A., Mauyey B., Hamada Sh. Cluster folding analysis of the ^{13}C + ^{12}C system at energies near the Coulomb barrier // Indian Journal of Physics. – 2025. – Vol. 99, No. 10. – P. 3891-3897. DOI: https://doi.org/10.1007/s12648-025-03585-1

3. **Kazhykenov Sh.M.**, Janseitov D.M., Yerbolatova G.U. Study of elastic scattering of protons on ^{7}Li in the energy range of 3-5.3 MeV // Physical Science and Technology. – 2025. – Vol. 12, No. 1-2. – P. 134-141. DOI: https://doi.org/10.26577/phst202512113

4. Janseitov D.M., Alimov D., Valiolda D.S., **Kazhykenov Sh.**, Mauyey B., Kemper K.W., Hamada Sh. Observation of nucleon transfer and deuteron breakup on d + ^{13}C system // Revista Mexicana de Física. – 2025. – Vol. 71, No. 3. – 031204. DOI: https://doi.org/10.31349/RevMexFis.71.031204

5. **Кажыкенов Ш.М.,** Джансейтов Д.М., Валиолда Д.С., Алтухов И. В. Проверка справедливости перекрестной проверки теоретических и численных методов на примере упругого рассеяния протонов на ^{14}C в диапазоне 3,7-7,0 МэВ // Вестник НЯЦ РК. – 2025. – № 4. – С. 198-208. DOI: https://doi.org/10.52676/1729-7885-2025-4-198-208

Диссертационная работа состоит из введения, восьми разделов, заключения и списка использованной литературы. Список использованной литературы состоит из 192 источников. Материалы исследования изложены на 95 страницах и содержат 9 таблиц и 28 рисунков.

Во введении рассматриваются актуальность выбранной темы и основные задачи исследования. Представлены цель работы, научная новизна и практическая значимость полученных результатов. Кроме того, приведены сведения о структуре диссертации, логике изложения материала, положениях,

выносимых на защиту, личном вкладе автора, апробации результатов и публикациях по теме исследования.

Первый раздел содержит обзор современных экспериментальных и теоретических исследований лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой (^{13}C, ^{14}C, ^{7}Li). Рассмотрены основные подходы к описанию их структуры и ядерных реакций, включая оболочечную и кластерную модели, а также оптический и фолдинг-подходы.

Во втором разделе изложены теоретические методы описания ядерных процессов. Приведён математический формализм оптической модели, метода искажённых волн, метода парциальных волн, модели двойной свёртки и связанных каналов (CDCC, CRC). Также представлены выражения для амплитуд рассеяния, фазовых сдвигов и численные методы решения, включая алгоритм Рунге-Кутты восьмого порядка.

Третий раздел включает описание используемых экспериментальных данных и методики их анализа. Рассмотрены характеристики ускорительных установок (У-150М, К-130, Ван де Грааф), условия проведения экспериментов и способы обработки результатов. Отдельно приведены программные средства, использованные при расчётах и визуализации данных.

В четвёртом разделе представлены результаты расчётов для реакций с участием ядра ^{13}C, полученные с использованием методов CFP и DWBA. Рассмотрены угловые распределения, фазовые сдвиги и амплитуды рассеяния, выполнено их сопоставление с экспериментальными данными.

В пятом разделе исследуется реакция d+^{13}C с учётом процессов развала дейтрона и переноса нуклонов между взаимодействующими ядрами. Рассматривается, как эти процессы влияют на угловые распределения упругого рассеяния и насколько важны для описания экспериментальных данных. Для этого анализируются реакции ^{13}C(d,p)^{14}C, ^{13}C(d,t)^{12}C и ^{13}C(d,n)^{14}N.

В шестом разделе изучается влияние различных каналов реакции на характеристики рассеяния. Последовательно рассматриваются процессы +(d,p), +(d,t) и +(d,n), что позволяет определить вклад каждого из них в воспроизведение экспериментальных результатов.

Седьмой раздел посвящён упругому рассеянию протонов на ядре ^{7}Li при энергиях 3,0-5,3 МэВ. Полученные расчёты сопоставляются с экспериментальными данными, что позволяет оценить возможности используемых теоретических подходов для описания данной системы.

Восьмой раздел содержит результаты исследования реакции ^{14}C(p,p)^{14}C. Анализ упругого канала выполнен в рамках метода парциальных волн, что позволило провести сопоставление расчётных угловых распределений с имеющимися экспериментальными данными.

В заключении представлены основные результаты исследования реакций с участием лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой. Рассмотрено влияние микроструктуры и механизмов взаимодействия на формирование дифференциальных сечений в низкоэнергетической области.

Для реакции $^{13}C+^{12}C$ воспроизведение сечений при больших углах рассеяния связано с учётом одношагового нейтронного переноса, при этом спектроскопическая амплитуда (SA≈0,87) практически не изменяется с ростом энергии.

В системе $^{13}C(d,d)^{13}C$ наблюдается совместное влияние процессов развала дейтрона и однонуклонного переноса. При описании экспериментальных данных требуется учёт каналов $^{13}C(d,p)^{14}C$ и $^{13}C(d,n)^{14}N$.

Для состояния 3,09 МэВ в ядре ^{13}C преобладает одночастичная структура, тогда как уровни 8,86 и 9,89 МэВ характеризуются кластерной конфигурацией $^{9}Be+\alpha$.

При анализе упругого рассеяния на ядрах ^{7}Li и ^{14}C описание экспериментальных данных достигается при использовании фолдинг-потенциала CDM3Y с учётом мнимой части потенциала.

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Лёгкие ядра с незамкнутой 1p-оболочкой образуют группу систем, занимающих промежуточное положение между простыми двух- и трёхчастичными объектами и более сложными ядрами средних масс. К ним относятся ядра, у которых валентные нуклоны располагаются на уровнях 1p-оболочки, тогда как более глубокие оболочки остаются заполненными. К числу таких ядер относятся ^{7}Li, ^{12}C, ^{13}C и ^{14}C, часто используемые при анализе моделей ядерной структуры и механизмов ядерных реакций.

Даже при сравнительно небольшом числе нуклонов в этих системах проявляется широкий спектр физических эффектов. Одновременно наблюдаются одночастичные движения нуклонов, коллективные корреляции и пространственная кластеризация. По этой причине лёгкие p-оболочечные ядра чувствительны к особенностям нуклон-нуклонного взаимодействия и форме эффективного потенциала.

Описание реакций с участием лёгких ядер основано на квантово-механическом подходе многоканального рассеяния, в котором взаимодействие налетающей частицы с ядром рассматривается с учётом различных реакционных каналов [1]. Наблюдаемые характеристики ядерных реакций формируются как параметрами взаимодействия между налетающей частицей и ядром, так и структурными свойствами исследуемой ядерной системы. Для лёгких ядер вклад отдельных реакционных каналов может существенно влиять на результаты рассеяния даже при их ограниченном числе. Проявлением такого влияния являются изменения угловых распределений, энергетической зависимости дифференциальных сечений и других экспериментально измеряемых характеристик.

Методы анализа прямых ядерных реакций применяются при описании упругого и неупругого рассеяния, а также реакций переноса [2]. Их использование связано с решением уравнения Шрёдингера с эффективным потенциалом взаимодействия. Такой подход даёт возможность сопоставить измеряемые экспериментально характеристики с параметрами структуры ядра. Для систем с незамкнутой 1p-оболочкой это особенно важно, поскольку их свойства чувствительны к форме потенциала и распределению ядерной плотности.

С точки зрения структуры ядра лёгкие системы с 1p-оболочками не описываются только приближением независимого движения нуклонов. Уже для основных состояний заметную роль играют корреляции, приводящие к отклонению от простых оболочечных представлений [3]. В возбуждённых состояниях влияние этих эффектов возрастает и может приводить к формированию пространственно неоднородных конфигураций, наблюдаемых в экспериментальных спектрах и реакционных характеристиках.

Для описания процессов рассеяния и переноса применяется оптическая модель, в которой сложное многочастичное взаимодействие заменяется эффективным комплексным потенциалом [4]. Его действительная часть

определяет упругое взаимодействие, тогда как мнимая учитывает потери потока, связанные с неупругими и реакционными каналами. Для лёгких ядер параметры потенциала особенно чувствительны к приповерхностной области, где влияние корреляций и кластерных компонент выражено наиболее сильно.

Переход к микроскопическим и полумикроскопическим подходам позволил напрямую связать реакционные расчёты с распределением ядерной плотности [5]. Такие модели основаны на свёртке эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия с плотностями взаимодействующих ядер. В результате пространственное распределение нуклонов начинает напрямую влиять на расчёт характеристик реакции. Для лёгких ядер это важно при анализе эффектов, связанных с перераспределением плотности и кластеризацией.

Для лёгких ядер характерно образование кластерных конфигураций. Согласно пороговому принципу, подобные состояния возникают вблизи энергий распада ядра на более простые подсистемы [6]. Для систем с незамкнутой 1p-оболочкой такой подход объясняет существование серий возбуждённых состояний кластерной природы, отличающихся увеличенными радиусами.

Дальнейшее развитие кластерных моделей показало, что кластеризация является распространённым свойством лёгких ядер [7]. Оболочечные и кластерные степени свободы в этих системах не исключают друг друга, а существуют одновременно. В зависимости от энергии возбуждения и особенностей состояния преобладающей может становиться одна из конфигураций, что отражается в характеристиках ядерных реакций.

Экспериментальные данные по взаимодействующим сечениям и радиусам лёгких ядер с 1p-оболочкой показывают существование пространственно-расширенных структур [8]. Простая оболочечная модель не всегда позволяет описать такие состояния. Даже стабильные лёгкие ядра в некоторых случаях имеют увеличенные размеры. Это влияет на процессы рассеяния и переноса нуклонов.

Важные сведения о структуре ядра дают эксперименты по упругому электронному рассеянию [9]. Они позволяют восстановить распределение зарядовой плотности внутри ядра. Полученные данные используют для проверки теоретических моделей и расчёта микроскопических потенциалов взаимодействия.

Микроскопические подходы связывают наблюдаемые характеристики ядерных реакций со свойствами ядра [10]. В их основе лежат эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия. Такие модели позволяют сравнивать результаты расчётов с экспериментальными данными и изучать механизмы ядерных реакций.

Лёгкие ядра с незамкнутой 1p-оболочкой представляют интерес благодаря сочетанию одночастичных, коллективных и кластерных эффектов. Реакции упругого и неупругого рассеяния дают возможность исследовать структуру таких ядер и проверять теоретические модели.

2 ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

2.1 Ядерные модели и формализм описания

При теоретическом описании ядерных реакций с участием лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой (^{13}C, ^{14}C, ^{7}Li) важную роль играет выбор модели структуры ядра, поскольку от него зависит воспроизведение спектроскопических характеристик и реакционных наблюдаемых. В данной работе ядерные модели используются как инструмент для построения волновых функций и эффективных потенциалов, применяемых при анализе процессов упругого и неупругого рассеяния.

В качестве базового приближения используется оболочечная модель, в которой движение нуклонов рассматривается в среднем поле, формируемом взаимодействием со всеми остальными частицами системы. Современные конфигурационные варианты этой модели позволяют описывать низколежащие состояния ядер с незамкнутой 1p-оболочкой и получать волновые функции, используемые при расчётах одночастичных плотностей и спектроскопических амплитуд [11]. Для ядер ^{13}C и ^{14}C такие подходы дают возможность классифицировать состояния по спину и чётности и служат основой для дальнейшего реакционного анализа.

Однако для лёгких p-оболочечных ядер только одночастичного описания недостаточно. Существенный вклад вносят коллективные степени свободы, связанные с согласованным движением нуклонов и эффектами динамической деформации. В результате возникают состояния смешанной природы, в которых оболочечные и коллективные компоненты сосуществуют. Учёт этих эффектов важен при описании переходов, возбуждаемых в реакциях неупругого рассеяния, а также при воспроизведении наблюдаемых угловых распределений [12].

Помимо оболочечных и коллективных корреляций, для ядер с незамкнутой 1p-оболочкой заметный вклад в структуру вносят кластерные конфигурации. Микроскопические кластерные модели показывают, что такие состояния могут существенно изменять пространственное распределение плотности и характеристики эффективного взаимодействия. При энергиях вблизи кулоновского барьера влияние кластерных эффектов усиливается, поскольку взаимодействие становится чувствительным к периферической области ядра, где их вклад возрастает [13].

Для лёгких ядер оболочечные, коллективные и кластерные представления обычно используются совместно и не рассматриваются как взаимно исключающие подходы. Их сочетание позволяет получать более реалистичные волновые функции, применяемые при расчётах реакционных амплитуд. Это уменьшает зависимость результатов от отдельных модельных предположений и упрощает сопоставление расчётов с экспериментальными данными [14].

При описании структуры и переходных характеристик в работе использовались методы конфигурационного взаимодействия. Они применялись

при расчётах спектров возбуждённых состояний, переходных плотностей и матричных элементов операторов, которые далее использовались при вычислении реакционных амплитуд в рамках оптической модели и приближения искажённых волн. Совместное использование этих методов поддерживает связь между структурной и реакционной частями расчётов и уменьшает число свободных параметров [15].

При анализе ядерных реакций важным является не полное воспроизведение спектра возбуждённых состояний, а описание характеристик, непосредственно влияющих на наблюдаемые величины. К ним относятся радиальные распределения плотности, асимптотическое поведение волновых функций и переходные матричные элементы. Эти величины определяют форму и нормировку угловых распределений дифференциальных сечений и должны воспроизводиться с достаточной точностью в рамках используемых моделей.

В работе используются оболочечные, коллективные и кластерные модели, формирующие структурную основу для расчёта реакционных характеристик. Это даёт возможность рассматривать реакции упругого и неупругого рассеяния как инструмент исследования микроструктуры лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой.

Математическое описание структуры ядра в рассматриваемых моделях задаётся волновой функцией Ψ, зависящей от координат всех нуклонов. Наблюдаемые величины, такие как энергия, радиус и плотность распределения, определяются как средние значения соответствующих операторов:

$$\langle \hat{0} \rangle = \int \Psi^* \hat{0} \, \Psi d\tau \qquad (2.1)$$

где $\langle \hat{0} \rangle$ – оператор наблюдаемой величины;

Ψ – волновая функция ядра.

Для анализа ядерных реакций использовались модели, связывающие структуру ядра с экспериментально наблюдаемыми характеристиками. При описании прямых реакций одним из основных методов является приближение искажённых волн, применяемое для анализа процессов упругого и неупругого рассеяния, а также реакций переноса [16].

Метод основан на численном решении радиального уравнения Шрёдингера для упругого канала с использованием эффективных оптических потенциалов. Микроскопические фолдинг-потенциалы позволяют рассчитывать амплитуды рассеяния и сопоставлять их с экспериментальными данными [17]. Такой подход помогает установить связь между наблюдаемыми характеристиками реакции и структурой ядра. Дополнительная феноменологическая подгонка в рамках DWBA при этом не требуется.

Совместное использование структурных и реакционных моделей позволяет рассматривать строение ядра и механизмы реакции в рамках единого подхода. Это особенно важно при анализе экспериментальных данных, связанных с кластерными и пространственно расширенными состояниями [18].

2.2 Ядра с 1-p оболочкой и их свойства

2.2.1 Общие характеристики

К ядрам с незамкнутой 1p-оболочкой относятся ^{13}C, ^{14}C и ^{7}Li. Валентные нуклоны в этих системах занимают p-состояния (l=1). В структуре таких ядер одновременно проявляются одночастичные и коллективные эффекты. Важную роль играет спин-орбитальное расщепление подуровней $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. Оно влияет на структуру низколежащих состояний и форму волновых функций, используемых при расчётах переходных плотностей и реакционных амплитуд [19].

Помимо одночастичных конфигураций заметный вклад в структуру вносят корреляционные и кластерные эффекты. Они могут приводить к пространственно расширенным волновым функциям и повышать чувствительность наблюдаемых характеристик к периферической области ядерного потенциала. Подобные особенности проявляются в угловых распределениях и энергетической зависимости дифференциальных сечений рассеяния [20].

Относительно небольшая энергия связи валентных нуклонов определяет чувствительность ядер с незамкнутой 1p-оболочкой к форме ядерной плотности и параметрам оптического потенциала. Поэтому такие системы часто используются при проверке микроскопических и полумикроскопических моделей взаимодействия для реакций упругого и неупругого рассеяния [21]. Схематическое расположение ядер с незамкнутой 1p-оболочкой представлено на рисунке 1.

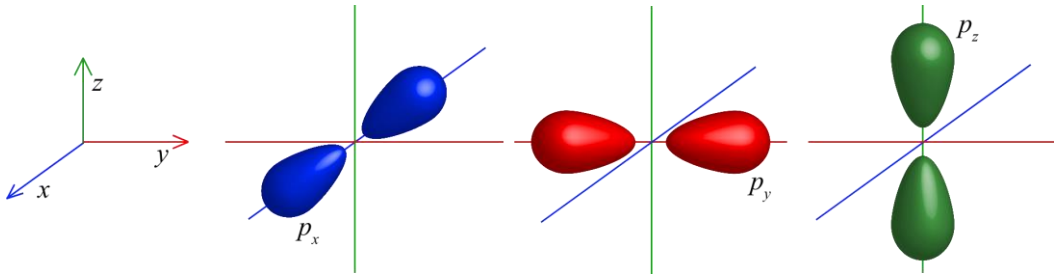


Рисунок 1 – Схема ядер с 1-p оболочками

2.2.2 Оболочечная модель

Оболочечная модель используется для описания структуры лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой и рассматривает движение нуклонов в эффективном среднем поле с учётом спин-орбитального расщепления. В рамках такого подхода описываются магические числа, спектры основных и возбуждённых состояний, а также спины и чётности одночастичных конфигураций [19, с. 1-30].

Для ядер углерода с незамкнутой 1p-оболочкой оболочечная модель используется при интерпретации низколежащего спектра. Ядро ^{13}C обычно рассматривается как система ^{12}C+n, в которой основные уровни формируются нейтроном на орбитах $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$. В таком приближении воспроизводятся энергии,

спины и парности низколежащих состояний при использовании ограниченного набора конфигураций [21, с. 1-20].

Современные варианты оболочечной модели используют эффективные взаимодействия для p- и sd-оболочек и численную диагонализацию в ограниченных модельных пространствах. Это позволяет описывать спектроскопические и одночастичные характеристики, которые далее используются при расчётах переходных плотностей и реакционных матричных элементов [21, с. 21-40]. Схематическое представление структуры ядра ^{16}O в рамках оболочечной модели приведено на рисунке 2.

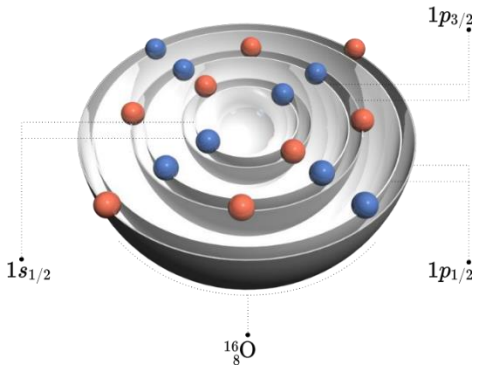


Рисунок 2 – Схема ядра ^{16}O в оболочечной модели

2.2.3 Коллективные и кластерные эффекты

При описании структуры ядер с незамкнутой 1p-оболочкой необходимо учитывать коллективные степени свободы, связанные с согласованным движением нуклонов. В лёгких ядерных системах такие эффекты приводят к появлению деформационных и квазимолекулярных конфигураций, которые не описываются в рамках чисто оболочечного приближения и требуют расширения модельного пространства за счёт коллективных компонент [22].

Для систем ^{12}C и ^{13}C характерны α-кластерные конфигурации, связанные с формированием пространственно расширенных возбуждённых состояний, включая структуры типа состояния Хойла. Их проявления наблюдаются как в спектре возбуждения, так и в угловых распределениях рассеяния, чувствительных к периферической области ядерного взаимодействия. Поэтому при анализе экспериментальных данных используются как оболочечные, так и кластерные модели [20, с. 2-3].

Анализ возбуждённых состояний ядра ^{13}C показывает, что уровень с энергией 3,09 МэВ имеет преимущественно одночастичный характер. Для состояний с энергиями 8,86 и 9,89 МэВ, напротив, заметный вклад вносит кластерная конфигурация ^{9}Be+α. Эти особенности указывают на необходимость учёта кластерных степеней свободы при описании спектроскопических характеристик и реакционных свойств ядер с незамкнутой 1p-оболочкой [23].

Коллективные и кластерные эффекты влияют и на динамику ядерных реакций, особенно при описании дифференциальных сечений упругого и

неупругого рассеяния в области больших углов. Их вклад учитывается при выборе микроскопических и полумикроскопических потенциалов ядерного взаимодействия. Схематическое представление кластерной модели лёгких ядер приведено на рисунке 3.



Рисунок 3 – Схема кластерной модели ядер, слева направо: ^{4}He, ^{8}Be, ^{12}C

2.2.4 Методы конфигурационного взаимодействия

Методы конфигурационного взаимодействия (CI) используются для микроскопического описания структуры лёгких ядер. В рамках этого подхода полная волновая функция ядра представляется в виде суперпозиции одночастичных конфигураций, построенных в ограниченном модельном пространстве. Это позволяет учитывать корреляции между нуклонами, выходящие за пределы приближения среднего поля, и описывать спектры возбуждённых состояний, спины и чётности ядер с незамкнутой 1p-оболочкой.

При использовании CI-подхода сначала выбирается одночастичный базис, который обычно определяется в приближении среднего поля. В современных расчётах применяются вариационные методы и самосогласованные схемы Хартри–Фока с учётом парных корреляций (HF+BCS) совместно с эффективными нуклон-нуклонными взаимодействиями для p- и sd-оболочек. Такой подход позволяет описывать основные и низколежащие возбуждённые состояния лёгких ядер, включая ^{13}C и ^{14}C, а также получать волновые функции для дальнейших реакционных расчётов [24].

В рамках CI-подхода рассчитываются одночастичные и переходные плотности, а также спектроскопические амплитуды. Эти величины используются при вычислении реакционных матричных элементов в оптической модели и приближении искажённых волн. Они связывают структуру ядра с наблюдаемыми характеристиками ядерных реакций.

Достоверность результатов проверяется путём сравнения рассчитанных спектроскопических факторов и переходных плотностей с экспериментальными данными по реакциям переноса и неупругого рассеяния. Такое сравнение помогает понять вклад различных конфигураций в структуру исследуемых состояний и определить их одночастичный или коллективный характер.

Для системы d+^{13}C расчёты показали важную роль одночастичных конфигураций. Их учёт необходим для правильного описания формы и

нормировки угловых распределений дифференциальных сечений. Полученные результаты подтверждают возможность применения CI-подхода при исследовании возбуждённых состояний ядра ^{13}C и анализе связи между структурой ядра и механизмами ядерных реакций [25].

2.2.5 Экзотические состояния

Особый интерес в ядрах с незамкнутой 1p-оболочкой представляют экзотические состояния, связанные с пространственно расширенными конфигурациями и относительно слабой связью валентных нуклонов. Для ядра ^{13}C к таким состояниям относятся, в частности, уровни с квантовыми числами $3/2^-$ и $1/2^+$, которые в ряде работ интерпретируются как гало- или кластерные состояния с увеличенным радиусом и выраженной периферийной структурой.

Наличие подобных конфигураций приводит к отклонениям от предсказаний стандартной оболочечной модели и указывает на необходимость привлечения расширенных модельных представлений. Пространственно-протяжённый характер волновых функций таких состояний проявляется в повышенной чувствительности дифференциальных сечений к внешней области ядерного взаимодействия и к асимптотическому поведению одночастичных компонент [26].

Сопоставление экспериментальных угловых распределений с расчётами, выполненными в рамках методов искажённых и парциальных волн, позволяет извлекать информацию о радиусах, плотностях и механизмах возбуждения экзотических состояний. В этом контексте реакции упругого и неупругого рассеяния выступают как эффективный зонд приповерхностной области ядра и дают возможность проверять модели, учитывающие пространственно расширенные конфигурации [27].

В частности, при анализе упругого рассеяния протонов на ядре ^{14}C в низкоэнергетической области было показано, что адекватное описание экспериментальных данных требует явного учёта расширенной структуры возбуждённых состояний и формы микроскопического оптического потенциала. Полученные результаты подтверждают, что экзотические эффекты могут оказывать заметное влияние на наблюдаемые сечения даже вблизи кулоновского барьера, где вклад периферийных компонент оказывается доминирующим.

2.3 Оптическая модель

Оптическая модель (ОМ) является одним из наиболее универсальных и широко применяемых инструментов теоретического анализа ядерных реакций и используется для описания процессов упругого и неупругого рассеяния, а также каналов поглощения. В рамках данного подхода взаимодействие налетающей частицы с ядром-мишенью моделируется с помощью эффективного комплексного потенциала, который в усреднённом виде учитывает вклад всех открытых и закрытых реакционных каналов [28].

Действительная часть оптического потенциала отвечает за преломление и отражение волновой функции в упругом канале и определяет характер интерференционных эффектов в угловых распределениях. Мнимая часть потенциала описывает потери потока из упругого канала за счёт возбуждения внутренних степеней свободы ядра, процессов переноса и других неупругих реакций. Существенную роль играет также спин-орбитальное взаимодействие, оказывающее заметное влияние на форму дифференциальных сечений, особенно при анализе поляризационных эффектов и рассеяния на больших углах. В общем виде оптический потенциал может быть записан как:

$$U(r) = V_R(r) + iW(r) + V_{SO}(r) + V_C(r) \qquad (2.2)$$

где $V_R(r)$ – действительная часть, ответственная за притяжение;

$W(r)$ – мнимая часть, учитывающая потери на каналы поглощения;

$V_{SO}(r)$ – вклад от спин-орбитального взаимодействия;

$V_C(r)$ – кулоновское отталкивание для заряженных частиц.

Наиболее часто применяемая форма потенциала - параметризация Вудса-Саксона [29].

Оптическая модель используется при расчёте фазовых сдвигов, амплитуд рассеяния и дифференциальных сечений и лежит в основе метода искажённых волн. Параметры потенциала могут определяться путём подгонки к экспериментальным данным либо выбираться из глобальных систематик, применяемых для различных ядер и энергетических диапазонов [30].

Использование оптической модели имеет ряд ограничений, связанных с её феноменологическим характером и неоднозначностью параметров, особенно в области низких энергий. Вблизи кулоновского барьера влияние периферийных процессов возрастает, а вклад кластерных и пространственно-расширенных состояний становится более заметным. В таких случаях возникает необходимость использования микроскопических и полумикроскопических потенциалов, а также дополнительного анализа чувствительности расчётов к распределению ядерной плотности [31].

В настоящей работе оптическая модель применялась при описании реакций $^{13}C(d,d')^{13}C$, $^{7}Li(p,p)^{7}Li$ и $^{14}C(p,p)^{14}C$. Она использовалась как для построения искажённых волновых функций в приближении DWBA, так и при расчётах упругого канала методом парциальных волн. Такой подход позволил проводить сопоставление результатов расчётов с экспериментальными данными и анализировать влияние микроструктуры ядра на наблюдаемые характеристики реакции.

2.4 Неоднозначности оптического потенциала

При использовании оптической модели возникает проблема неоднозначности параметров потенциала. Различные наборы параметров могут воспроизводить экспериментальные дифференциальные сечения с близкой

точностью, однако приводить к различным представлениям о характере взаимодействия. Для уменьшения такой неопределённости необходимо привлекать дополнительные физические ограничения и независимые критерии выбора параметров [32].

Одним из проявлений этой проблемы являются глубинная и фазовая неоднозначности. Потенциалы, различающиеся по форме и глубине, могут приводить к близким значениям фазовых сдвигов и, как следствие, давать практически одинаковые угловые распределения. Такие ситуации чаще возникают при ограниченном наборе экспериментальных данных или недостаточном угловом диапазоне измерений [33].

Дополнительная неопределённость связана со спин-орбитальной частью потенциала. При отсутствии поляризационных данных её параметры определяются менее надёжно, что может влиять на описание тонкой структуры угловых распределений и приводить к различным вариантам интерпретации экспериментальных результатов [34].

На выбор параметров влияют также энергетические и изотопические особенности системы. Для лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой влияние таких эффектов возрастает в области низких энергий, где увеличивается вклад периферийных процессов, кластерных состояний и пространственно расширенных конфигураций [35].

При анализе реакций с участием ядер ^{13}C, ^{7}Li и ^{14}C указанные особенности учитывались за счёт использования расширенного набора экспериментальных данных и сопоставления расчётов, выполненных в рамках приближения искажённых волн и метода парциальных волн. Дополнительно использовались микроскопические фолдинг-потенциалы и глобальные оптические параметры, позволяющие получить более согласованное описание структуры и динамики ядер с незамкнутой 1p-оболочкой.

2.5 Модель двойной свёртки

Модель двойной свёртки (double folding model, DFM) используется для построения действительной части оптического потенциала при описании упругого рассеяния и применяется в задачах взаимодействия лёгких и средних ядер. В этом подходе потенциал формируется путём свёртки нуклонных плотностей взаимодействующих ядер с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, что позволяет связать форму потенциала со структурными особенностями ядра [36].

По сравнению с феноменологическими параметризациями типа потенциала Вудса–Саксона модель двойной свёртки уменьшает зависимость результатов от выбора параметров. Использование данного подхода особенно эффективно в энергетических областях, где характеристики рассеяния чувствительны к распределению ядерной плотности и особенностям взаимодействия в приповерхностной области [37].

В основе модели лежит построение эффективного потенциала взаимодействия V(R) в виде двойной свёртки плотностей взаимодействующих ядер с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием:

$$V(\vec{R}) = \iint \rho_1(\vec{r_1})\ \rho_2(\vec{r_2})\, v_{NN}(\vec{s})\, d\vec{r_1}\, d\vec{r_2} \qquad (2.3)$$

где $\vec{s} = \left|\vec{R} + \vec{r_2} - \vec{r_1}\right|$ – расстояние между нуклонами двух ядер;

ρ_1, ρ_2 – плотности нуклонов в ядрах-мишени и налетающем ядер соответственно;

v_{NN} – эффективное взаимодействие между двумя нуклонами.

Плотности нуклонов ρ(r) задаются по данным упругого электронного рассеяния либо определяются в рамках самосогласованных теоретических моделей. Для лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой обычно используются аналитические параметризации плотностей, воспроизводящие экспериментальные радиусы и асимптотическое поведение волновых функций. Такой подход важен при рассмотрении процессов, чувствительных к периферической области ядра [38].

В качестве эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия в модели двойной свёртки, как правило, применяются потенциалы типа M3Y с плотностной зависимостью, в частности модификации CDM3Y. Использование таких взаимодействий позволяет учитывать средовые эффекты и изменение силы NN-взаимодействия в ядерной среде, что имеет принципиальное значение при описании слабосвязанных и кластеризованных ядерных систем [39].

В стандартной реализации DFM формируется действительная часть оптического потенциала, тогда как мнимая компонента вводится феноменологически либо на основе глобальных систематик. К основным достоинствам модели относятся её физическая обоснованность, хорошая переносимость параметров и высокая чувствительность к форме ядерных плотностей, что позволяет воспроизводить интерференционные структуры, эффекты ядерной радуги и особенности рассеяния на больших углах. Ограничения модели связаны с зависимостью результатов от выбора плотностей и NN-взаимодействия, а также с необходимостью более сложных описаний в низкоэнергетической области и при наличии выраженной кластеризации [40].

В настоящей работе модель двойной свёртки использована для анализа реакции ^{7}Li(p,p)^{7}Li с применением эффективного взаимодействия CDM3Y и аналитических плотностей, согласованных с экспериментальными значениями радиусов. Полученный подход использовался для построения действительной части оптического потенциала без дополнительной параметрической подгонки. На его основе в методе парциальных волн рассчитывались волновые функции, фазовые сдвиги и дифференциальные сечения. Выполненные расчёты позволили сопоставить экспериментальные данные с характеристиками структуры ядра ^{7}Li и проследить влияние структурных особенностей на наблюдаемые параметры рассеяния.

2.6 Метод связанных каналов

Метод связанных каналов (coupled channels, CC) описывает процесс ядерного рассеяния как систему связанных квантово-механических уравнений для упругого и неупругих каналов. Такой подход учитывает переходы между различными внутренними состояниями ядра и их влияние на амплитуды рассеяния и форму угловых распределений дифференциальных сечений [41].

В одно-канальном приближении влияние подобных переходов явно не рассматривается. Включение связанных каналов позволяет учитывать взаимодействие между различными состояниями системы и проследить влияние возбуждения ядра на характеристики реакции. Роль этих эффектов возрастает в реакциях, где возбуждённые состояния ядра-мишени или налетающей частицы располагаются в низкоэнергетической области.

Для лёгких ядер с 1p-оболочками наличие низколежащих возбуждённых уровней приводит к существенной связи каналов уже при сравнительно низких энергиях налетающих частиц. Такая связь вызывает перераспределение потока между упругим и неупругими каналами и приводит к заметному изменению фазовой структуры амплитуды рассеяния. В результате форма и нормировка дифференциальных сечений могут существенно отличаться от предсказаний одноканальных расчётов даже вблизи кулоновского барьера.

В общем виде метод охватывает упругое и неупругое рассеяние, коллективные возбуждения и, при соответствующем расширении формализма, каналы переноса нуклонов. Математически он реализуется в виде системы связанных радиальных уравнений Шрёдингера, каждое из которых соответствует отдельному каналу взаимодействия:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k_i^2 - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2}V_{ii}(r)\right]\chi_i(r) = \sum_{j\neq i}\frac{2\mu}{\hbar^2}V_{ij}(r)\chi_j(r) \qquad (2.4)$$

где $\chi_i(r)$ – радиальная волновая функция канала *i*;

$V_i(r)$ – потенциал в основном (диагональном) канале;

$V_{ij}(r)$ – потенциалы связи между каналами i и j;

μ – приведённая масса системы;

l_i – орбитальный момент в канале i;

E – энергия в системе центра масс.

Каждое уравнение в данной системе описывает динамику волновой функции соответствующего канала, тогда как потенциалы связи $V_{ij}(r)$ отвечают за переходы между различными состояниями ядра. Наблюдаемое угловое распределение формируется совместным вкладом всех каналов, причём упругий канал оказывается искажённым за счёт связи с возбуждёнными состояниями, что является характерной особенностью CC-подхода [42].

Метод связанных каналов особенно эффективен при анализе реакций типа (p,p′), (d,d′) и (α,α′), где существенную роль играют коллективные эффекты, связанные с деформацией ядра и его вибрационными или ротационными возбуждениями. Для описания структуры таких состояний в рамках CC-подхода

обычно используются ротационная модель для деформированных ядер и вибрационная модель для систем, близких к сферическим [43].

Производным и широко применяемым формализмом является приближение связанных каналов Борна, используемое прежде всего при анализе реакций переноса, таких как (d,p) и (^{3}He,d). В этом случае связь каналов учитывается на уровне матричных элементов перехода, а волновые функции в начальном и конечном состояниях искажаются оптическими потенциалами [44].

К основным достоинствам метода связанных каналов относятся высокая точность при описании неупругого рассеяния и возможность извлечения деформационных параметров, переходных матричных элементов и вероятностей возбуждения. Ограничения метода связаны с быстрым ростом вычислительной сложности при увеличении числа каналов и необходимостью наличия надёжной информации о структуре ядра. В настоящем исследовании метод связанных каналов используется для анализа вкладов неупругих возбуждений в реакциях с участием ^{13}C и ^{7}Li в сочетании с приближением искажённых волн и моделью двойной свёртки, что обеспечивает согласованное описание структуры и динамики ядерных процессов.

2.7 Метод искаженных волн

Метод искажённых волн (Distorted Wave Born Approximation, DWBA) является одним из наиболее широко применяемых приближённых методов в теории ядерных реакций и используется для анализа неупругих процессов и реакций передачи нуклонов и кластеров. Формализм метода основан на первом порядке теории возмущений, однако, в отличие от плоско-волнового приближения, учитывает искажение как начальной, так и конечной волновых функций за счёт их взаимодействия с комплексным оптическим потенциалом ядра-мишени. Это позволяет существенно повысить точность описания процессов рассеяния и передачи при сохранении относительной вычислительной простоты метода [45].

Физическая суть DWBA заключается в представлении амплитуды перехода между начальным и конечным состояниями в виде матричного элемента перехода, вычисляемого с использованием искажённых волновых функций входного и выходного каналов. В общем виде амплитуда перехода записывается как:

$$T_{fi} = \left\langle \chi_f^{(-)} \mid V_{tr} \mid \chi_i^{(+)} \right\rangle \qquad (2.5)$$

где $\chi_i(+)$, $\chi_f(-)$ – искажённые волновые функции входного и выходного каналов, полученные при решении уравнения Шрёдингера с соответствующими оптическими потенциалами;

V_{tr} – переходный потенциал, ответственный за возбуждение или передачу.

Метод DWBA широко применяется при анализе неупругого рассеяния и реакций передачи, таких как (d,d′), (p,p′), (d,p) и (^{3}He,d), и обеспечивает высокую чувствительность к переходным моментам, спектроскопическим факторам и пространственному распределению одночастичных компонент волновых функций. Благодаря этому DWBA является эффективным инструментом для извлечения структурной информации из экспериментальных угловых распределений [46].

Практическая реализация DWBA включает расчёт искажённых волновых функций во входном и выходном каналах с использованием феноменологических, глобальных или микроскопических оптических потенциалов, а также задание переходного потенциала, формируемого в рамках коллективных, одночастичных или кластерных моделей структуры. Дифференциальные сечения определяются квадратом модуля переходной амплитуды, что позволяет напрямую сопоставлять результаты расчётов с экспериментальными данными. В современных приложениях DWBA часто сочетается с использованием микроскопических фолдинг-потенциалов, построенных на основе эффективных взаимодействий M3Y и CDM3Y, что повышает физическую обоснованность расчётов [47].

К достоинствам метода DWBA относятся его относительная вычислительная простота, прозрачная физическая интерпретация и возможность извлечения количественных характеристик возбуждённых состояний при хорошем согласии с экспериментом. Основные ограничения метода связаны с его природой возмущений и чувствительностью результатов к выбору оптических и переходных потенциалов. В случаях сильной связи каналов или при наличии выраженных коллективных эффектов требуется применение более общих формализмов, таких как метод связанных каналов или его континуумные обобщения. В настоящей работе метод DWBA использовался для анализа неупругого рассеяния дейтронов на ядре ^{13}C. Проведённые расчёты позволили воспроизвести экспериментальные угловые распределения, определить параметры возбуждённых состояний и выявить вклад кластерной конфигурации ^{12}C+n, включая уровни с Хойл-подобными чертами. В сочетании с методом связанных каналов и фолдинг-подходом DWBA обеспечивает физически обоснованную и согласованную интерпретацию реакционных процессов в ядрах с 1p-оболочками [48].

2.8 Метод парциальных волн

Метод парциальных волн (Full Wave Method, FWM) представляет собой строгий квантово-механический подход к описанию упругого ядерного рассеяния, основанный на прямом численном решении уравнения Шрёдингера без привлечения приближений теории возмущений. В отличие от методов искажённых волн, данный формализм не использует переходные потенциалы и не предполагает априорной слабости связи между каналами, что обеспечивает

самосогласованное описание динамики взаимодействия в рамках одного уравнения движения [49].

Метод парциальных волн эффективно применяется при анализе упругого рассеяния, при котором состав взаимодействующих ядер и полная энергия системы сохраняются. В таких условиях характеристики процесса определяются центральной и спин-орбитальной компонентами оптического потенциала, а наблюдаемые параметры рассеяния связаны со свойствами решений уравнения Шрёдингера и их асимптотическим поведением [50].

Радиальная форма уравнения Шрёдингера для парциальной волны с орбитальным моментом l записывается в виде:

$$\left[\frac{2\mu}{\hbar^2}(\nabla^2 + k^2) - V(r)\right]\Psi(r) = 0 \qquad (2.6)$$

где $k=2\mu E/\hbar$ – волновое число;

μ – приведённая масса системы;

$V(r)$ – центральный (реальный или комплексный) ядерный потенциал, включающий также спин-орбитальную и кулоновскую составляющие при необходимости.

Численное решение уравнения Шрёдингера выполнялось методом Рунге–Кутты восьмого порядка. Точность и устойчивость решения контролировались на выбранной радиальной сетке.

Затем исследовалось асимптотическое поведение функции $u_l(r)$. По её поведению определялись фазовые сдвиги δ_l. Они показывают, как взаимодействие влияет на каждый парциальный канал. Эти величины используются при расчёте амплитуды рассеяния:

$$f(\theta) = \frac{1}{k}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)e^{i\delta_l}\sin\delta_l\, P_l(\cos\theta) \qquad (2.7)$$

где k – волновое число;

δ_l – фазовые сдвиги волновой функции протона, а также определить дифференциальное сечение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad (2.8)$$

где $f(\theta)$ – амплитуда рассеяния;

θ – угол рассеяния.

Метод парциальных волн позволяет анализировать вклад отдельных парциальных каналов в формирование наблюдаемых характеристик ядерной реакции. Его применяют при исследовании резонансных состояний,

интерференционных эффектов и проявлений ядерной радуги в угловых распределениях.

Результаты расчётов существенно зависят от выбора потенциала V(r). В данной работе использовались как феноменологические потенциалы Вудса–Саксона, так и микроскопические потенциалы, построенные методом двойной свёртки.

Для расчётов также использовался плотностно-зависимый потенциал CDM3Y6. Он определяется плотностями взаимодействующих ядер и эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием [51].

Эффективное взаимодействие M3Y относится к числу микроскопических нуклон-нуклонных потенциалов. Оно построено на основе матричных элементов метода Голдстоуна и применяется при описании различных ядерных процессов. К ним относятся упругое рассеяние, реакции слияния и распад кластерных систем. Потенциал включает центральную и спин-орбитальную части взаимодействия.

$$V_{M3Y}(r) = t_M e^{-\mu r} + t_E e^{-\lambda r} \tag{2.9}$$

где t_M, t_E – параметры амплитуды взаимодействия (МэВ);

μ и λ – параметры радиуса взаимодействия (фм$^{-1}$);

$t_M = 7999$ МэВ, $\mu = 4{,}0$ фм$^{-1}$ соответствуют среднедальнему притяжению;

$t_E = -2134$ МэВ, $\lambda = 2{,}5$ фм$^{-1}$ описывают короткодействующее отталкивание [52].

Фолдинг-потенциал строится путём двойной свёртки плотностей взаимодействующих ядер с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием M3Y:

$$V_{\text{fold}}(r) = \int \rho_A(r')\rho_B(r'')V_{\text{M3Y}}(|r - r'|)\; d^{3r'}\, d^{3r''} \tag{2.10}$$

где ρ_Aи ρ_B – плотности взаимодействующих ядер, значения которых приведены в [52, с. 210-212];

$V_{\text{M3Y}}(|\,\mathbf{r} - \mathbf{r}'\,|)$ – базовое нуклон-нуклонное взаимодействие.

При вычислении интеграла используются реальные распределения нуклонов в ядрах. Это позволяет строить потенциал без большого числа феноменологических параметров. После двойной свёртки потенциал M3Y приобретает сглаженную форму, близкую к потенциалу Вудса–Саксона. В работе [53] приведены типичные параметры для лёгких ядер, которые использовались в настоящем исследовании:

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)}. \tag{2.11}$$

Микроскопический потенциал описывает только действительную часть ядерного взаимодействия. При анализе экспериментальных данных заметную роль играют и неупругие процессы, связанные с поглощением волны, включая переходы в возбуждённые состояния, реакции распада ядра и другие каналы потерь из упругого канала. Поэтому оптический потенциал записывался в следующем виде:

$$V(r) = V_{\text{M3Y}}(r) + iW(r) \tag{2.12}$$

где $V_{\text{M3Y}}(r)$ – действительная часть заимствована из работы [52, с. 210-212];
$V_0 = 55$ МэВ – глубина потенциальной ямы;
$R_V = 1.25A^{1/3}$ фм – радиус действительной части потенциала;
$A = 7$ – массовое число ядра ^{7}Li.

Подстановка этого значения даёт $R_V \approx 2{,}0$ фм, параметр диффузности $a_V = 0{,}65$ фм. Мнимая часть потенциала задаётся в форме потенциала Вудса-Саксона и параметризует поглощение за счёт возбуждений и других каналов потерь. Использованные параметры выбраны из проверенных систематик для лёгких ядер [53, с. 90-91]. Итоговая форма оптического потенциала имеет вид:

$$V(r) = V_{\text{M3Y}}(r) + i\frac{W_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right)} \tag{2.13}$$

где $W_0 = -5$МэВ – интенсивность поглощения;
$R_W = 2{,}0$ фм – радиус;
$a_W = 0{,}5$ фм – параметр диффузности.

Использование данной формы потенциала уменьшает зависимость результатов от произвольного выбора параметров и позволяет проводить расчёты для различных ядерных систем в рамках единого подхода.

Метод парциальных волн позволяет напрямую сравнивать результаты расчётов с экспериментальными данными по упругому рассеянию. Анализ угловых распределений помогает выявлять резонансные особенности и изучать эффекты, возникающие из-за интерференции парциальных волн. К ним относятся и проявления ядерной радуги.

На результаты расчётов заметно влияют параметры действительной и мнимой частей потенциала. Важную роль также играют спин-орбитальное взаимодействие и кулоновское отталкивание. Метод наиболее эффективен для систем, где многоканальные процессы оказывают небольшое влияние, а основные особенности реакции определяются взаимодействующим потенциалом.

Основное применение метода связано с задачами упругого рассеяния. Для описания неупругих процессов, возбуждения состояний и реакций передачи нуклонов обычно используют более сложные подходы, такие как DWBA и формализмы связанных каналов. При высоких энергиях и больших значениях

орбитального момента объём вычислений возрастает. В таких случаях требуются более эффективные численные методы.

В настоящей работе метод парциальных волн был применён к анализу реакции $^{7}Li(p,p)^{7}Li$ при энергиях 3-5,5 МэВ. Построенный по микроскопической модели CDM3Y6 потенциал был использован в качестве входного в уравнение Шрёдингера. Были получены фазовые сдвиги, рассчитаны амплитуды рассеяния и построены графики дифференциальных и полных сечений. Сравнение результатов с экспериментальными данными показало высокую чувствительность модели к параметрам взаимодействия и позволило идентифицировать возможные области резонансного поведения. Таким образом, метод парциальных волн стал важнейшим инструментом строгого анализа упругого рассеяния и верификации применяемых ядерных потенциалов на микроскопической основе.

2.9 Формализм ядерной радуги

Феномен ядерной радуги связан с преломлением ядерной волны в потенциальном поле ядра-мишени и проявляется в виде характерных максимумов и минимумов в угловых распределениях дифференциальных сечений, аналогичных структурам оптической радуги. Эти особенности возникают вследствие интерференции ядерных волн, распространяющихся по различным траекториям и проникающих в разные области ядерного потенциала. Наиболее отчётливо радужные структуры наблюдаются при упругом рассеянии лёгких частиц на средних и тяжёлых ядрах при энергиях порядка десятков МэВ, где вклад глубинной области потенциала становится существенным [54].

С теоретической точки зрения эффект ядерной радуги обусловлен сочетанием глубокой действительной части оптического потенциала и сравнительно слабого поглощения. При таких условиях ядерная волна проникает во внутреннюю область потенциальной ямы, испытывает сильное преломление и формирует характерные интерференционные картины. Радужное рассеяние может быть описано как в рамках полуклассического приближения, где вводится понятие ядерного угла радуги, так и с использованием формализма парциальных волн, основанного на анализе фазовых сдвигов и парциальных волн [55].

Особенностью ядерной радуги является её высокая чувствительность к форме и глубине действительной части оптического потенциала. В отличие от обычных угловых распределений, определяемых преимущественно приповерхностной областью взаимодействия, радужные структуры несут информацию о глубинных слоях ядра и, следовательно, о распределении ядерной плотности и возможных кластерных конфигурациях. В этом смысле эффект ядерной радуги рассматривается как эффективный зонд микроструктуры ядра и используется для проверки микроскопических и полумикроскопических моделей взаимодействия [56].

В настоящей работе признаки ядерной радуги обнаружены при анализе реакции $^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C$. Для воспроизведения экспериментальных угловых

распределений потребовался оптический потенциал с глубокой действительной частью и слабым поглощением. Это указывает на сильное преломление в ядерном поле и заметный вклад внутренних областей потенциала.

Полученные результаты связываются с преломляющими свойствами ядра ^{13}C и его кластерной структурой. Они согласуются с представлениями о сосуществовании оболочечных и кластерных степеней свободы в ядрах с незамкнутой 1p-оболочкой.

В рассматриваемой реакции эффект ядерной радуги является не только особенностью угловых распределений. Он также служит важным тестом для используемых реакционных моделей. Хорошее согласие расчётов с экспериментальными данными подтверждает корректность выбранных оптических потенциалов и лежащих в их основе микроскопических предпосылок.

Сопоставление расчётных и экспериментальных данных показывает связь между наблюдаемыми характеристиками реакции и структурными особенностями исследуемых ядер [57].

2.10 Методы определения радиусов возбуждённых состояний ядер

Радиусы возбуждённых состояний помогают исследовать структуру ядра и выявлять необычные конфигурации, включая кластерные и гало-состояния. По сравнению с основным состоянием возбуждённые уровни нередко имеют более протяжённое распределение ядерной плотности. Это может быть связано с перераспределением плотности, ослаблением связи валентных нуклонов или формированием резонансных конфигураций. Изменение радиуса возбуждённого состояния даёт дополнительную информацию о внутренней структуре ядра и корреляциях между нуклонами [58].

Радиус состояния определяется через среднеквадратичное значение координаты нуклонов:

$$R = \sqrt{\langle r^2 \rangle} = \left(\int r^2 |\psi(r)|^2 \, d^3r \right)^{1/2} \qquad (2.14)$$

где $\psi(r)$ – волновая функция соответствующего возбуждённого состояния.

Сравнение радиусов возбуждённого и основного состояний позволяет выявлять деформацию ядра, пространственно-протяжённые гало-конфигурации и кластерные структуры. Такие эффекты представляют особый интерес при изучении состояния Хойла в ядре ^{12}C и аналогичных состояний в ядрах ^{13}C и ^{14}C.

Информация о радиусах возбуждённых состояний может быть получена как из экспериментальных измерений, так и из теоретических расчётов. Данные о распределении заряда и радиусах извлекаются из экспериментов по упругому электронному рассеянию, однако такие измерения в основном ограничены стабильными ядрами и низколежащими состояниями. В реакциях с участием лёгких ионов (p, d, ^{3}He, α) радиус определяется косвенно через параметры

оптической модели, переходные плотности и деформационные длины в рамках DWBA и метода связанных каналов. В этом случае влияние радиуса отражается в форме переходной плотности, обеспечивающей согласие между расчётными и экспериментальными угловыми распределениями [59].

В модели двойной свёртки радиус возбуждённого состояния учитывается через диагональные или переходные плотности, используемые при построении микроскопического потенциала. Это позволяет сопоставлять пространственные характеристики волновой функции с наблюдаемыми величинами рассеяния. Такой подход часто используется при анализе резонансных процессов и реакций в инверсной кинематике [60]. Использование микроскопических плотностей также уменьшает зависимость результатов от феноменологических параметров и облегчает интерпретацию радиусных эффектов с точки зрения структуры ядра.

Теоретические оценки радиусов возбуждённых состояний выполняются в рамках оболочечной модели, методов конфигурационного взаимодействия, кластерных моделей, а также самосогласованных подходов, включая AMD- и GCM-формализмы. При этом именно кластерные и антисимметризованные молекулярно-динамические модели естественным образом предсказывают пространственно-расширенные конфигурации, возникающие вследствие корреляций и слабой связи между кластерами [61].

В настоящей работе радиусы возбуждённых состояний исследованы на примере реакции $d+^{13}C^*$. Совместное использование DWBA и микроскопического фолдинг-потенциала CDM3Y позволило восстановить переходную плотность и определить радиус возбуждённого состояния $R_{exc} \approx 3{,}5$ фм, что существенно превышает радиус основного состояния. Полученный результат интерпретируется как проявление кластерной, Хойл-подобной структуры и подтверждается согласованным анализом реакции $d+^{13}C^*$. Аналогичные выводы получены при сопоставлении с теоретическими моделями, предсказывающими пространственно-расширенные конфигурации для возбуждённых состояний ядер с незамкнутой 1p-оболочкой [62].

Таким образом, извлечение радиусов возбуждённых состояний является важным диагностическим признаком экзотической структуры лёгких ядер и представляет собой ключевой элемент при построении реалистичных микроскопических потенциалов. Анализ радиусных эффектов в сочетании с реакционными методами позволяет использовать упругое и неупругое рассеяние в качестве чувствительного зонда микроструктуры ядер с 1p-оболочкой.

3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДИКА АНАЛИЗА

3.1 Экспериментальные данные и источники используемой информации

Экспериментальные данные, использованные в настоящей работе, имеют различное происхождение и включают как собственные экспериментальные измерения, выполненные авторами, так и ранее опубликованные результаты других исследовательских групп, применённые для верификации и проверки разработанных теоретических моделей. Такое разграничение источников данных является принципиально важным для корректного описания экспериментального вклада автора и логики экспериментально-теоретического анализа.

3.2 Собственные экспериментальные исследования

Собственные экспериментальные данные получены при исследовании ядерных реакций с участием ядра ^{13}C и положены в основу глав 5 и 6 настоящей диссертации. Экспериментальные измерения, в которых эксперимент являлся первичным элементом исследования, представлены в работе [63]. Основными объектами изучения являлись процессы упругого и неупругого рассеяния, а также возбуждение отдельных низколежащих и высоколежащих состояний ядра ^{13}C.

Эксперименты проводились с использованием пучков дейтронов, сформированных на циклотронном ускорителе Института ядерной физики Республики Казахстан (г. Алматы). Диапазон энергий пучка обеспечивал возбуждение как одночастичных, так и кластерных состояний ядра ^{13}C. Мишени представляли собой самоподдерживающиеся тонкие плёнки из обогащённого ^{13}C с высокой изотопной чистотой.

Регистрация продуктов реакции осуществлялась с применением кремниевых телескопов типа *ΔE-E*, обеспечивающих идентификацию частиц по потере энергии и полной энергии, а также точное определение их кинематических характеристик. В ходе экспериментов измерялись угловые распределения продуктов реакции в широком диапазоне углов. Основными измеряемыми физическими величинами являлись дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ для упругих и неупругих каналов.

В работе [63, с. 2-9] экспериментально исследованы возбуждённые состояния ядра ^{13}C с энергиями 3,09; 8,86 и 9,89 МэВ. Анализ измеренных угловых распределений позволил провести раздельный анализ одночастичных и кластерных мод возбуждения и установить различия в механизмах формирования данных состояний.

Методика анализа экспериментальных данных включала первичную обработку спектров, калибровку энергетической шкалы детекторов, вычитание фона и нормировку зарегистрированных событий на поток падающих частиц и толщину мишени. Идентификация частиц осуществлялась на основе стандартной *ΔE-E*-методики, позволяющей надёжно разделять протоны,

дейтроны и α-частицы. Угловые распределения формировались путём интегрирования сигналов в энергетических окнах, соответствующих выбранным возбуждённым состояниям.

Определение дифференциальных сечений dσ/dΩ выполнялось с учётом геометрии экспериментальной установки, телесного угла регистрации и эффективности детекторов. Статистические погрешности определялись из счётной статистики, систематические неопределённости оценивались с учётом ошибок нормировки, толщины мишени и стабильности пучка. Полученные экспериментальные данные использовались непосредственно, без сглаживания или искусственной коррекции формы угловых распределений, по методике, ранее успешно применённой при анализе упругого рассеяния в системах с лёгкими ядрами [64, 65].

Дополнительно собственные экспериментальные данные по реакциям переноса нуклонов и разрушения дейтрона в системе $d+^{13}C$ использовались при анализе механизмов реакции и представлены в работе [66], где экспериментальные измерения дополнялись детальным реакционным анализом.

3.3 Использование опубликованных экспериментальных данных

Наряду с собственными экспериментальными измерениями, в настоящей диссертации использовались опубликованные экспериментальные данные, полученные другими исследовательскими группами и извлечённые из международной базы данных EXFOR, поддерживаемой МАГАТЭ и сетью центров NRDC. Эти данные применялись в главах 7 и 8 для анализа реакций, в которых собственные эксперименты не проводились, и рассматривались как независимый экспериментальный эталон.

Опубликованные экспериментальные данные применялись при анализе упругого рассеяния в системе $^{13}C+^{12}C$ вблизи кулоновского барьера [64, с. 3891-3897], что позволило проверить применимость микроскопических фолдинг-потенциалов в области низких энергий. Аналогичным образом данные по упругому рассеянию протонов на ядре ^{7}Li в диапазоне энергий 3-5,3 МэВ использовались для верификации оптической модели и метода парциальных волн [65, с. 134-141].

Экспериментальные данные по реакциям переноса и разрушения дейтрона, заимствованные из открытых публикаций, применялись для сопоставления с собственными измерениями и анализа каналов реакции в системе $d+^{13}C$, что обеспечило дополнительную проверку интерпретации механизмов реакции [66, с. 3-4].

Отдельное место в диссертации занимает использование опубликованных экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов на ядре ^{14}C в диапазоне энергий 3,7-7,0 МэВ. Эти данные были использованы в работе [67] для верификации согласованности различных теоретических и численных подходов и применялись в исходном виде, без повторной обработки.

3.4 Сопоставление эксперимента и теории

Сопоставление экспериментальных данных с теоретическими расчётами выполнялось на основе анализа формы угловых распределений, положения дифракционных минимумов и максимумов, а также энергетической эволюции дифференциальных сечений. Теоретические расчёты проводились с использованием программных комплексов DWUCK4, FRESCO и SFRESCO, а также собственных вычислительных модулей, реализованных на языках Python и Mathematica. Графический анализ и визуализация данных выполнялись с применением пакетов NumPy, SciPy, Matplotlib и OriginPro.

Таким образом, экспериментальная часть настоящей диссертации опирается на сочетание собственных первичных измерений и независимых опубликованных экспериментальных данных, обработанных и проанализированных с использованием общепринятой *ΔE-E*-методики и стандартных подходов ядерной физики. Это обеспечивает корректность интерпретации результатов и обоснованность выводов, полученных в рамках последующего теоретического анализа.

4 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР $^{13}C+^{12}C$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

4.1 Экспериментальные данные

Процессы однонуклонного переноса широко используются для изучения ядерной структуры, поскольку они существенно влияют на угловые распределения дифференциальных сечений, особенно при больших углах рассеяния [68-76]. Экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию системы $^{13}C+^{12}C$ были получены с использованием стабильных пучков в широком диапазоне энергий [77, 78]. Для этой системы вклад переноса нейтрона проявляется в виде усиления сечения при больших углах, что наблюдается при энергиях вблизи и выше кулоновского барьера и известно как эффект аномального рассеяния при больших углах (ALAS) [79-84].

Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния $^{13}C+^{12}C$, соответствующие основному состоянию и возбуждённым состояниям $^{13}C(1/2^+, E_x = 3{,}088$ МэВ) и $^{13}C(5/2^+, E_x = 3{,}854$ МэВ), были измерены при энергиях в системе центра масс $E_{сцм}$=7,8-12,72 МэВ [81, с. 498-500; 82, с. 126-130; 83, с. 2480-2482]. В рассматриваемом диапазоне энергий при больших углах наблюдается увеличение дифференциальных сечений. Такое поведение связывается с вкладом процессов нейтронного переноса.

Для системы $^{13}C+^{12}C$ при энергии $E_{сцм}$=49,14 МэВ рост сечений в области больших углов также сохраняется [84, с. 199-200]. Это указывает на заметное влияние каналов переноса на формирование угловых распределений.

В области более высоких энергий, $E_{сцм}$=250-650 МэВ, форма угловых распределений изменяется. В расчётах и экспериментальных данных появляются признаки рефракционной структуры и эффекта ядерной радуги, сопровождающиеся усилением сечений при углах около 40° [85, 86].

4.2 Кластерный фолдинг-потенциал для системы $^{13}C=^{12}C+n$

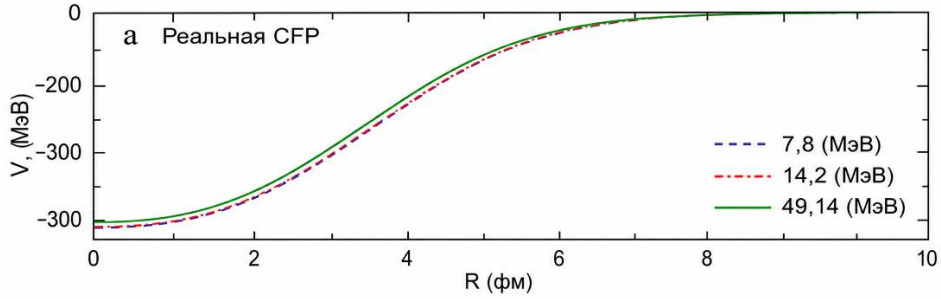
Модель кластерного свёртывания (Cluster Folding Model, CFM) используется при построении потенциала взаимодействия между налетающей частицей и ядром-мишенью в задачах ядерных реакций. Такой подход применяется при анализе процессов слияния, переноса нуклонов и рассеяния, особенно в системах, где заметную роль играет кластерная структура [87-89].

При использовании модели взаимодействие рассматривается с учётом внутреннего кластерного строения системы. Потенциал формируется на основе процедуры свёртки распределений плотности, что позволяет учитывать пространственные особенности структуры ядра и влияние кластерных конфигураций на характеристики реакции.

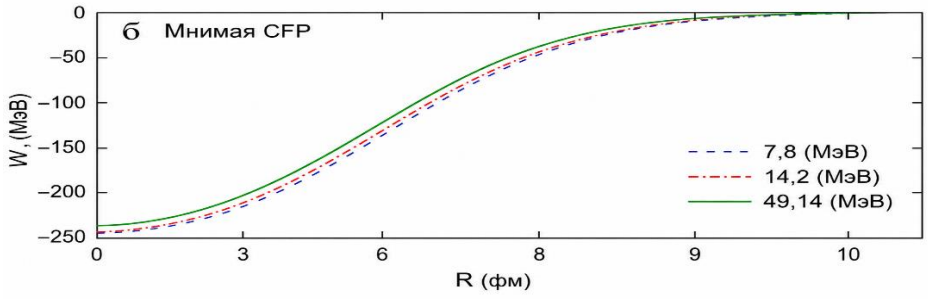
Для ядра ^{13}C существенный интерес представляет конфигурация $^{12}C+n$, проявляющаяся вблизи энергии возбуждения E_x=4,946 МэВ. Наличие такой структуры необходимо учитывать при построении потенциала взаимодействия системы $^{13}C+^{12}C$. В данной работе для этой цели использовался кластерный

фолдинг-потенциал (CFP), полученный с применением процедуры кластерного свёртывания, рассмотренной ниже.

Действительная и мнимая части CFP для рассматриваемой системы, представленные на рисунках 4а и 4б, были получены на основе потенциалов каналов ^{12}C+n и ^{12}C+^{13}C при соответствующих энергиях.



а)



б)

Рисунок 4 – Действительная (а) и мнимая (б) части кросс-фолдинг потенциала (CFP) для системы ^{13}C+^{12}C при энергиях $E_{сцм}$=7,8; 14,2 и 49,14 МэВ

Действительная и мнимая части кросс-фолдинг потенциала вычисляются по выражениям:

$$V^{CF}(R) = \int \left[V_{12C+12C}\left(R - \frac{1}{13}r\right) + V_{n+12C}\left(R + \frac{12}{13}r\right)\right] |\chi_{n+12C}(r)|^2 dr \qquad (4.1)$$

$$W^{CF}(R) = \int \left[W_{12C+12C}\left(R - \frac{1}{13}r\right) + W_{n+12C}\left(R + \frac{12}{13}r\right)\right] |\chi_{n+12C}(r)|^2 dr \qquad (4.2)$$

где $V^{CF}(R)$ – действительная часть CFP;

$W^{CF}(R)$ – мнимая часть CFP;

$\chi_{n+^{12}C}(\vec{r})$ – волновая функция относительного движение нейтрона и ядра-остова ^{12}C внутри ядра ^{13}C в его основном состоянии.

Здесь $V_{^{12}C+^{12}C}$ и $V_{n+^{12}C}$, а также $W_{^{12}C+^{12}C}$ и $W_{n+^{12}C}$ представляют действительную и мнимую части ядерных потенциалов для каналов ^{13}C и ^{12}C и $n+^{12}C$ соответственно. Эти потенциалы были построены с использованием модифицированного потенциала Сан-Паулу (SPP2) [90] для канала ^{12}C и ^{12}C и

потенциала CH89 [91] для канала $n+^{12}C$ при энергиях $E(^{12}C) = \frac{12}{13}E(^{13}C)$ и $E_n = \frac{1}{13}E(^{13}C)$ соответственно. В соответствии с рядом предыдущих исследований [92-95], были применены стандартные нормировочные коэффициенты для действительной (N_{RSPP}) и мнимой (N_{ISPP}) частей потенциала Сан-Паулу со значениями $N_{RSPP} = 1,0$ и $N_{ISPP} = 0,78$. Потенциал SPP получается путём свёртки плотностей ядер снаряда и мишени (в данном случае обоих ^{12}C) с зависящим от энергии эффективным потенциалом взаимодействия (v_{NN}^{SPP2}), который выражается как:

$$V_{SPP2}(R) = -735.813 \cdot \exp\left(-(R/0.5)^2 - \frac{4v^2}{c^2}\right) \quad (4.3)$$

где c обозначает скорость света;

$v -$ относительную скорость сталкивающихся ядер.

Ядерная плотность ядра ^{12}C была получена на основе модели Дирака-Хартри-Боголюбова (DHB) с использованием программного кода REGINA [96]. Волновая функция относительного движения нейтрона и ядра ^{12}C, формирующая основное состояние ядра ^{13}C в конфигурации $n+^{12}C$, была рассчитана в рамках стандартной процедуры «глубины ямы». Рассматриваемое состояние соответствует уровню с квантовыми числами $1/2^-$ и описывается действительным потенциалом Вудса-Саксона с геометрическими параметрами $R = 1,25 \times 12^{1/3}$ фм и $a = 0,65$ фм [97]. Глубина потенциала $V = 39,78$ МэВ была подобрана таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальное значение энергии связи нейтрона в ядре ^{13}C.

Действительная и мнимая компоненты кластерного фолдинг-потенциала (CFP) для системы $^{13}C+^{12}C$ были построены для энергий в системе центра масс $E_{c.m.} = 7,8;\ 14,2$ и 49,14 МэВ. Анализ показал, что энергетическая зависимость потенциала в рассматриваемом диапазоне выражена слабо и не приводит к существенным изменениям его формы, что иллюстрируется на рисунке 4.

4.3 Анализ упругого рассеяния $^{12}C+^{13}C$ методом CFP+DWBA

В качестве предварительного этапа угловые распределения (УР) упругого рассеяния для системы $^{13}C+^{12}C$ в диапазоне энергий $E_{с.ц.м.} = 7,8 - 49,14$ МэВ были проанализированы в рамках оптической модели (ОМ). Анализ использовал кластерные фолдинг-потенциалы (CFP), которые отражают кластерную природу ^{13}C, состоящего из остова ^{12}C и валентного нейтрона, вращающегося вокруг него. Полный потенциал взаимодействия, включающий как кулоновский, так и ядерный вклады, выражается следующим образом:

$$U(R) = V_N^C(R) + V_N^W(R) = V_C(R) - N_{acr}V^{CF}(R) - iN_{icr}W^{CF}(R). \quad (4.4)$$

Действительная, $V^{CF}(R)$, и мнимая, $W^{CF}(R)$, части CFP описывают процессы рассеяния и поглощения соответственно. В процедуре подгонки использовались два регулируемых параметра, N_{RCF} и N_{ICF}, представляющие нормировочные коэффициенты для действительной и мнимой компонент CFP.

Чтобы исключить влияние эффектов передачи (трансфера) на параметры потенциала, анализ был сфокусирован на воспроизведении данных по упругому рассеянию в области передних углов ($\theta_{с.ц.м.} < 90°$). Этот метод позволил нам определить оптимальные значения N_{RCF} и N_{ICF}, которые подробно представлены в таблице 1. Экспериментальные угловые распределения упругого рассеяния в системе $^{13}C+^{12}C$ при различных энергиях, использованные для определения нормировочных коэффициентов и реакционных сечений, выбраны из опубликованных экспериментальных данных [64, с. 4]. На их основе были получены оптимальные значения N_{RCF}, N_{ICF}и соответствующие спектроскопические амплитуды. Оптимальные значения нормировочных коэффициентов NRCF и NICF, а также соответствующие спектроскопические амплитуды, полученные в результате анализа DWBA, приведены в таблице 1. УР чистого упругого рассеяния в передней полусфере ($\theta_{с.ц.м.} < 90°$) были успешно воспроизведены в рамках ОМ с использованием CFP.

Таблица 1 – Оптимальные значения нормировочных коэффициентов N_{RCF} и N_{ICF} для данных по упругому рассеянию $^{13}C+^{12}C$ при различных энергиях, а также оптимальные спектроскопические амплитуды (SA), полученные из анализа DWBA [64, с. 4]

$E_{сцм}$, МэВ	Модель	N_{RCF}	N_{ICF}	SA	χ^2/N	σ_R, мб
7,8	CFP	0,534	1,141	-	0,31	519,6
	CFP+DWBA	-	-	0,91	3,15	506,1
8,3	CFP	0,451	0,383	-	0,91	481,5
	CFP+DWBA	-	-	1,07	5,96	440,3
8,84	CFP	0,301	0,895	-	1,29	612,8
	CFP+DWBA	-	-	0,86	4,54	599,5
9,6	CFP	0,433	2,020	-	2,19	874,6
	CFP+DWBA	-	-	0,88	16,73	865,5
9,88	CFP	0,195	0,229	-	2,4	527,7
	CFP+DWBA	-	-	0,79	14,44	507,5
10,7	CFP	0,254	0,571	-	0,66	746,8
	CFP+DWBA	-	-	0,78	7,71	735,1
11,52	CFP	0,380	0,811	-	0,81	904,9
	CFP+DWBA	-	-	0,9	14,84	888,8
11,72	CFP	0,316	0,757	-	1,27	894,4
	CFP+DWBA	-	-	0,8	20,43	883,8
12,72	CFP	0,229	0,195	-	6,38	736,4
	CFP+DWBA	-	-	0,7	19,79	722,9
14,2	CFP	0,784	1,377	-	4,67	1235
	CFP+DWBA	-	-	0,94	12,86	1222
49,14	CFP	0,875	0,897	-	8,17	1520
	CFP+DWBA	-	-	0,94	6,32	1510

Рассчитанные угловые распределения упругого рассеяния $^{13}C+^{12}C$ в

области передних углов, полученные в рамках оптической модели с использованием кросс-фолдинг потенциалов, представлены на рисунках 5-7.

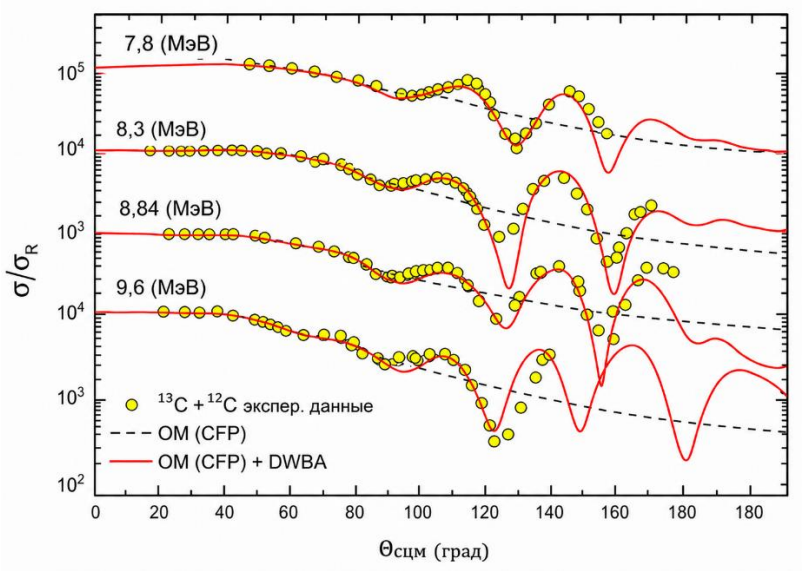


Рисунок 5 – Упругие угловые распределения рассеяния для системы $^{13}C+^{12}C$ при $E_{сцм}$ = 7,8; 8,3; 8,84 и 9,6 МэВ в сравнении с теоретическими результатами в рамках метода ОМ (пунктирные кривые) и ОМ+DWBA (сплошные кривые). Данные смещены на множитель 10^{-1}

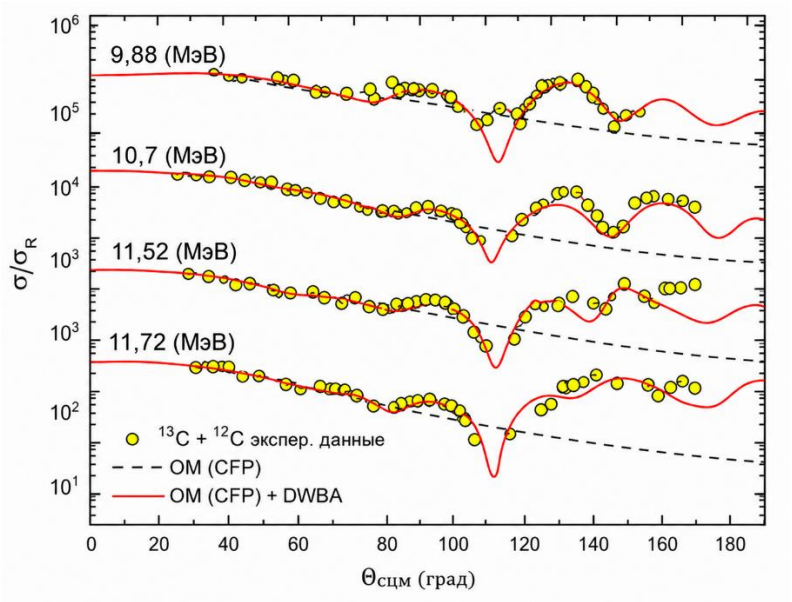


Рисунок 6 – Упругие угловые распределения рассеяния для системы $^{13}C+^{12}C$ при $E_{сцм}$ = 9,88; 10,7; 11,52 и 11,72 МэВ в сравнении с теоретическими результатами в рамках метода ОМ (пунктирные кривые) и ОМ+DWBA (сплошные кривые). Данные смещены на множитель 10^{-2}

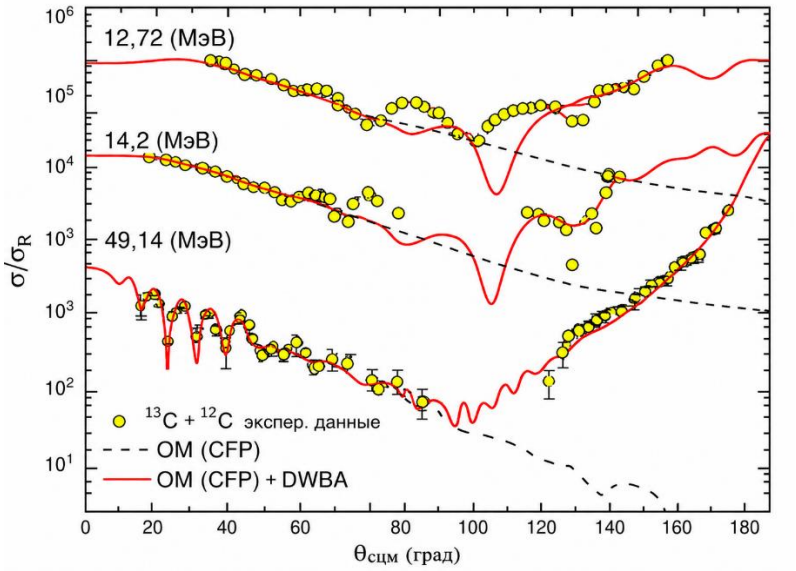


Рисунок 7 – Упругие угловые распределения рассеяния для системы $^{13}C+^{12}C$ при $E_{сцм}$=12,72; 14,2 и 49,14 МэВ в сравнении с теоретическими результатами в рамках метода ОМ (пунктирные кривые) и ОМ+DWBA (сплошные кривые). Данные смещены на множитель 10^{-2}

Однако воспроизведение полного углового диапазона данных в рамках одной только ОМ невозможно, особенно из-за значительного роста сечений при задних углах. Этот рост в первую очередь объясняется механизмом передачи нейтрона между взаимодействующими ядрами ^{13}C и ^{12}C. На всех изученных энергиях этот механизм передачи играет ключевую роль в формировании сечений при больших углах.

Чтобы учесть это, мы использовали метод DWBA. В общем случае упругий трансфер (упругая передача) вычисляется путем когерентного добавления амплитуды передачи в одно ступень (или высшего порядка) $f_{DWBA}(\pi - \theta)$ – рассчитанной с использованием метода DWBA – к амплитуде упругого рассеяния оптической модели $f_{упр}(\theta)$. В угловой области, где эти две амплитуды интерферируют, слабая амплитуда передачи усиливается за счет большей амплитуды упругого рассеяния. Кроме того, изучение упругого трансфера выигрывает от сокращения числа модельных параметров из-за идентичности входного и выходного каналов. В расчетах DWBA мы использовали оптимальные параметры потенциала, полученные при fitting данных по чистому упругому рассеянию в области передних углов до 90°. Связывающий потенциал системы $n+^{12}C$ задавался в стандартной форме Вудса-Саксона с радиусным параметром $r_V = 1{,}25$ фм, диффузностью $a_V = 0{,}65$ фм и глубиной действительной части потенциала $V_0 = 39{,}78$ МэВ, выбранной таким образом, чтобы воспроизвести энергию связи передаваемого нейтрона, равную 4,946 МэВ. В ходе расчетов DWBA все эти потенциалы были фиксированы, и единственным устанавливаемым параметром была спектроскопическая амплитуда (SA). Величина SA оптимизировалась для достижения наилучшего согласия между экспериментальными данными и теоретическими расчетами, минимизируя

значение χ^2/N. Для выполнения расчетов и поиска оптимальных параметров потенциала и SA использовались коды FRESCO и SFRESCO [98]. Квантовые числа кластера для перекрывания $\langle {}^{13}\mathrm{C}|{}^{12}\mathrm{C}+\mathrm{n}\rangle$, использованные в теоретических вычислениях, были оценены с помощью следующей формулы [99]:

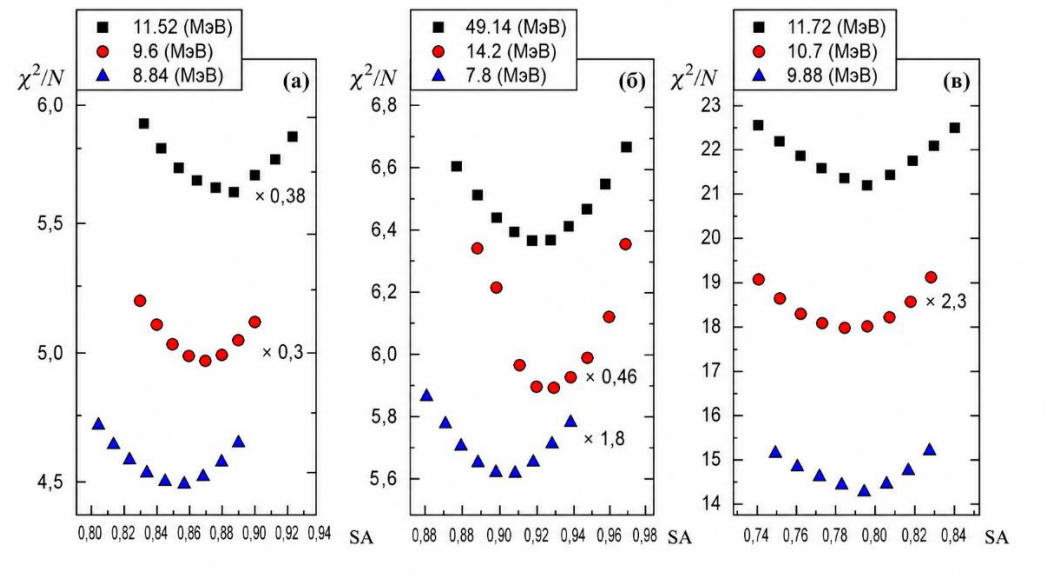
$$2(N-1)+L=\sum_{i=1}^{n}(2n_i-1)+l_i \qquad (4.5)$$

где $\mathrm{n_i}$ и l_i – это квантовые числа передаваемого нейтрона;

N – число узлов;

L – орбитальный момент кластера.

Хорошее согласие между экспериментальными данными и теоретическими результатами было достигнуто в рамках как OM, так и OM+DWBA, что проиллюстрировано на рисунках 5-7, с использованием параметров потенциала, приведенных в таблице 1. Оптимальные значения SA были извлечены путем исследования их зависимости от χ^2/N при изученных энергиях с использованием CFP, как показано на рисунке 8: (а) при $\mathrm{E_{с.ц.м.}} = 8{,}84$; 9,6 и 11,52 МэВ; (б) при $\mathrm{E_{с.ц.м.}} = 7{,}8$; 14,2 и 49,14 МэВ; (в) при $\mathrm{E_{с.ц.м.}} = 9{,}88$; 10,7 и 11,72 МэВ.



а) б) в)

Рисунок 8 – Зависимость χ^2/N от спектроскопического фактора SA, полученная из теоретических расчетов в рамках метода OM(CFP)+DWBA: а) при $\mathrm{E_{сцм}}$=8,84, 9,6 и 11,52 МэВ; б) при $\mathrm{E_{сцм.}}$=7,8, 14,2 и 49,14 МэВ; и в) при $\mathrm{E_{сцм}}$=9,88, 10,7 и 11,72 МэВ

Оптимальные значения $\mathrm{N_{RCF}}$ и $\mathrm{N_{ICF}}$, полученные из расчетов в рамках CFP,

а также оптимальные значения SA, полученные из расчетов в рамках CFP+DWBA, были определены с использованием инструмента минимизации χ^2, предоставленного в коде поиска SFRESCO.

Этот инструмент позволил нам оценить качество подгонки, количественно определяя отклонение между экспериментальными и расчетными значениями, задаваемое формулой:

$$\chi^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\sigma(\theta_i)^{выч} - \sigma(\theta_i)^{эксп}}{\Delta\sigma(\theta_i)}\right)^2 \quad (4.6)$$

где $\sigma(\theta_i)^{эксп}$ – экспериментальные дифференциальные сечения;

$\sigma(\theta_i)^{выч}$ – расчетные дифференциальные сечения;

$\Delta\sigma(\theta_i)$ – относительная погрешность измеренных данных.

Как показано на рисунке 8, минимальному значению χ^2/N соответствует оптимальное значение SA для каждой изученной энергии. Извлеченные значения SA для конфигурации $^{13}C \rightarrow {}^{12}C+n$ проявляли слабую зависимость от энергии, со средним значением 0,87±0,10. Этот результат находится в удовлетворительном согласии с ранее опубликованными значениями [80, с. 1503-1504; 81, с. 495-498; 82, с. 130-131; 83, с. 2478-2479; 84, с. 198-199].

Кроме того, мы исследовали зависимость от энергии извлеченных значений полного сечения реакции (σ_R). Результаты, представленные на рисунке 9, показывают, что σ_R увеличивается с ростом энергии налетающей частицы и может быть аппроксимировано следующим образом:

$$\sigma(R) = 1530.79\exp\left(-\exp\left(-0.182(E - 8.55)\right)\right) \quad (4.7)$$

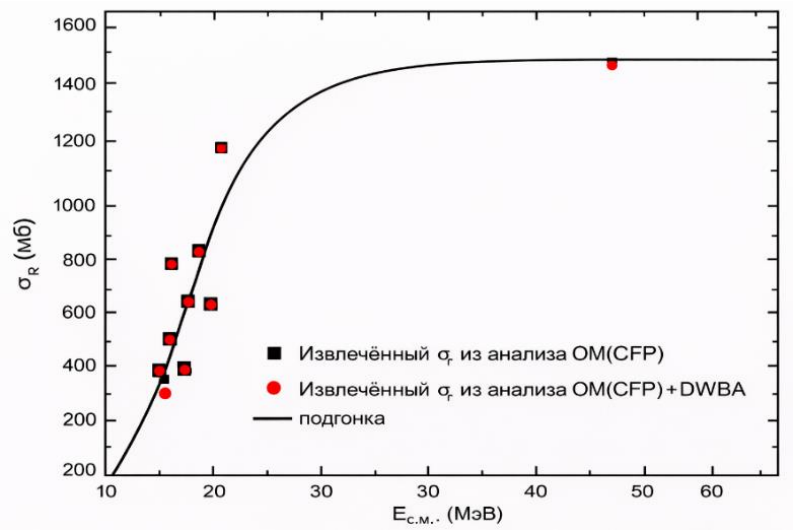


Рисунок 9 – Зависимость полных сечений реакции σ_R от энергии, полученных из анализа методом оптической модели (OM) и OM+DWBA для системы $^{13}C+{}^{12}C$ в рамках кросс-фолдинг подхода (CFP)

Вывод по четвертому разделу

Экспериментальные данные по угловым распределениям для системы $^{12}C+^{13}C$, особенно в области энергий с наиболее выраженным влиянием нейтронного переноса, были повторно рассмотрены с использованием модели кластерного свёртывания.

Модель с действительной и мнимой частями потенциала хорошо описывает угловые распределения при передних углах. Учёт процесса упругой передачи $^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C$ улучшает описание экспериментальных данных и в области больших углов. В рамках формализма DWBA выполнен анализ реакции $^{12}C(^{13}C,^{13}C)^{12}C$ при одиннадцати значениях энергии с явным учётом канала упругого переноса $^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C$.

Для конфигурации $\langle^{13}C|^{12}C+n\rangle$ получено самосогласованное значение спектроскопической амплитуды 0,87±0,10. В исследуемом диапазоне энергий её изменение остаётся небольшим.

Процесс передачи в реакции $^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C$ в основном определяется одношаговым переносом нейтрона между двумя идентичными остовами. Метод DWBA использовался при оценке вклада механизма переноса в формирование угловых распределений.

Среднее значение спектроскопической амплитуды для конфигурации $^{13}C\rightarrow^{12}C+n$ близко к результатам ранее опубликованных работ [80, с. 1503–1504; 81, с. 495–498; 82, с. 130–131; 83, с. 2478–2479; 84, с. 198–199].

Реакции переноса нейтрона в системе $^{13}C+^{12}C$ используются при исследовании структуры ядра ^{13}C и взаимодействий углеродных изотопов. Такие процессы рассматриваются и при анализе механизмов нуклеосинтеза, включая углеродное горение в маломассивных звёздах. Поведение нейтроноизбыточных ядер, включая ^{13}C, связано с образованием более тяжёлых элементов в s- и r-процессах.

5 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{13}C

5.1 Экспериментальные данные

Экспериментальные исследования упругого рассеяния дейтронов показали, что из-за малой энергии связи дейтрона и его склонности к распаду на конфигурацию $n + p$важную роль в формировании угловых распределений играют виртуальные каналы распада [100-105]. Метод CDCC, разработанный для описания таких эффектов, позволяет удовлетворительно воспроизводить экспериментальные данные по упругому рассеянию дейтронов, особенно при малых углах. Наблюдаемые различия в области больших углов могут быть связаны с вкладом дополнительных прямых реакционных процессов [106].

Учёт подобных механизмов, прежде всего процессов переноса, привёл к развитию многоканальных подходов, включая формализм связанных реакционных каналов (CRC), который широко применяется при анализе реакций, индуцированных дейтронами.

Экспериментальные исследования показывают, что процессы переноса и развала заметно влияют на характеристики упругого рассеяния [106, с. 1-3]. Так, для системы $d+^{16}O$при энергии $E_d = 11$МэВ установлено существенное влияние реакции (d, p)на угловые распределения, при этом вклад переноса уменьшается с ростом энергии [107]. Аналогичные эффекты наблюдались и для систем $d+^{10}Be$, $d+^{12}C$и $d+^{48}Ca$ в диапазоне энергий 12–71 МэВ, где описание экспериментальных данных улучшалось при учёте развала дейтрона и реакций переноса.

Для системы $d+^{40}Ca$при энергии $E_d = 52$МэВ реакции $(d,^3He)$и (d, t)заметно влияют на характеристики упругого рассеяния, особенно при углах более 40°[108]. Для системы $d+^{11}B$при $E_d = 14{,}5$МэВ учёт развала дейтрона приводит к уменьшению дифференциальных сечений в области больших углов по сравнению с результатами оптической модели [109].

В настоящей работе использованы экспериментальные данные по угловым распределениям для упругого рассеяния ^{13}C(d,d)^{13}C при энергии E_d = 14,5 МэВ [110], реакции захвата нейтрона ^{13}C(d,t)^{12}C при E_d=13,6 МэВ [111], реакции срыва нейтрона ^{13}C(d,p)^{14}C при E_d = 15,3 МэВ [112] и реакции срыва протона ^{13}C(d,n)^{14}N при E_d=15,7 МэВ [113]. При больших углах рассеяния экспериментальные данные заметно отклоняются от результатов, полученных в рамках оптической модели. Такое различие может быть связано с влиянием виртуальных связей с каналами распада дейтрона и реакциями переноса. Учёт этих процессов требует использования многоканального формализма.

5.2 Влияние развала дейтрона на угловое распределение d+^{13}C при 14,5 МэВ

Для анализа влияния развала дейтрона на угловые распределения упругого рассеяния системы d+^{13}C при энергии E_d=14,5 МэВ использовался метод связанных каналов непрерывности (CDCC). При расчётах континуум выше

порога развала дейтрона (2,225 МэВ) разбивался на дискретный набор интервалов по импульсу k шириной 0,125 фм$^{-1}$. Используемое модельное пространство дейтрона соответствовало параметрам, приведённым в работе [114]. В расчётах диапазон континуума был расширен до значения $k_{max} = 0{,}625$ фм$^{-1}$, что соответствует энергии $E_{max} = 16{,}33$ МэВ.

В CDCC-расчётах также учитывался потенциал динамической поляризации (DPP), возникающий вследствие связи с состояниями континуума. Это позволило оценить влияние процессов развала на характеристики рассеяния.

Кроме того, неотъемлемой частью проведения вычислений CDCC для системы d+^{13}C было включение потенциалов для нейтрона (n) и протона (p) на ядре ^{13}C при соответствующих энергиях (½ E_d). Эти потенциалы были свернуты с помощью процедуры кластерного фолдинга (CF) для получения действительной и мнимой частей CF-потенциала, применимого к системе d+^{13}C, как описано ниже:

$$V^{CF}(\mathbf{R}) = \int \left[V_{n-13C}\left(\mathbf{R} - \frac{1}{2}\mathbf{r}\right) + V_{p-13C}\left(\mathbf{R} + \frac{1}{2}\mathbf{r}\right)\right] \left|\chi_{n-p}(\mathbf{r})\right|^2 d\mathbf{r} \qquad (5.1)$$

$$W^{CF}(\mathbf{R}) = \int \left[W_{n-13C}\left(\mathbf{R} - \frac{1}{2}\mathrm{r}\right) + W_{p-13C}\left(\mathbf{R} + \frac{1}{2}\mathrm{r}\right)\right] \left|\chi_{n-p}(\mathbf{r})\right|^2 d\mathbf{r} \qquad (5.2)$$

где V_{n-13C}, V_{p-13C} – действительные части потенциалов для каналов n+^{13}C, p+^{13}C;

W_{n-13C}, W_{p-13C} – мнимые части потенциалов для каналов n+^{13}C и p+^{13}C, взятые из глобального потенциала CH89 [115].

Безусловно, выбор глобального потенциала CH89 не является уникальным; другие потенциалы, такие как потенциал Конинга-Делароша [116], также могли бы быть использованы, давая очень похожие результаты. Потенциалы для систем n+^{13}C и p+^{13}C, которые использовались в вычислениях по методу CDCC, подробно представлены в таблице 2. Член χ_{n-p} представляет волновую функцию дейтрона, описывающую его кластерную структуру [117]. Предполагается, что она имеет гауссову форму в соответствии с [118] с соответствующими параметрами V_0=72,15 МэВ и r_0=1,484 фм.

$$V_{n-p} = V_0 \exp - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \qquad (5.3)$$

Рисунок 10 иллюстрирует сравнение углового распределения (УР) упругого рассеяния в системе d+^{13}C при E_d=14,5 МэВ с соответствующими результатами, полученными методом CDCC.

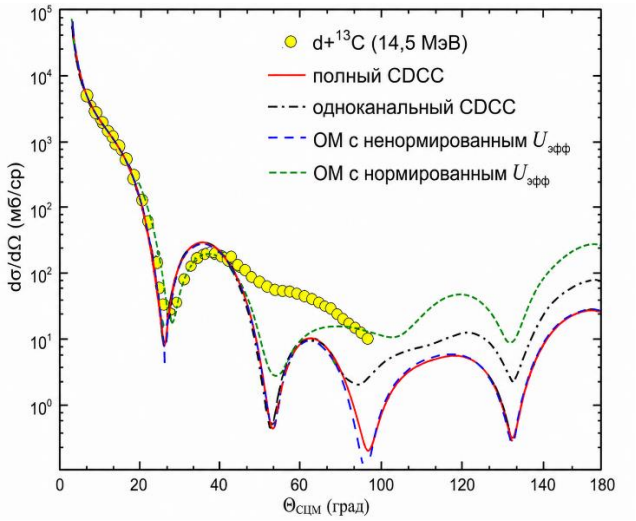
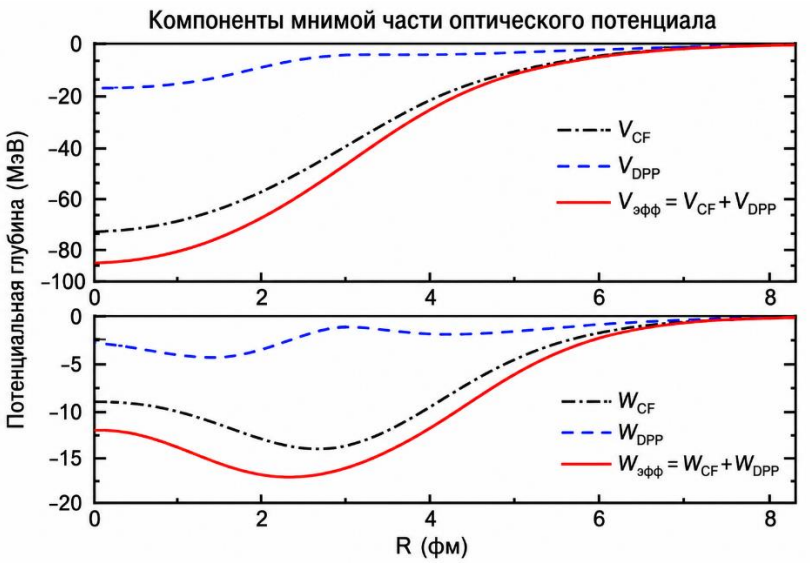


Рисунок 10 – Упругое дифференциальное сечение рассеяния d+^{13}C при E_d=14,5 МэВ в зависимости от угла рассеяния $\theta_{сцм.}$ (град) и расчеты, полученные методом полного CDCC, одноканального CDCC, а также с использованием ненормированного и нормированного эффективного потенциала U_{eff}

Сплошная кривая на рисунке 10 представляет результаты расчетов по методу CDCC, проведенных без введения каких-либо подгоночных параметров.

В соответствии с предыдущими исследованиями, расчеты CDCC успешно воспроизводят экспериментальные данные в области малых углов рассеяния вплоть до приблизительно 50°. Однако, в угловом диапазоне 50°-100° предсказания метода CDCC занижают значения измеренных сечений.

В отличие от этого, штрихпунктирная кривая на рисунке 10 показывает результат одноканального расчета (1-канал CDCC), в котором все связи с каналами развала были отключены (т.е. случай без связей). Сравнение с результатами полного расчета CDCC (25-каналов CDCC) показывает, что развал дейтрона вызывает значительное уменьшение сечений упругого рассеяния при углах рассеяния свыше 97°. Аналогичные наблюдения этого явления были зарегистрированы и для других систем, таких как d+^{58}Ni [119] и d+^{11}Be [120]. Кроме того, УР упругого рассеяния d+^{13}C при $E_{лаб}$=14,5 МэВ было заново проанализировано с использованием эффективного потенциала ($U_{эфф}$), который, показан на рисунке 11. Структура и компоненты эффективного потенциала $U_{эфф}$ для системы d+^{13}C при $E_{лаб}$=14,5 МэВ приведены на рисунке 11.



Показаны действительная (верхняя панель) и мнимая (нижняя панель) части потенциалов: кросс-фолдинг потенциал (V_{CF}, W_{CF}), потенциал динамической поляризации (V_{DPP}, W_{DPP}) и суммарный эффективный потенциал (V_{eff}, W_{eff}).

Рисунок 11 – Эффективный потенциал U_{eff}, полученный из расчетов CDCC для системы $d+^{13}C$ при E_d=14,5 МэВ

Потенциал был получен из микроскопических расчетов CDCC. Потенциал $U_{эфф}$ включает в себя как CF-потенциал (U_{CF}), так и потенциал динамической поляризации (U_{DPP}), каждый из которых содержит действительную часть для моделирования рассеяния и мнимую часть для моделирования поглощения (уменьшения потока), как представлено в уравнении (5.4).

$$U_{eff}(r) = U_{CF}(r) + U_{DPP}(r), U = V + iW \quad (5.4)$$

Как видно на рисунке 11, результат расчета по оптической модели с использованием $U_{эфф}$ в качестве входных данных очень хорошо воспроизводит угловое распределение упругого рассеяния, полученное в полном расчете CDCC.

Для достижения согласия теоретических расчётов с экспериментальными данными действительная и мнимая части эффективного оптического потенциала U_{eff} были масштабированы с использованием нормировочных коэффициентов NR и NI. В результате процедуры подгонки оптимальные значения коэффициентов составили $NR = 0{,}914$и $NI = 0{,}576$, что соответствует расчётной кривой, обозначенной штриховой линией. Оптимизация параметров проводилась путём минимизации функционала:

$$\chi^2 = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\sigma(\theta_i)^{calc} - \sigma(\theta_i)^{exp}}{\Delta\sigma(\theta_i)}\right)^2 \quad (5.5)$$

где σ_i^{calc} – расчётные значения дифференциальных сечений;

$\sigma_i^{\exp}$ –экспериментальные значения дифференциальных сечений;

$\Delta\sigma_i$ – относительную погрешность экспериментальных данных.

Пробные расчёты в рамках метода CDCC с использованием потенциалов CH89 и Делароша [121] дали близкие результаты. Это указывает на слабую зависимость полученных угловых распределений от выбора параметризации начального оптического потенциала.

5.3 Влияние реакций передачи нуклонов на упругое рассеяние d+¹³C

5.3.1 Реакция перехвата нейтрона ¹³C(d,p)¹⁴C

Наряду с эффектами развала дейтрона, проявляющимися при низких энергиях бомбардировки, заметный вклад в характеристики упругого рассеяния системы $d+^{13}C$ могут вносить процессы перезарядки. Для оценки влияния реакции захвата нейтрона (d,p) на угловые распределения упругого рассеяния $d+^{13}C$ в рамках формализма CRC использовались экспериментальные данные по реакции $^{13}C(d,p)^{14}C$ при энергии $E_d = 15{,}3$ МэВ, ведущей к образованию нескольких состояний ядра ^{14}C [112, с. 176-180].

В расчётах рассматривались основное состояние $J^\pi = 0^+$ (E=0,0 МэВ), а также возбуждённые состояния $J^\pi = 1^-$ (E=6,09 МэВ) и $J^\pi = 3^-$ (E=6,73 МэВ).

При выполнении расчётов для входного канала $d+^{13}C$ использовался перенормированный эффективный потенциал с коэффициентами $NR_{\text{eff}} = 0{,}914$ и $NI_{\text{eff}} = 0{,}576$, тогда как для выходного канала $p+^{14}C$ применялся глобальный потенциал CH89. Параметры оптических потенциалов для подсистем p+¹³C, n+¹³C, n+¹⁴C, t+¹²C и n+¹⁴N, используемые в расчётах CDCC и CRC, определялись на основе глобальной параметризации нуклон-ядерного оптического потенциала [91, с. 105].

Таблица 2 – Параметры потенциалов, использованные в расчетах CDCC для системы d+¹³C и в расчетах CRC для реакций переноса ¹³C(d,p)¹⁴C, ¹³C(d,t)¹²C и ¹³C(d,n)¹⁴N [91, с. 105]

Параметры потенциала в реакциях n+¹³C и p+¹³C методом CDCC												
Реакция	V_o, МэВ	r_v, фм	a_v, фм	W_o, МэВ	r_w, фм	a_w, фм	W_d, МэВ	r_d, фм	a_d, фм	V_{so}, МэВ	r_{so}, фм	a_{so}, фм
p+¹³C	52,85	1,154	0,69	0,96	1,151	0,69	8,04	1,151	0,69	5,9	0,83	0,63
n+¹³C	49,73	1,154	0,69	1,17	1,151	0,69	5,90	1,151	0,69	5,9	0,83	0,63
Параметры потенциала для ¹³C(d,p)¹⁴C методом CRC												
n+¹⁴C	49,92	1,156	0,69	1,84	1,155	0,69	7,93	1,155	0,69	5,9	0,84	0,63
Параметры потенциала для ¹³C(d,t)¹²C методом CRC												
t+¹²C	122,0	1,20	0,8	–	–	0,69	13,00	1,460	0,75	15,4	1,43	0,2
CRC расчеты для ¹³C(d,n)¹⁴N												
n+¹⁴N	46,83	1,156	0,69	2,23	1,155	–	6,05	1,151	0,69	5,9	0,83	0,63

Связанные состояния описывались вещественным потенциалом Вудса-Саксона с параметрами: радиус $r = 1{,}25$ фм, диффузность $a = 0{,}65$ фм, глубины потенциала составили 43,94 МэВ; 56,1 МэВ; 59,54 МэВ для конфигураций $^{14}C(0^+$; 0,0 МэВ)$\rightarrow^{13}C+n$, $^{14}C^*(1^-$; 6,09 МэВ)$\rightarrow^{13}C+n$ и $^{14}C(3^-$; 6,73 МэВ)$\rightarrow^{13}C+n$ соответственно. Потенциал связи в системе $n + p$ задавался в гауссовой форме, аналогично расчетам CDCC. Проведенное сравнение экспериментальных угловых распределений реакции $^{13}C(d,p)^{14}C$ с расчетами в рамках модели CRC демонстрирует удовлетворительное согласие для всех рассматриваемых состояний конечного ядра.

Как показано на рисунке 12, расчеты в рамках модели CRC демонстрируют удовлетворительное согласие с экспериментальными угловыми распределениями. Для количественной оценки были определены оптимальные значения спектроскопических амплитуд (SA) для следующих конфигураций: $^{14}C(0^+$; 0,0$)\rightarrow^{13}C+n$; $^{14}C^*(1^-$; 6,09$)\rightarrow^{13}C+n$; $^{14}C^*(3^-$; 6,73$)\rightarrow^{13}C+n$.

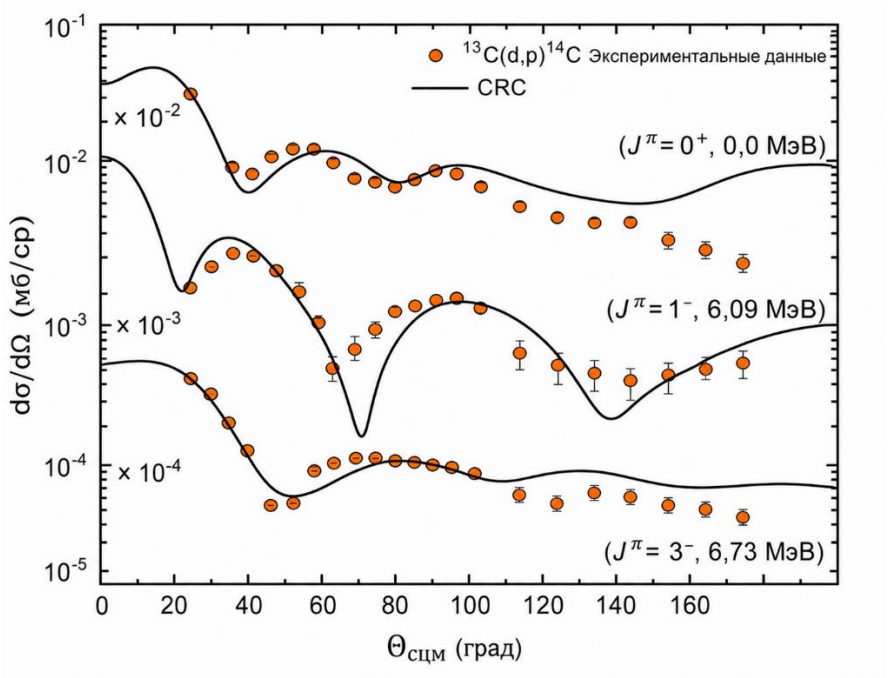


Рисунок 12 – Сравнение экспериментальных данных по реакции $^{13}C(d,p)^{14}C$ при E_d=15,3 МэВ с переходами в состояния ^{14}C (0^+; 0,0 МэВ), (1^-; 6,09 МэВ) и (3^-; 6,73 МэВ) (оранжевые точки) с расчетами по методу связанных каналов реакции (CRC) (сплошные кривые)

Оптимизация SA проводилась путем минимизации критерия χ^2/N во всем угловом диапазоне. Полученные значения, представленные в таблице 3, демонстрируют хорошее соответствие с ранее опубликованными данными [122, 123]. Ранее опубликованные значения спектроскопических амплитуд, использованные для сопоставления и фиксации отдельных параметров, взяты из работ [112, с. 180; 123-127].

Таблица 3 – Спектроскопические амплитуды (SA) для CRC-расчётов реакций $^{13}C(d,p)^{14}C$, $^{13}C(d,t)^{12}C$ и $^{13}C(d,n)^{14}N$

Конфигурация	nLj	SA(P.W.)	Ранее опубликованные значения
d→n+p	$1S_{\frac{1}{2}}$	1,0	1,0 [124]
$^{14}C(0^+$; 0,0 МэВ)→^{13}C+n	$1S_{\frac{1}{2}}$	-1,229	-1,232 [112, с. 180] -1,094 [122, с. 40]
$^{14}C^*(1^-$; 6,09 МэВ)→^{13}C+n	$2S_{\frac{1}{2}}$	0,881	0,881 [112, с. 180]
$^{14}C^*(1^-$; 6,73 МэВ) →^{13}C+n	$1S_{\frac{1}{2}}$	0,733	0,718 [112, с. 180] -0,994 [123, с. 17]
^{3}H →d+n	$1S_{\frac{1}{2}}$	1,2247	1,2247 [124, с. 824]
^{13}C → $^{12}C(0^+$; 0,0 МэВ)+n	$1P_{\frac{1}{2}}$	0,201	0,601 [125]
^{13}C → $^{12}C(2^+$; 4,43 МэВ)+n	$1P_{\frac{3}{2}}$	-0,524	-1,124 [126]
^{14}N→^{13}C+p	$1P_{\frac{1}{2}}$	1,203	0,461 [127]
^{14}N→^{13}C+p	$1P_{\frac{3}{2}}$	0,578	0,163 [127, с. 30]

Согласие расчётов с экспериментальными данными указывает на то, что выбранное описание достаточно хорошо воспроизводит особенности структуры состояний ядра ^{14}C и соответствующие спектроскопические характеристики.

При совместном использовании методов CDCC и CRC удалось описать экспериментальные угловые распределения и проследить влияние различных механизмов реакции. Это позволило получить спектроскопические характеристики исследуемых систем в рамках единого подхода.

5.3.2 Реакция подхвата нейтрона $^{13}C(d,t)^{12}C$

Для анализа влияния связи с реакцией переноса нейтрона (d,t) на канал упругого рассеяния $d+^{13}C$ использовались ранее измеренные угловые распределения реакции $^{13}C(d,t)^{12}C$ при энергии дейтрона E_d=13,6 МэВ [113, с. 3-4]. Рассматривались переходы к основному состоянию ^{12}C ($J_\pi = 0^+$; 0,0 МэВ) и возбуждённому состоянию ^{12}C ($J_\pi=2^+$; 4,43 МэВ).

Анализ проводился в рамках метода связанных каналов (CRC). Экспериментальные угловые распределения для реакции $^{13}C(d,t)^{12}C$ при E_d=13,6 МэВ, а также их сравнение с результатами расчётов в рамках метода связанных каналов, приведены на рисунке 13.

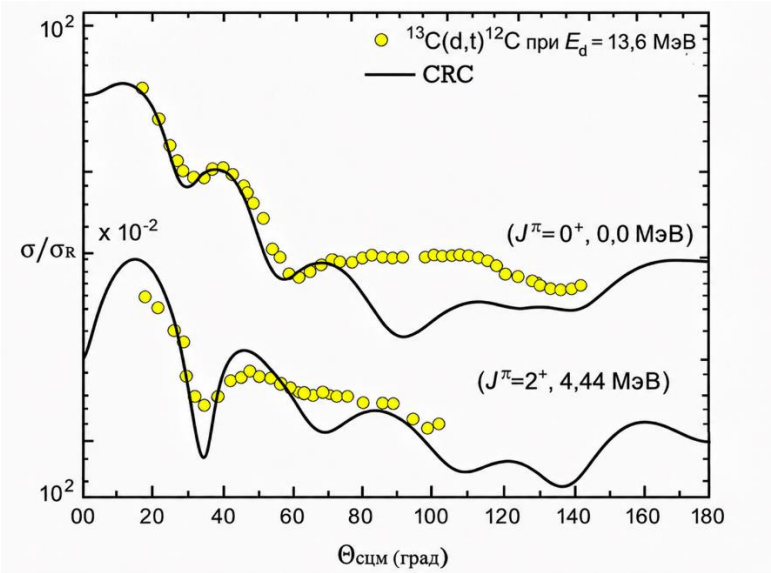


Рисунок 13 – Экспериментальные угловые распределения для реакции ^{13}C(d,t)^{12}C при E_d=13,6 МэВ с переходами в состояния ^{12}C (0^+; 0,0 МэВ) и (2^+; 4,44 МэВ) (желтые точки) в сравнении с расчетами по методу связанных каналов реакции (CRC) (сплошные кривые)

Ключевыми компонентами, необходимыми для расчетов CRC, являются оптимальные потенциалы для каналов (d+^{13}C) и (t+^{12}C) при соответствующих энергиях, а также спектроскопические амплитуды (SA) для соответствующих перекрытий. Для канала (d+^{13}C) использовался перенормированный потенциал с коэффициентами NR_{eff}=0,914 и NI_{eff}=0,576. Потенциал для канала (t+^{12}C) был взят из работы [54, с. 183-185].

Для достижения хорошего описания экспериментальных УР перехода в рассматриваемые состояния ^{12}C был проведен поиск оптимальных SA для конфигураций ^{13}C→^{12}C(0^+; 0,0 МэВ)+n и ^{13}C→^{12}C*(2^+; 4,43 МэВ)+n с использованием поискового кода SFRESCO. Сравнение экспериментальных УР реакции ^{13}C(d,t)^{12}C при E_d=13.6 МэВ, ведущей к состояниям ^{12}C ($J^\pi=0^+$; 0,0 МэВ) и ($J^\pi=2^+$; 4,43 МэВ), с расчетами CRC с параметрами потенциалов из таблицы 2, показано на рисунке 14 SA для конфигураций ^{13}C→^{12}C(0^+; 0,0 МэВ)+n и ^{13}C→^{12}C*(2^+; 4,43 МэВ)+n были получены путем подгонки к измеренным данным в области наиболее малых углов.

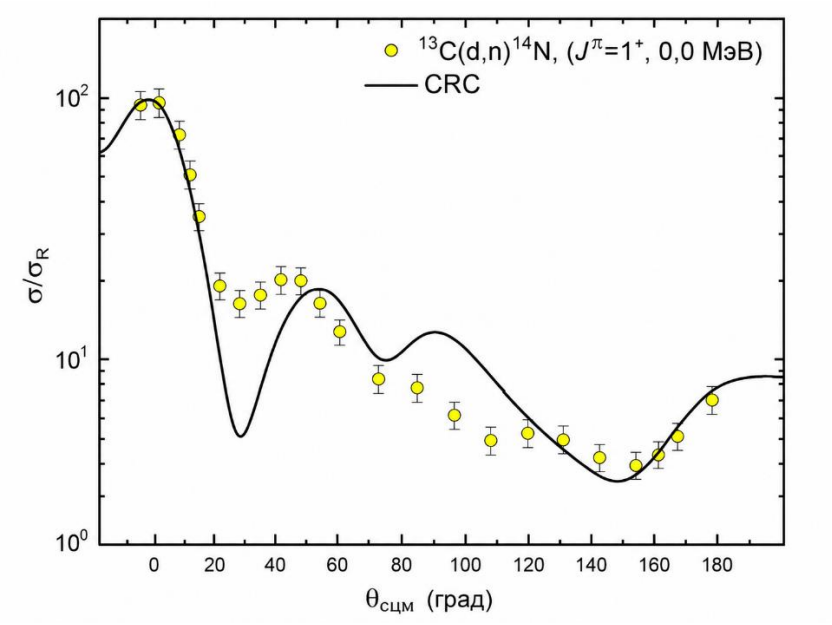


Рисунок 14 – Экспериментальные угловые распределения для реакции ^{13}C(d,n)^{14}N при E_d = 5,7 МэВ с переходом в основное состояние ^{14}N (1^+; 0,0 МэВ) (желтые точки) в сравнении с расчетом по методу связанных каналов реакции (CRC) (сплошная кривая)

Их значения, приведенные в таблице 3, оказываются заниженными по сравнению с ранее опубликованными данными [125, с. 53-55; 126, с. 461-463].

Потенциал связи для системы d+n был задан в стандартной форме Вудса-Саксона с радиусом r_V=1,25 фм, диффузностью a_V=0,65 фм и глубиной действительного потенциала V_0=36,54 МэВ, что воспроизводит энергию связи (E=6,257 МэВ) структуры тритона d+n.

5.3.3 Реакция срыва протона ^{13}C(d,n)^{14}N

Для исследования влияния реакции срыва протона (d,n) на канал упругого рассеяния d+^{13}C в рамках метода связанных каналов (CRC) были проанализированы ранее измеренные угловые распределения реакции ^{13}C(d,n)^{14}N при E_d=15,7 МэВ, ведущей к основному состоянию ^{14}N [114, с. 3-5]. Методика расчетов: для входного канала (d+^{13}C) использован потенциал с перенормировками NR_{eff}=0,914 и NI_{eff}=0,576. Для выходного канала (n+^{14}N) применен глобальный потенциал CH89. Соответствующие параметры потенциалов приведены в таблице 2.

Оптимальные спектроскопические амплитуды для конфигурации ^{14}N(1^+;0,0 МэВ)→^{13}C+p были получены минимизацией χ^2/N по полному угловому диапазону. Полученные значения для вероятностей $1P_{1/2}$ и $1P_{3/2}$ превышают ранее рассчитанные величины [127, с. 30] (таблица 3). Сравнительный анализ влияния каналов передачи на упругое рассеяние. Для детального исследования влияния различных каналов передачи на упругое рассеяние в системе d+^{13}C был проведен последовательный анализ эффектов связи:

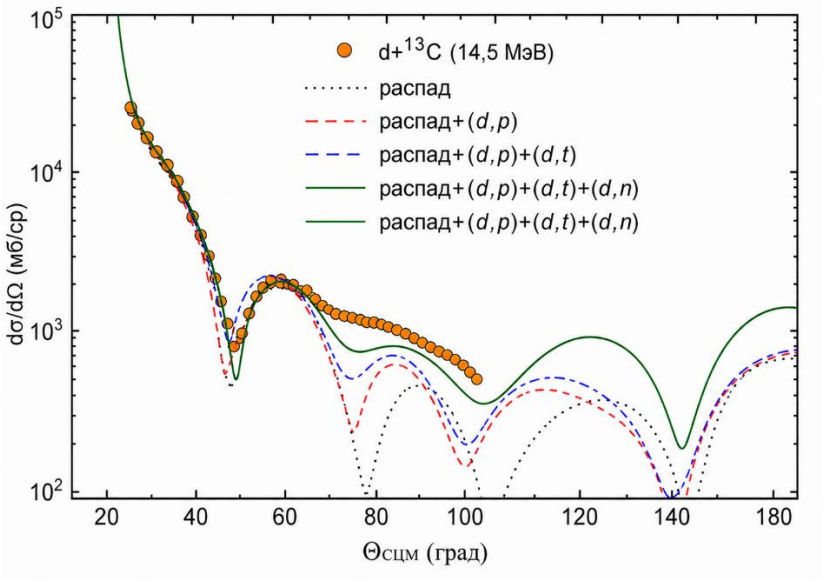
1) Сначала было изучено влияние только реакции перехвата нейтрона (d,p)

2) Затем проанализировано совместное влияние реакций (d,p) и (d,t)

3) Наконец, рассмотрено совокупное воздействие всех реакций передачи: (d,p), (d,t) и (d,n).

Методика расчетов: все расчеты выполнялись с использованием параметров потенциалов из таблицы 2 и параметров перекрытий из таблицы 3. Во всех случаях для входного канала $d+^{13}C$ применялся ранее полученный из расчетов CDCC потенциал U_{eff} без дополнительных корректировок (коэффициенты NR_{eff} и NI_{eff} были зафиксированы на единице).

Ключевые результаты: как показано на рисунке 15, расчеты демонстрируют значительное влияние на угловое распределение упругого рассеяния $d+^{13}C$ со стороны реакций срыва и подхвата (d,p) и (d,n), по сравнению с эффектом от реакции подхвата (d,t).



Пунктирная кривая представляет эффект разделения, штриховая кривая включает разделение+(d,p), штрих-пунктирная кривая включает разделение+(d,p)+(d,t), а сплошная кривая представляет разделение+(d,p)+(d,t)+(d,n). Расчеты выполнены с использованием ненормированного U_{eff} (с NR_{eff} и NI_{eff}, зафиксированными на единице).

Рисунок 15 – Упругое угловое распределение для системы $d+^{13}C$ при E_d=14,5 МэВ в сравнении с расчетами методами CDCC и CDCC+CRC

Проведенный анализ подтверждает важность учета механизмов срыва и подхвата нуклонов, в дополнение к эффекту развала, при исследовании систем с участием дейтронов. Очевидно, что влияние этих каналов связи особенно существенно в области больших углов рассеяния, превышающих 60°. Данный вывод согласуется с результатами, полученными в ряде предыдущих исследований [107, с. 3-6; 108, с. 7-11; 110, с. 120-124].

Вывод по пятому разделу

Недавно полученные экспериментальные данные по угловым распределениям упругого рассеяния системы d+^{13}C при энергии дейтронов $E_d = 14{,}5$ МэВ были проанализированы с использованием метода связанных дискретных континуумных каналов (CDCC) с целью изучения влияния развала дейтрона. Дополнительно для оценки вклада нуклонной передачи и процессов развала в динамику рассматриваемой системы применялось сочетание методов CDCC и связанных реакционных каналов (CRC).

Методика и объём исследования. В рамках данного анализа несколько наборов экспериментальных данных, включающих реакции передачи нейтрона и протона – ^{13}C(d,p)^{14}C, ^{13}C(d,t)^{12}C и ^{13}C(d,n)^{14}N - были первоначально рассмотрены по отдельности в рамках формализма CRC. На следующем этапе все указанные каналы передачи были исследованы совместно с учётом эффектов развала дейтрона с использованием комбинированного подхода CDCC+CRC.

Основные результаты.

1) Эффекты канальной связи, обусловленные процессами развала дейтрона и реакциями передачи типа (d,p) и (d,n), оказывают заметное влияние на характеристики упругого рассеяния.

2) Для системы d+^{13}C вклад реакции (d,t) остаётся существенно меньшим по сравнению с каналами (d,p) и (d,n), что может быть связано с малыми значениями соответствующих спектроскопических амплитуд и особенностями структуры ядра ^{13}C.

Использование эффективного потенциала и извлечение спектроскопических амплитуд. Эффективный потенциал U_{eff}, представляющий собой сумму потенциала кластерного фолдинга (CF) и потенциала динамической поляризации (DPP), был получен на основе CDCC-расчётов для системы d+^{13}C и затем успешно использован в формализме CRC при анализе различных реакций передачи при нескольких энергиях на мишени ^{13}C. В ходе исследования были извлечены спектроскопические амплитуды и проведено их сопоставление с литературными данными для следующих конфигураций: ^{14}C(0^+; 0,0)→^{13}C+n, ^{14}C*(1^-; 6,09 МэВ)→^{13}C+n, ^{14}C*(3^-; 6,73 МэВ)→^{13}C+n, ^{13}C→^{12}C(0^+; 0,0 МэВ)+n, ^{13}C→^{12}C*(2^+; 4,43 МэВ)+n, ^{14}N→^{13}C+p.

6 ВОЗБУЖДЕННЫЕ МОДЫ ЯДРА ^{13}C В РЕАКЦИИ C d+^{13}C

6.1 Экспериментальные данные

Экспериментальные исследования структуры ядра ^{13}C представляют особый интерес в связи с проявлением как одночастичной конфигурации ^{12}C+n, обусловленной валентным нейтроном p-оболочки, так и кластерной структуры, связанной с наличием в ядре ^{12}C 3α-конфигурации на энергии 7,65 МэВ (уровень Хойла) [61, с. 359; 62, с. 4; 63, с. 2-9; 64, с. 3891-3897; 65, с. 134-141]. Эти особенности существенно влияют на спектр возбуждённых состояний ^{13}C и находят отражение в экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию, а также в реакциях однонуклонного переноса [128-132].

Ряд экспериментальных и теоретических работ был посвящён изучению структуры ^{13}C с использованием различных моделей. В частности, в рамках модели безъядерной оболочки (NCSM) были рассчитаны уровни, электромагнитные переходы E2 и M1 и квадрупольный момент, показавшие хорошее согласие с экспериментом при использовании хиральных NN-взаимодействий, за исключением состояний с положительной чётностью [133]. Альтернативные подходы, такие как микроскопическая кластерная модель и метод ортогонального условия (OCM), позволили описать уровни обеих чётностей и получить спектроскопические факторы, указывающие на совместное существование одночастичных конфигураций ^{12}C+n и кластерных конфигураций ^{9}Be+α в основном и возбуждённых состояниях ^{13}C [134, 135]. Аналогичные выводы о роли кластерных корреляций были получены в рамках модели антисимметризованной молекулярной динамики [136, 137].

Экспериментальные данные по рассеянию простых частиц на ядре ^{13}C также широко использовались для исследования его структуры. В рамках оптической модели и метода связанных каналов были получены эффективные оптические потенциалы и параметры деформации, описывающие упругое и неупругое рассеяние [138-140]. Дополнительно, в исследованиях реакций переноса (d,p) и (p,d), выполненных в приближении DWBA, были извлечены спектроскопические факторы и изоскалярные монопольные переходы, чувствительные к внутренней структуре ядра и характеру возбуждённых состояний [141-143]. С использованием модифицированной дифракционной модели были определены радиусы взаимодействия основного и возбуждённых состояний ^{13}C [144, 145].

Настоящая работа является частью серии исследований, посвящённых экспериментальному изучению структуры ядра ^{13}C [131, с. 2-5; 135, с. 4-8; 139, с. 1057-1059]. В экспериментах с дейтронным пучком энергии 14,5 МэВ были измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния на ^{13}C [131, с. 6-9]. Упругие каналы, а также неупругие каналы с возбуждёнными состояниями при энергиях 3,68; 6,86 и 7,55 МэВ ранее анализировались в рамках оптической модели и метода связанных каналов. Вместе с тем возбуждённые состояния с энергиями 3,89; 8,86 и 9,87 МэВ требуют дополнительного анализа, поскольку соответствующие экспериментальные угловые распределения

представляют важный материал для проверки спектроскопических факторов и моделей возбуждения.

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям для состояний с энергиями возбуждения 3,89, 8,86 и 9,87 МэВ используются в настоящей работе для исследования структуры ^{13}C в рамках двух моделей возбуждения – одночастичной ^{12}C+n и кластерной ^{9}Be+α, что позволяет более полно охарактеризовать вклад одночастичных и кластерных компонент в формирование спектра возбуждённых состояний.

6.2 Анализ одночастичных и кластерных состояний методом связанных каналов

Здесь мы приводим общий формализм метода связанных каналов (более подробно в [146]. Рассмотрим ядерную реакцию a+A→a'+A* при энергии E. Для простоты примем входной канал за «a», а выходной – за «a'». Полная волновая функция Ψ для этой системы может быть представлена следующим образом:

$$\Psi = \phi_\alpha(r_\alpha)\chi_\alpha(\mathbf{R}_\alpha) + \phi_{\alpha'}(r_{\alpha'})\chi_{\alpha'}(\mathbf{R}_{\alpha'}) \qquad (6.1)$$

где r_αи $r_{\alpha'}$ – обозначают внутренние координаты взаимодействующих ядер;

R_αи $R_{\alpha'}$ – расстояния между налетающей частицей a и ядром-мишенью A.

Функции φ_αи $\varphi_{\alpha'}$соответствуют волновым функциям связанных состояний, тогда как χ_αи $\chi_{\alpha'}$ описывают относительное движение частиц. Полная волновая функция Ψопределяется из уравнения Шрёдингера $(H - E)\Psi = 0$, при этом гамильтониан системы в канале αможет быть представлен в следующем виде:

$$H = H_a + K_a + U_a \qquad (6.2)$$

где H_a=H_a+H_A – внутренний гамильтониан системы;

K_α представляет собой оператор кинетической энергии;

U_α – потенциал взаимодействия между налетающей частицей и ядром-мишенью.

Волновая функция связанного состояния φ_a, определяемая уравнением (6.1), удовлетворяет уравнению Шрёдингера следующего вида:

$$H_a\phi_a(r_a) = \varepsilon_a\phi_a(r_a) \qquad (6.3)$$

где ε_a – собственное значение энергии гамильтониана H_a.

Волновая функция $\varphi_{\alpha'}$ получается аналогичным образом. Эти волновые функции ортонормированы, так что:

$$(\phi_a|\phi_{a'}) = \int dr\, \phi_a^*(r)\phi_{a'}(r) = \delta_{aa'} \qquad (6.4)$$

Волновая функция связанного состояния упругого канала φ_a имеет следующий вид:

$$\phi_\alpha(r_\alpha) \equiv \phi_a(r_a)\phi_A(r_A) \tag{6.5}$$

где φ_a и φ_A – внутренние волновые функции с внутренними радиусами r_a и r_A.

Поскольку возбуждение происходит в ядре-мишени, мы определяем волновую функцию φ_A как:

$$\phi_A(r_A) \equiv \phi_{JM}(\xi, r) \tag{6.6}$$

$$\phi_{JM}(\xi, r) = \sum_{lsj} A^{jIJ}_{lsj}\left[\phi_I(\xi) \times \phi_{lsj}(r)\right]_{JM} \tag{6.7}$$

Для неупругого канала волновая функция мишени φ_{A^*} имеет следующий вид:

$$\phi_{A*}(r_{A*}) \equiv \phi_{J'M'}(\xi, r) \tag{6.8}$$

$$\phi_{J'M'}(\xi, r) = \sum_{U'sj'} A^{j'IJ'}_{U'sj'}\left[\phi_I(\xi) \times \phi_{U'sj'}(r)\right]_{J'M'} \tag{6.9}$$

Здесь ξ – внутренняя координата остовной части ядра A;

$\varphi_j(\xi)$ – внутреннее состояние остова,

[s, j] представляют конфигурации валентных частиц;

A^{λ}_{j} – коэффициент дробной родительской амплитуды (спектроскопическая амплитуда).

Квадрат модуля родительской амплитуды даёт спектроскопический фактор:

$$S^{jIJ}_{lsj} = \left|A^{jIJ}_{lsj}\right|^2 \tag{6.10}$$

Проекция φ_α или $\varphi_{\alpha'}$ на полную волновую функцию (6.1) дает систему связанных уравнений следующего вида:

$$[E - K_\alpha - U_\alpha - \epsilon]\chi_\alpha = V_{\alpha\alpha'}\chi_{\alpha'} \tag{6.11}$$

$$[E - K_\alpha - U_\alpha - \epsilon']\chi_{\alpha'} = V_{\alpha'\alpha}\chi_\alpha \tag{6.12}$$

где $V_{\alpha'\alpha}$ и $V_{\alpha\alpha'}$ – потенциалы связи.

В частности, потенциал связи $V_{\alpha'\alpha}$ может иметь следующую форму:

$$V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{R}) = \langle \phi_\alpha | U_{ac}(\boldsymbol{R}_{ac}) + U_{av}(\boldsymbol{R}_{av}) | \phi'_\alpha \rangle \quad (6.13)$$

где U_{ac} обозначает потенциал взаимодействия между налетающей частицей aи остовом c,

U_{av} – потенциал взаимодействия между налетающей частицей a и валентной частицей v.

Радиусы R_{av} и R_{ac} определяются из рисунка 16 следующим образом:

$$\boldsymbol{R}_{ac} = \boldsymbol{R} + \frac{m_v}{m_A}\boldsymbol{r} \quad (6.14)$$

$$\boldsymbol{R}_{av} = \boldsymbol{R} - \frac{m_c}{m_A}\boldsymbol{r} \quad (6.15)$$

Здесь m_c, m_v, m_A – массовые числа остова, валентной частицы и мишени соответственно;

R – радиус между остовом и валентной частицей.

Представленная теоретическая модель является эффективным инструментом, поскольку возбужденное ядро ^{13}C может рассматриваться как кластерные системы $^{12}C+n$ и $^{9}Be+\alpha$. Схематическое изображение геометрии кластерной модели взаимодействия пролетающего ядра d с ядром ^{13}C приведено на рисунке 16.

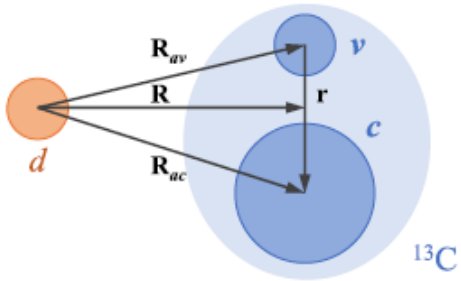


Рисунок 16 – Схематическое изображение кластерной модели взаимодействия пролетающего ядра d с целью ^{13}C, которая состоит из ядра-кора и внешнего нуклона v

Переходные связи между состояниями остова и составной системы показаны на рисунке 17. Все расчеты по методу связанных каналов выполняются в соответствии с данной схемой. На рисунке 17 показаны связи только для тех переходов, которые имеют значительные спектроскопические амплитуды.

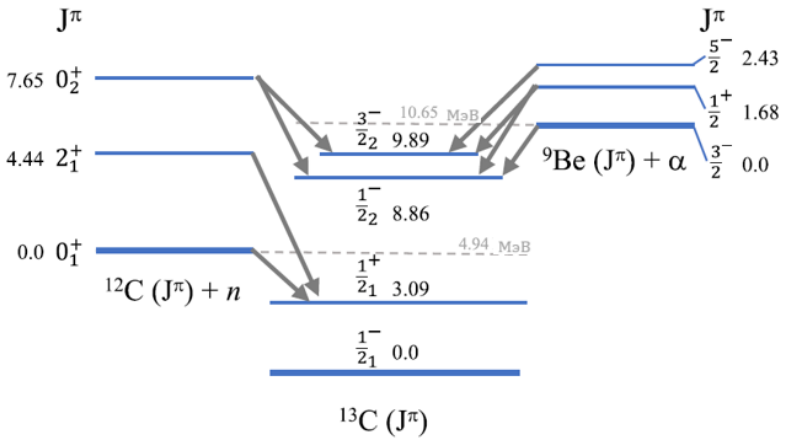


Рисунок 17 – Схематическая иллюстрация связей с возбужденными состояниями ^{13}C

6.3 Основное и возбужденные состояния ядра ^{13}C

6.3.1 Основное состояние ядра ^{13}C

Экспериментальные данные по упругому рассеянию дейтронов на ядре ^{13}C были рассмотрены в рамках оптической модели. Численный анализ выполнен с использованием программного кода FRESCO, при этом параметры оптического потенциала выбирались на основе обобщённых ядерно-физических данных, представленных в литературных источниках [147], и задавались в следующем виде:

$$U(R) = V^C(R) - V^V(R) - iW^V(R) - iW^D(R) \tag{6.16}$$

где $V^C(R)$ – кулоновский потенциал;

$V^V(R)$ и $W^V(R)$ – действительный и мнимый объемные потенциалы;

$W^D(R)$ – мнимый поверхностный потенциал.

Кулоновский потенциал может быть принят как потенциал взаимодействия точечного заряда с равномерно заряженной сферой:

$$V^C(R) = \begin{cases} \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C}\left(3 - \dfrac{R^2}{R_C^2}\right) & \text{for } R \le R_C \\ \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{2R} & \text{for } R > R_C \end{cases} \tag{6.17}$$

Объёмные потенциалы V^V и W^V задаются в форме потенциала Вудса-Саксона следующим образом:

$$V^V = V_0 f^{a_v, R_v}(R) \tag{6.18}$$

$$W^V = W_0 f^{a_w, R_w}(R) \tag{6.19}$$

где функция $f^{a_0,R_0}(R)$ задается выражением:

$$f^{a_0,R_0}(R) = \left(1 + exp\left(\frac{R - R_0}{a_0}\right)\right)^{-1} \quad (6.20)$$

Поверхностный потенциал $W^D(R)$ имеет следующую форму:

$$W^D(R) = -4W_0^D \, exp\left(\frac{R - R_d}{a_d}\right) f^{a_d,R_d}(R)^2 \quad (6.21)$$

В качестве исходной точки для поиска наилучших оптических параметров мы использовали потенциал из работы [136, с. 96-97]. Путем подгонки к экспериментальным данным при лабораторной энергии 14,5 МэВ нам удалось достичь значения $\chi^2/N = 3.9$ за счет минимизации хи-квадрат, определяемого как:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\sigma_i^{\text{th}} - \sigma_i^{\text{exp}}}{\sigma_i^{\text{err}}}\right)^2 \quad (6.22)$$

где N – количество экспериментальных точек.

Рассчитанное сечение в сравнении с экспериментальными данными показано на рисунке 18. На основе значения $\chi^2/N=3.9$ можно заключить, что рассчитанные сечения упругого рассеяния находятся в превосходном согласии с экспериментальными данными.

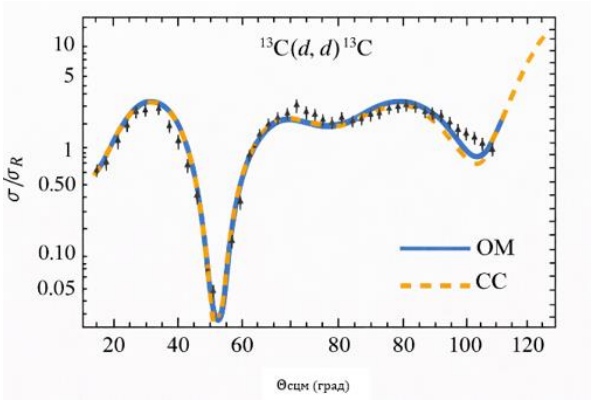


Рисунок 18 – Дифференциальное сечение упругого рассеяния d+^{13}C при 14,5 МэВ в сравнении с расчетами методами оптической модели (ОМ) (сплошная линия) и связанных каналов (пунктирная линия)

6.3.2 Состояние при энергии 3,089 МэВ

Возбужденное состояние ^{13}C с энергией 3,089 МэВ ($\frac{1^+}{2_1}$) может иметь одночастичную природу возбуждения [134, с. 3-5]. Следовательно, данное

состояние ($\frac{1^+}{2_1}$) правомерно рассматривать как систему, состоящую из остова ^{12}C (0_1^+) и нейтрона на орбитали $2S_{1/2}$. Расчет по методу связанных каналов был выполнен для состояния 3,089 МэВ с использованием схемы связей, представленной на рисунке 17. Поскольку потенциалы взаимодействия с изотопами углерода схожи, потенциал $U_{d+^{13}C}$ был принят равным потенциалу для системы налетающая частица d и остов ^{12}C. Потенциал для системы d и валентного нейтрона n был получен путем воспроизведения данных по упругому рассеянию. Соответствующие оптические параметры для потенциалов $U_{d+^{12}C}$ и U_{d+n} приведены ниже, в таблице 4.

Таблица 4 – Параметры потенциалов, использованные в расчетах оптической модели (ОМ) и связанных каналов (СС)

Вид реакции	V_0, МэВ	r_V, фм	a_V, фм	W_0, МэВ	r_W, фм	r_w^a, фм	W_0^D, МэВ	r_d, фм	a_d, фм	r_C^a, фм
d+^{12}C,^{13}C	112,2	0,60	0,8	3,6	0,586	0,60	5,17	1,30	0,6	0,977
d+α	40,4	0,734	0,709	–	–	–	3,96	0,791	0,812	0,809
d+^{9}Be	39,2	0,675	0,709	–	–	–	6,54	0,793	1,108	0,809
d+n	–	–	–	–	–	–	2,2	0,51	1,29	-
$a_r = (a_1^{1/3} + A^{1/3})^{-1} R$										

Приведенные в таблице 4 спектроскопические амплитуды, использованные в расчетах методом СС, взяты из расчетов оболочечной модели с использованием потенциала Коэна-Курата [100, с. 269-273] для P-оболочки. Амплитуда для перекрытия $\langle ^{12}C(0_1^+) \otimes 2S_{1/2} | ^{13}C(\frac{1^+}{2_1}) \rangle$ получена с помощью межоболочечного взаимодействия p-sd Милленера и Курата [148, 149].

Набор амплитуд, использованных в расчетах СС, представлен в таблице 5. Волновые функции (6.6-6.8) для системы ^{12}C+n построены с потенциалами формы Вудса-Саксона (6.20). Глубина потенциалов подбиралась по энергии связи, в то время как диффузность a_0 и радиус R_0 были равны 0,65 фм и 1,25 фм соответственно.

Таблица 5 – Спектроскопические амплитуды A_{lsj}^{jIJ} для составного ядра ^{13}C с остовом c и валентной частицей ν, использованные в расчетах связанных каналов

$^{13}C = ^{12}C$+n				$^{13}C = ^{9}Be$+α			
^{13}C (I^π)	$^{12}C(J^\pi)$	nlj	A_{lsj}^{jIJ}	^{13}C (I^π)	^{9}Be (J^π)	L	A_{lol}^{lIJ}
$\frac{1^-}{2}$	0_1^+	$1P_{\frac{1}{2}}$	-0,810	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{3^-}{2_1}$	D	0,073
$\frac{1^+}{2_1}$	-	$2S_{\frac{1}{2}}$	-0,928	$\frac{1^-}{2}$	$\frac{1^+}{2_1}$	P	0,010
$\frac{1^-}{2_1}$	2_1^+	$1P_{\frac{3}{2}}$	1,029	$\frac{1^+}{2_1}$	-	P	0,076

Продолжение таблицы 5

$^{13}C = {}^{12}C+n$				$^{13}C = {}^{9}Be+\alpha$			
^{13}C (I^{π})	$^{12}C(J^{\pi})$	nlj	A_{lsj}^{jIJ}	^{13}C (I^{π})	^{9}Be (J^{π})	L	A_{lol}^{lIJ}
$\frac{1^+}{2_1}$	-	$1D_{\frac{5}{2}}$	-0,309	$\frac{1^+}{2_1}$	$\frac{3^-}{2_1}$	D	-0,998
$\frac{1^+}{2_1}$	0_2^+	$1P_{\frac{1}{2}}$	-0,487	$\frac{1^+}{2_1}$	-	S	0,359
$\frac{1^-}{2_2}$	-	$1P_{\frac{1}{2}}$	0,257	$\frac{1^+}{2_1}$	-	D	-0,344
$\frac{3^-}{2_2}$	-	$1P_{\frac{3}{2}}$	-0,877	$\frac{1^+}{2_1}$	$\frac{5^-}{2_1}$	D	-0,729
				$\frac{1^+}{2_1}$	-	D	-0,396

Результирующее сечение упругого рассеяния в рамках расчетов CC показано на рисунке 18. Достигнуто хорошее согласие между предсказаниями метода CC и экспериментальными данными, $\chi^2/N=6,3$. Однако для наилучшего воспроизведения данных по упругому рассеянию спектроскопическая амплитуда перекрытия $\langle {}^{12}C(0_1^+)\otimes 1P_{1/2}|{}^{13}C(\frac{1^-}{2_1})\rangle$ была немного увеличена до значения 0,81 вместо использования спектроскопической амплитуды оболочечной модели, равной 0,784. Рассчитанные дифференциальные сечения для состояния 3,089 МэВ показаны на рисунке 19 в сравнении с экспериментальными данными.

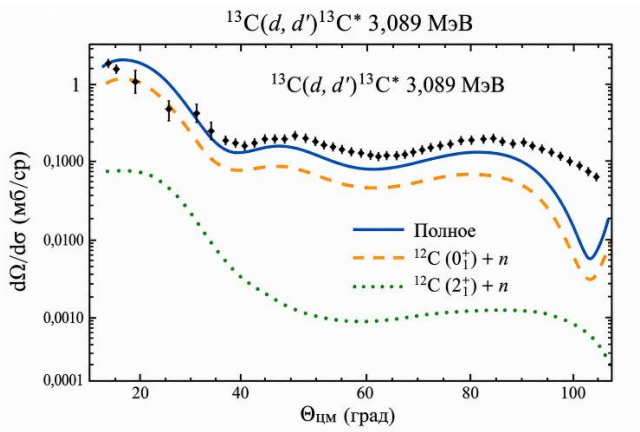


Рисунок 19 – Дифференциальные сечения для состояния 3,039 МэВ, рассчитанные методом связанных каналов (CC)

Вклад одночастичного возбуждения $^{12}C+n$ с остовом в основном состоянии 0_1^+ доминирует над вкладом возбуждения $^{12}C+n$ с возбужденным остовом 2_1^+ на порядок величины. Когерентная сумма сечений удовлетворительно описывает экспериментальные данные, за исключением данных, начиная с угла 90°.

6.3.3 Состояние при энергии 8,860 МэВ

Уровень $½^-$ при 8,860 МэВ был рассчитан через кластерные конфигурации

^{12}C+n и ^{9}Be+α. Остов ^{12}C предполагался возбужденным, относящимся к полосе 0_2^+ при 7,65 МэВ. Что касается последней кластерной конфигурации, остов ^{9}Be рассматривался как в основном состоянии $\frac{3}{2}^-$, так и в возбужденном состоянии $\frac{1}{2}^+$.

Параметры потенциала $U_{d+\alpha}$ были получены путем подгонки к данным по упругому рассеянию d+α из ссылки [150, 151]. Потенциал $U_{d+^{9}Be}$ был взят в виде потенциала двойного свертывания [152, 153], основанного на трехтельной модели ядра ^{9}Be [154].

Кроме того, потенциал с глобальными оптическими параметризациями из ссылки [155] также оказался способен воспроизвести данные. Параметры потенциалов, использованные в расчетах CC, приведены в таблице 4. Соответствующие конфигурации связи валентного кластера и спектроскопические амплитуды [156, 157], использованные в расчетах CC, представлены в таблице 5. Сравнение рассчитанных дифференциальных сечений с экспериментальными данными проиллюстрировано на рисунке 20.

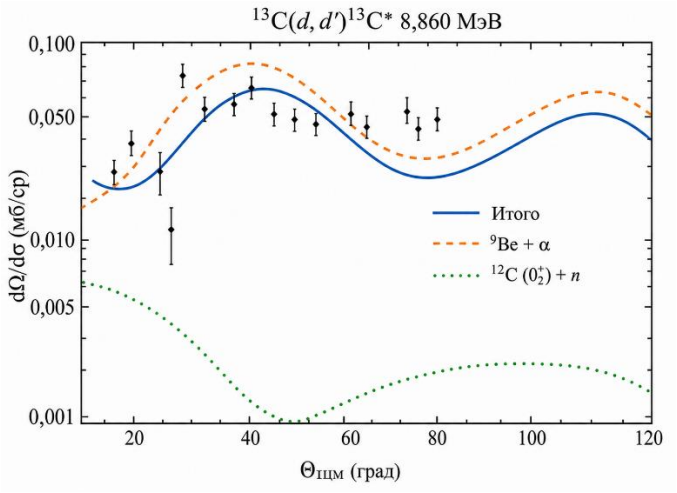


Рисунок 20 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния d+^{13}C для состояния 8,86 МэВ, рассчитанные методом связанных каналов (CC)

Вклад одночастичного возбуждения ^{12}C+n оказался весьма незначительным. Однако он оказывает деструктивное влияние на возбуждение по каналу ^{9}Be+α. Основной вклад в сечение вносит именно кластерное возбуждение ^{9}Be+α. Более того, возбуждение ^{9}Be+α происходит не через возбужденное состояние остова ^{9}Be ($\frac{1}{2_1}^+$), а через основное состояние остова ^{9}Be ($\frac{3}{2_1}^-$), поскольку связь через основное состояние остова ^{9}Be ($\frac{3}{2_1}^-$), с точки зрения спектроскопических амплитуд является значительно более предпочтительной $\left|A_{202}^{3/2}\right|^2$=0,998, чем через возбужденный остов ^{9}Be ($\frac{1}{2_1}^+$), $\left|A_{101}^{1/2}\right|^2 = 0{,}01$. Данное наблюдение противоречит выводам, изложенным в ссылке [131, с. 3-5], согласно

которым возбуждение ^{9}Be+α происходит с остовом ^{9}Be ($\frac{1^+}{2_1}$). Тем не менее, наши спектроскопические результаты согласуются с данными, полученными в рамках методов OCM (Orthogonality Condition Model) и AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics). В частности, расчеты в рамках OCM показывают, что спектроскопический фактор для конфигурации с остовом в состоянии $3/2^-$ существенно преобладает над спектроскопическими факторами для других возбужденных состояний остова, а именно $\frac{1^+}{2}$ и $\frac{5^-}{2}$.

6.3.4 Состояние при энергии 9,897 МэВ

Сечения для возбужденного состояния с энергией 9,897 МэВ также были рассчитаны в рамках моделей одночастичного возбуждения ^{12}C+n и кластерного возбуждения ^{9}Be+α. Использовались те же потенциалы, что и в случае уровня 8,86 МэВ. Спектроскопическая информация [156, с. 2-5; 157, с. 924-925], примененная для уровня 9,897 МэВ, приведена в таблице 5. Результаты расчетов по методу связанных каналов в сравнении с экспериментальными данными показаны на рисунке 21.

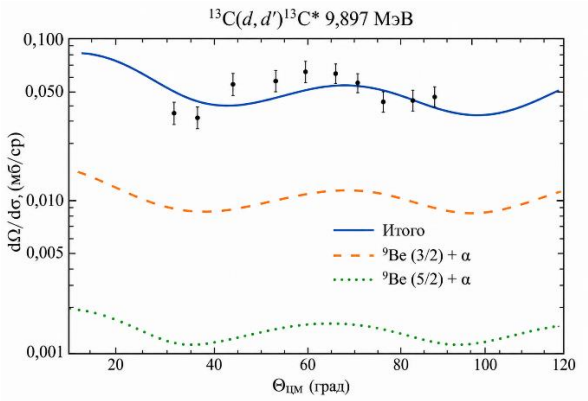


Рисунок 21 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния d+^{13}C для состояния 9,897 МэВ, рассчитанные методом связанных каналов (CC)

Конфигурации одночастичного возбуждения ^{12}C(0_2^+)+n, а также кластерная конфигурация ^{9}Be ($\frac{1^+}{2_1}$) + α вносят несущественный вклад в сечение. Поэтому слабые вклады не отображены на рисунке 21. Основной вклад в сечение дает кластерная конфигурация ^{9}Be ($\frac{3^-}{2_1}$) + α. Вклад кластерной конфигурации с возбужденным остовом ^{9}Be $\left(\frac{5^-}{2}\right)$ + α примерно на порядок меньше.

Спектроскопические амплитуды, использованные в расчетах CC, оказались значительно больше значений, приведенных в других источниках. Например, амплитуды $A_{2022}^{2\,9/2\,3/2}$ и $A_{2022}^{2,\,9/2,\,5/2}$ имеют значения -0,344 и -0,396 соответственно. Однако расчеты из ссылки [156, с. 2-5] показывают амплитуды

на порядок ниже. Несмотря на то, что расчетные энергии волновых функций модели промежуточной связи как для остова, так и для составной системы не точно воспроизводят экспериментальные данные, а лишь повторяют порядок ротационных полос, разница между экспериментальными и расчетными спектроскопическими амплитудами не должна быть столь значительной. Наиболее вероятно, что проблема вызвана сильными корреляциями с другими механизмами возбуждения, такими как образование составного ядра, которые не могут быть явно учтены в расчетах СС. Это также может приводить к занижению спектроскопических амплитуд.

Выводы по шестому разделу

В рамках метода связанных каналов (СС) исследованы возбуждённые состояния ядра ^{13}C с энергиями 3,089; 8,86 и 9,89 МэВ по данным неупругого рассеяния дейтронов. Установлены следующие особенности структуры:

1) Для состояния с энергией 3,089 МэВ преобладает одночастичная конфигурация ^{12}C+n с остовом ^{12}C в основном состоянии 0_1^+. Вклад конфигурации с возбуждённым остовом 2_1^+ мал.

2) Для уровня 8,86 МэВ основной вклад определяется кластерной конфигурацией ^{9}Be+α с остовом ^{9}Be ($\frac{3^-}{2_1}$). Вклад одночастичной конфигурации ^{12}C+n с остовом ^{12}C (0_2^+) (состояние Хойла) в расчётное сечение мал.

3) Для уровня 9,89 МэВ преобладает кластерная конфигурация ^{9}Be+α с остовом ($\frac{3^-}{2_1}$). Конфигурации с возбуждёнными состояниями остова ($\frac{1^+}{2_1}$), ($\frac{1^-}{2_1}$)и $\frac{5^-}{2}$ дают небольшой вклад в угловые распределения.

7 УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ^{7}Li

7.1 Экспериментальные данные

Упругое рассеяние протонов на ядре ^{7}Li является чувствительным инструментом исследования структуры лёгких ядер и механизмов ядерного взаимодействия [158, 159]. Анализ проводится в рамках микроскопического метода парциальных волн с использованием потенциалов свёртывания на основе взаимодействия M3Y и реалистичных распределений ядерной плотности [160], что позволяет рассчитывать фазовые сдвиги и дифференциальные сечения [161-164]. Несмотря на хорошую экспериментальную изученность ядра ^{7}Li [165, 166], ряд аспектов его структуры остаётся недостаточно выясненным, что требует уточнения теоретических описаний.

В настоящей работе анализ выполнен в энергетическом диапазоне 3,0–5,3 МэВ, близком к кулоновскому барьеру, с численным решением уравнения Шрёдингера методом Рунге-Кутты 4-5-го порядка и учётом вкладов прямых реакций в приближении FWM [167, 168]. Используемый подход опирается на современные оптические потенциалы [169-171], теорию прямых реакций [172], нелокальные модели [173] и дисперсионные формализмы [174], при оптимизации параметров методом χ^2-минимизации с применением численных алгоритмов, включая solve_ivp [175]. Дополнительно при интерпретации полученных сечений и одночастичных амплитуд учитывались методы асимптотических нормировочных коэффициентов и их связь с прямыми реакциями захвата и переноса [176], а также современные подходы к описанию резонансных и квазисвязанных состояний на основе метода комплексного масштабирования и микроскопических кластерных моделей [177, 178]. Аналитические и численные оценки свойств лёгких ядер вблизи замкнутых оболочек использовались для проверки самосогласованности структуры и реакции в рамках нерелятивистской квантовой механики [179].

В качестве экспериментальной базы использованы данные работы [169, с. 523], представленные в базе EXFOR, полученные при энергиях протонов 3,0; 4,0, 4,5 и 5,3 МэВ в широком угловом диапазоне с типичной статистической погрешностью 3-5%. Измерения выполнены на ускорителе Ван де Граафа с регистрацией частиц методом *ΔE-E* и нормализацией по току пучка. Эти данные использованы для верификации теоретических расчётов; соответствующие значения дифференциальных сечений приведены в таблице 6.

Таблица 6 – Зависимость дифференциального сечения протонов на ядре ^{7}Li от энергии протона [159, с. 550]

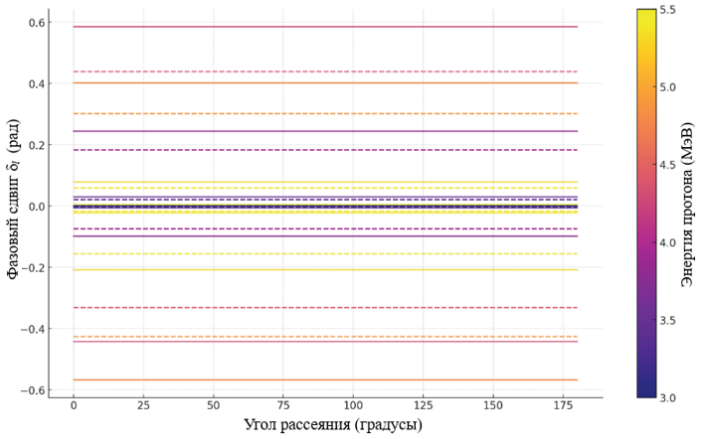
Энергия протона, МэВ	3,0023	3,2011	3,4065	3,5979	3,8033	4,2074	4,4138	4,6146	4,8020	4,9893	5,1964	5,3960
Диффе-ренциальное сечение, барн	0,93525	0,95693	1,0182	1,0977	1,1589	1,2510	1,2027	1,0235	0,81085	0,61340	0,49207	0,44071

7.2 Анализ упругого рассеяния протонов на ^{7}Li методом парциальных волн

Для реакции ^{7}Li(p,p)^{7}Li выполнены полноволновые расчёты дифференциальных сечений, амплитуд рассеяния и фазовых сдвигов на основе численного решения радиального уравнения Шрёдингера. Фазовые сдвиги извлекались из радиальных решений и использовались для вычисления наблюдаемых характеристик рассеяния.

В расчётах рассмотрены микроскопические и феноменологические модели ядерного взаимодействия, включая потенциал M3Y [172, с. 30-33], фолдинг-потенциал и оптический потенциал, построенный по известным систематикам [168, с. 138-139]. Включение мнимой части оптического потенциала позволило учесть потери упругого потока и улучшило согласие с экспериментальными данными [162, с. 955-956].

Численное интегрирование выполнено в среде Python с использованием solve_ivp, что обеспечило устойчивость расчётов во всём энергетическом диапазоне. На основе метода парциальных волн получены фазовые сдвиги δ_l для орбитальных моментов l=0-5 при использовании микроскопического взаимодействия M3Y. Результаты расчётов представлены на рисунке 22.



Сплошная линия - без мнимой части оптического потенциала. Штриховая линия - с учётом мнимой части оптического потенциала.

Рисунок 22 – Фазовые сдвиги δ_l в методе парциальных волн с потенциальной моделью M3Y в зависимости от угла рассеяния протонов

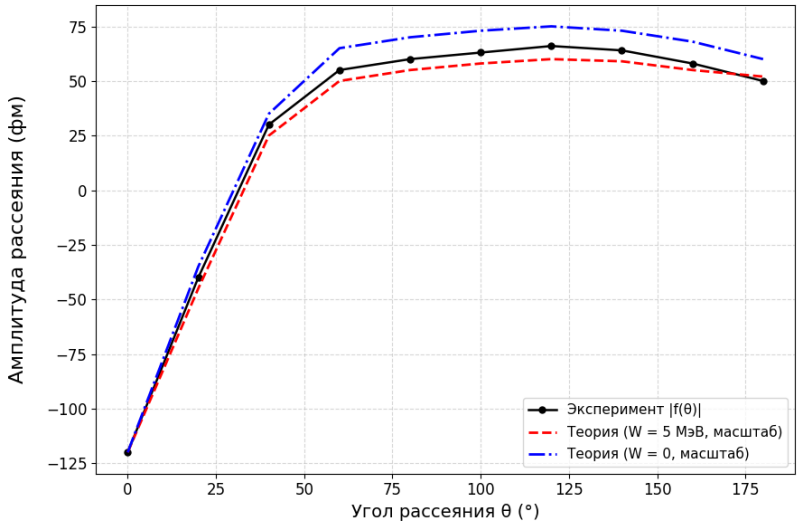
Расчёты выполнены для энергий протонов 3,0-5,5 МэВ. Фазовые сдвиги δ_l зависят от энергии и орбитального момента и не являются функцией угла рассеяния; использование θ по оси абсцисс носит иллюстративный характер и служит для удобства сравнения. Сплошные кривые соответствуют расчётам с действительным потенциалом M3Y, пунктирные – с учётом мнимой части, описывающей неупругое поглощение.

Включение мнимой части потенциала сопровождается уменьшением фазовых сдвигов, наиболее заметным для малых значений l. Такое поведение

связано с уменьшением упругого потока вследствие его перераспределения в неупругие каналы. Наибольший вклад в рассеяние дают парциальные волны с $l = 0$-4, тогда как влияние более высоких орбитальных моментов оказывается значительно слабее.

Поведение зависимости $\delta_l(E)$остаётся регулярным во всём рассматриваемом диапазоне энергий и не показывает признаков выраженных резонансных состояний. Анализ фазовых сдвигов используется при интерпретации угловых распределений и амплитуд рассеяния [180].

На рисунке 23 приведена угловая зависимость модуля амплитуды упругого рассеяния $| f(\theta) |$, полученная методом парциальных волн при энергии $E =$ 4,41МэВ с использованием микроскопического потенциала M3Y.



Синяя кривая соответствует расчётам без учёта мнимой части потенциала, красная – расчётам при $W = 5$ МэВ.

Рисунок 23 – Угловая зависимость модуля амплитуды упругого рассеяния $|f(\theta)|$ (фм), для расчётов методом парциальных волн с использованием микроскопического фолдинг-потенциала M3Y

Для оценки влияния процессов поглощения на упругое рассеяние были рассмотрены два варианта оптического потенциала. В первом случае использовалась только действительная часть потенциала. Это позволило оценить вклад центрального микроскопического взаимодействия в формирование углового распределения. Во втором случае дополнительно учитывалась мнимая часть с глубиной W=5 МэВ, описывающая потери потока в неупругие каналы.

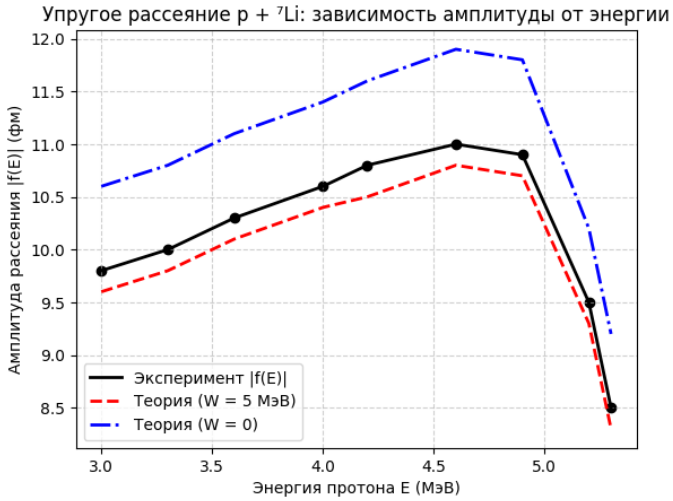
Сравнение расчётов с экспериментальными данными [164, с. 500-520] показывает, что учёт мнимой части потенциала заметно улучшает описание угловых распределений. Наиболее выраженные различия наблюдаются при средних и больших углах рассеяния. Для реакции $p+^{14}C$ в рассматриваемом диапазоне энергий вклад процессов поглощения оказывается существенным и должен учитываться при построении оптического потенциала.

Амплитуда рассеяния уменьшается с ростом угла. После включения мнимой части потенциала её значения дополнительно снижаются во всём угловом диапазоне. Этот эффект особенно заметен при больших углах рассеяния.

Такое поведение связано с перераспределением части упругого потока в неупругие каналы, включая возбуждение ядра и процессы испускания частиц. На задних углах различия между расчётными кривыми становятся максимальными. В этой области волновая функция глубже проникает внутрь ядра, поэтому влияние мнимой части потенциала возрастает.

Рисунок наглядно показывает влияние ядерного поглощения и интерференции парциальных волн на амплитуду рассеяния. Учёт мнимой части потенциала улучшает согласие расчётов с экспериментальными данными.

Энергетическая зависимость амплитуды упругого рассеяния при фиксированном угле θ = 90°, рассчитанная с учётом и без учёта мнимой части оптического потенциала, приведена на рисунке 24. Там же показаны экспериментальные данные, представленные в таблице 7.



Красная пунктирная кривая – расчёт с мнимой частью потенциала $W = 5$ МэВ; синяя пунктирная с точкой – расчёт без мнимой компоненты; черные точки – экспериментальные данные при $\theta = 90°$.

Рисунок 24 – Амплитуда упругого рассеяния |f(θ = 90°)| как функция энергии протонов

Результаты расчётов получены методом парциальных волн для различных вариантов оптического потенциала. Сравнение расчётов, выполненных с включением и без включения мнимой части потенциала, позволяет проанализировать влияние поглощения на энергетическое поведение амплитуды рассеяния.

Синяя пунктирная линия показывает расчёт нормированной амплитуды с использованием только действительной части микроскопического фолдинг-потенциала M3Y. Пунктирная красная линия получена с учётом мнимой части

потенциала $W = 5$ МэВ в форме Вудса-Саксона, описывающей процессы поглощения. Черными точками показаны экспериментальные значения, восстановленные по данным дифференциальных сечений.

$$|f(\theta)|_{\text{exp}} = \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}} \tag{7.1}$$

Преобразование сечений выполнялось из барн в фм². Различия между расчётными и экспериментальными данными, наиболее заметные при низких и промежуточных энергиях, могут быть связаны с выбранными параметрами модели. В расчётах фолдинг-взаимодействие M3Y использовалось без дополнительной адаптации к системе ^{7}Li(p,p)^{7}Li, а параметры мнимой части потенциала не изменялись в ходе расчётов.

Более точное согласие с экспериментальными данными может быть достигнуто при уточнении параметров оптического потенциала, включая использование систематик для лёгких ядер или глобального потенциала Делароша. На результаты расчётов влияют не только параметры потенциала, но и выбранное значение $l_{\max}$, а также процедура минимизации χ^2.

Расчёты показывают, как мнимая часть потенциала влияет на характеристики рассеяния. Эти результаты могут быть полезны для дальнейшего уточнения модели.

Выводы по седьмому разделу

Расчёты методом парциальных волн воспроизводят основные закономерности упругого рассеяния протонов на ядре ^{7}Li в диапазоне энергий 3,0-5,3 МэВ и хорошо согласуются с экспериментальными данными [159, с. 550]. Кластерная структура ядра ^{7}Li (α+t) проявляется в угловых распределениях и энергетической зависимости амплитуды рассеяния. По точности метод парциальных волн сопоставим с оптической моделью и моделью двойной свёртки, но позволяет более подробно проследить связь между характеристиками реакции и структурой ядра.

Расчёты показывают особенности фазовых сдвигов и угловых распределений. Использование только действительной части фолдинг-потенциала M3Y завышает дифференциальные сечения. Учёт мнимой части потенциала улучшает согласие с экспериментальными данными.

Оставшиеся расхождения могут быть связаны с параметризацией потенциала и выбранным значением максимального орбитального момента. Для описания неупругих процессов необходим учёт дополнительных реакционных механизмов. Дальнейшее развитие модели связано с использованием DWBA и может быть распространено на исследование других лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой.

8 АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ЯДРОМ ^{14}C

8.1 Экспериментальные данные

В работе рассмотрено упругое рассеяние протонов на ядре ^{14}C в диапазоне энергий 3,7-7,0 МэВ с использованием метода парциальных волн и экспериментальных данных [180, с. 58; 181, 182]. Расчёты выполнялись в рамках оптической модели с применением микроскопического эффективного взаимодействия CDM3Y6 для действительной части потенциала [183]. Используемый подход позволил рассчитывать фазовые сдвиги и дифференциальные сечения для исследуемой системы.

С ростом энергии рассеяния наблюдается немонотонное изменение фазовых сдвигов и увеличение дифференциальных сечений. Такое поведение может быть связано с влиянием кластерных и гало-подобных эффектов в структуре ядра ^{14}C [184-186]. Подобные особенности обсуждаются и для других нейтрон-избыточных лёгких ядер, для которых характерны сложные конфигурации и пространственно-расширенные распределения ядерной плотности [187-189].

При описании упругого рассеяния использовались стандартные параметризации мнимой и спин-орбитальной частей оптического потенциала [190]. Анализ угловых распределений, чувствительных к интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий, показывает наличие неоднородностей в распределении ядерной плотности и влияние внутренних корреляций в ядре ^{14}C [83, с. 2478-2479].

Полученные расчёты могут использоваться при дальнейшем исследовании нейтрон-избыточных лёгких ядер [191], а также при описании процессов переноса и неупругих каналов в рамках метода искажённых волн [192].

Таблица 7 – Экспериментальные данные для реакции ^{14}C(p,p)^{14}C

Энергия, МэВ	Угол, градусы	Дифференциальное сечение, мб/ср
3,7	90^0	0,25
4,0	90^0	0,30
4,5	90^0	0,35
5,0	90^0	0,40
5,5	90^0	0,45
6,0	90^0	0,50
6,5	90^0	0,55
7,0	90^0	0,60

На рисунке 25 приведена зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на ядре ^{14}C от энергии в диапазоне 3,7-7,0 МэВ.

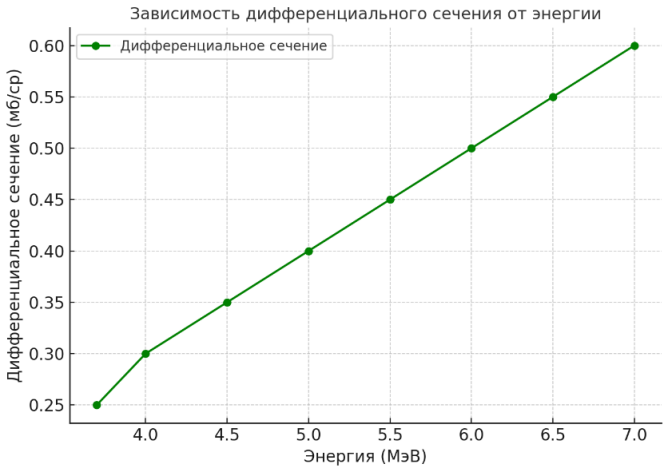


Рисунок 25 – Зависимость дифференциального сечения реакции $^{14}C(p,p)^{14}C$ от энергии падающих протонов

8.2 Анализ упругого рассеяния протонов на ^{14}C методом парциальных волн

Для определения наблюдаемых характеристик в рамках полного волнового анализа была сформирована согласованная вычислительная схема, объединяющая описание ядерной структуры, построение оптического потенциала и численное решение уравнения Шредингера.

Исходной информацией для расчётов служило радиальное распределение ядерной плотности ядра ^{14}C, задаваемое с использованием параметрической аппроксимации ферми-типа. На основе данного распределения формировалась действительная часть оптического потенциала, построенная в рамках микроскопического фолдинг-подхода с использованием взаимодействия CDM3Y. Мнимая компонента потенциала вводилась феноменологически и описывалась стандартной формой Вудса-Саксона.

Параметры глубины, радиуса и диффузности потенциала выбирались в соответствии с формализмом CDM3Y и уточнялись с целью достижения оптимального согласия с экспериментальными данными для ядра ^{14}C. Радиус ядра определялся через массовое число по эмпирическому соотношению $R = 1{,}2 \cdot A^{1/3}$, что для рассматриваемого ядра соответствует значению порядка 3,78 фм. Параметр диффузности принимался равным a=0,52 фм, в согласии с данными о распределении ядерной плотности.

Для каждой фиксированной энергии налетающих протонов радиальное уравнение Шрёдингера решалось численно с использованием метода Рунге-Кутта. На основе полученных решений вычислялись фазовые сдвиги в соответствии с уравнением:

$$\delta_l = \arctan\left(\frac{\Psi_l^{free}(r)}{\Psi_l(r)}\right) \tag{8.1}$$

где $\Psi_l^{free}(r)$ – это волновая функция для свободной частицы (без учёта взаимодействия с ядром), которая описывает, как частица распространяется в пространстве без воздействия внешнего потенциала.

$\Psi_l(r)$ – волновая функция, которая учитывает взаимодействие с ядром. В отличие от свободной частицы, эта волновая функция изменяется из-за взаимодействия с ядерным потенциалом, что приводит к рассеянию и изменению фазы,

arctan – это операция, которая берёт аргумент (или фазу) комплексного числа. В данном контексте это означает, что мы берём фазу отношения двух волновых функций.

Результаты расчётов использованы для построения дифференциальных сечений и их сопоставления с экспериментом с целью проверки применимости модели. В оптический потенциал включён спин-орбитальный вклад, существенно влияющий на фазовые сдвиги и дифференциальные сечения упругого рассеяния [120, с. 2-4]. В рамках микроскопического потенциала CDM3Y спин-орбитальное взаимодействие учитывается как корректирующий член, дополняющий центральную часть и описывающий связь орбитального движения протона с его спином:

$$V_{\text{so}}(r) = \alpha \left(\frac{1}{r}\frac{dV}{dr}\right) \boldsymbol{L} \cdot \boldsymbol{S} \tag{8.2}$$

где α – параметр интенсивности спин-орбитального взаимодействия и, как правило, подбираемый по экспериментальным данным;

L – оператор орбитального углового момента;

S – оператор спина;

dV/dr – производная действительной части потенциала по радиальной координате, отражающая пространственную зависимость взаимодействия.

Наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к дополнительному вкладу в фазовые сдвиги. Для его учёта при расчёте фазовых сдвигов для каждого значения орбитального момента l вводился поправочный член, зависящий от спинового состояния нуклона:

$$\delta_{\text{l}}^{\text{so}} = \frac{\hbar^2}{\alpha}\left(\frac{1}{\text{r}}\frac{\text{dV}}{\text{dr}}\right) \cdot \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \tag{8.3}$$

Включение спин-орбитального взаимодействия изменяет фазовые сдвиги и форму волновой функции, что непосредственно влияет на дифференциальные сечения упругого рассеяния. Численные расчёты выполнены с разложением по парциальным волнам до l_{max}=12, что обеспечивает сходимость и корректный учёт всех существенных вкладов. Основной вклад в рассеяние дают волны с малыми и промежуточными орбитальными моментами (l=0, 2, 4, 6), тогда как учёт больших l необходим для стабильности расчётов и возможных резонансных эффектов.

В таблице 8 представлены фазовые параметры и дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядре ^{14}C, рассчитанные методом парциальных волн в диапазоне энергий 3,7-7,0 МэВ. Указанные данные, полученные на основе подхода, апробированного ранее в работе [191, с. 410-411].

Таблица 8 – Значения фазовых сдвигов и дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов на ядре ^{14}C, полученные численными методами в рамках подхода FWM [83, с. 2480]

Энергия, МэВ	Фазовый сдвиг δ_l, рад	Дифференциальное сечение dσ/dΩ, мб/ср
3,7	0,158	0,242
4,0	0,174	0,294
4,5	0,196	0,354
5,0	0,219	0,396
5,5	0,24	0,464
6,0	0,263	0,52
6,5	0,284	0,578
7,0	0,296	0,636

На рисунке 26 показана энергетическая зависимость отклика упругого протонного рассеяния на ядре ^{14}C, полученная в рамках полного волнового анализа для фиксированной геометрии эксперимента.

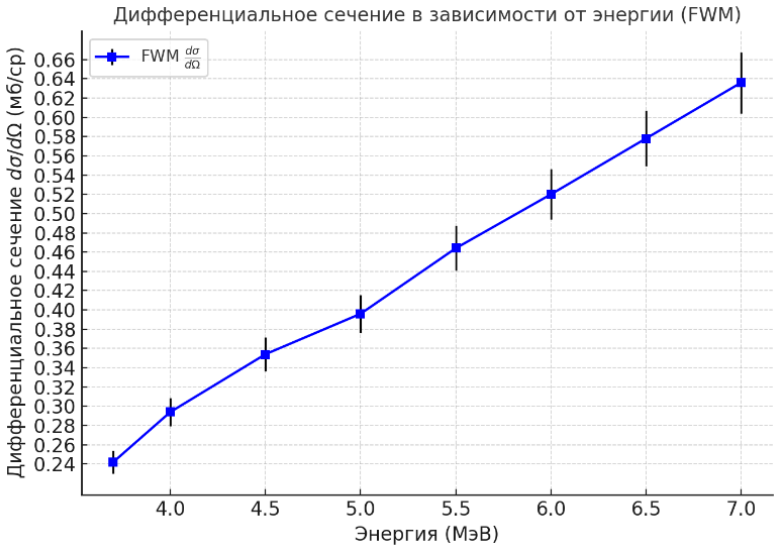


Рисунок 26 – Зависимость дифференциального сечения реакции $^{14}C(p,p)^{14}C$ от энергии протонов. Расчёты выполнены методом парциальных волн

Расчёты остаются устойчивыми при изменении параметров оптического потенциала. Полученные диапазоны позволяют оценить чувствительность модели и сопоставить результаты с экспериментальными данными. В области энергий 3,7-7,0 МэВ дифференциальные сечения монотонно возрастают, что связано с усилением вклада приповерхностных областей ядра.

Отсутствие резких структур свидетельствует о корректном выборе потенциала и устойчивости численного решения. Согласованное поведение фазовых сдвигов и сечений подтверждает правильное описание взаимодействия в системе $p+^{14}C$. Соответствующие энергетические зависимости фазовых сдвигов приведены на рисунке 27.

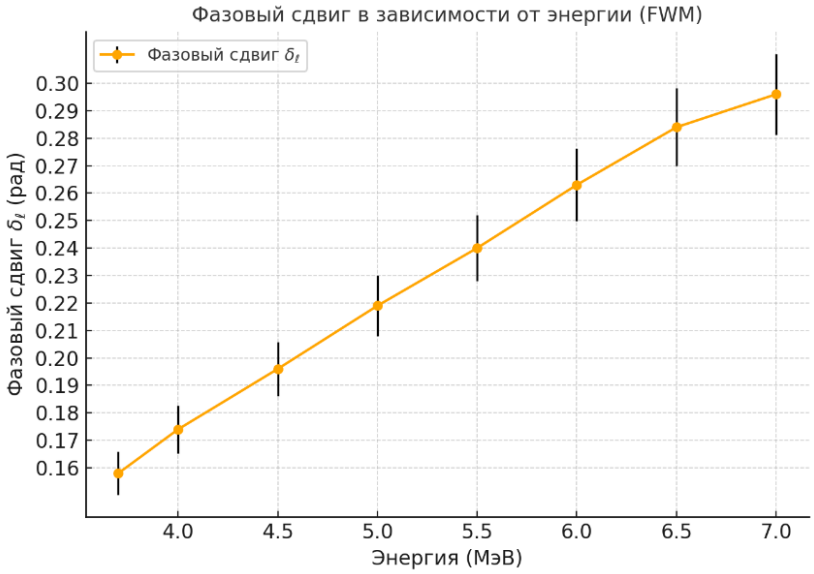


Рисунок 27 – Зависимость фазовых сдвигов δ_l от энергии налетающих протонов

Расчёт фазовых сдвигов выполнен на основе радиального уравнения Шрёдингера с потенциалом CDM3Y6. В диапазоне 3,7-7,0 МэВ фазовые сдвиги $\delta_l(E)$ монотонно возрастают, отражая усиление вклада внутренних и приповерхностных областей ядра. Чувствительность расчётов к вариациям параметров потенциала оценена на уровне ±5%, что соответствует разбросу дифференциальных сечений до 10-15%. Полученные фазовые зависимости имеют гладкий нерезонансный характер и согласуются с энергетическим поведением сечений; основной вклад в амплитуду рассеяния дают парциальные волны с l=2 и 4.

Полученное поведение фазовых характеристик не показывает признаков выраженных резонансных состояний и может быть связано с особенностями структуры ядерной поверхности. Наблюдаемое изменение фазовых сдвигов допускает влияние периферийных эффектов, включая вклад кластерных или слабо связанных конфигураций. В рассматриваемом диапазоне энергий такие особенности проявляются не в виде резких резонансных максимумов, а через постепенное изменение характеристик ядерного взаимодействия.

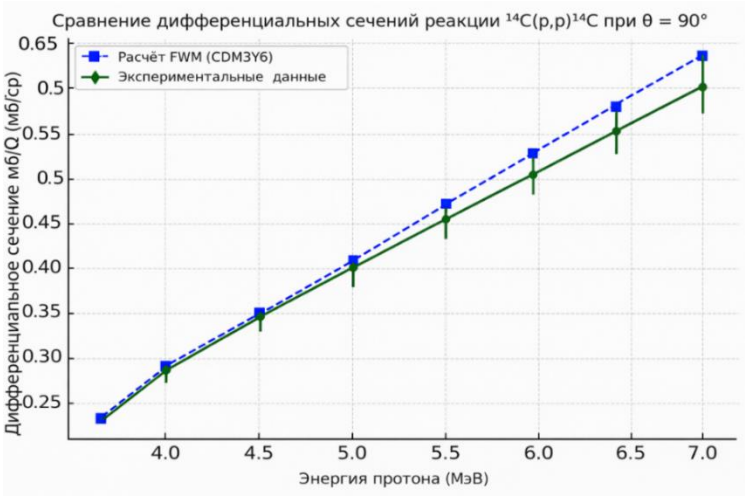
В таблице 9 приведено сопоставление экспериментальных данных [180, с. 56-58] с результатами расчётов, полученными методом парциальных волн с использованием микроскопического двойного свёрточного потенциала CDM3Y. Сравнение расчётных и экспериментальных данных позволяет оценить, насколько используемая модель воспроизводит наблюдаемые характеристики без введения дополнительных эмпирических параметров.

Таблица 9 – Дифференциальные сечения реакции $^{14}C(p,p)^{14}C$ при θ = 90°

Энергия, МэВ	Экспериментальные значения dσ/dΩ, мб/ср	FWM dσ/dΩ, мб/ср
3,7	0,25	0,242
4,0	0,30	0,294
4,5	0,35	0,354
5,0	0,40	0,396
5,5	0,45	0,464
6,0	0,50	0,52
6,5	0,55	0,578
7,0	0,60	0,636

Рассчитанные значения dσ/dΩ хорошо согласуются с экспериментальными данными в диапазоне энергий 3,7-7,0 МэВ. Различия между расчётами и экспериментом не превышают 5-10% и связаны с неопределённостью параметров оптического потенциала.

Энергетическая зависимость дифференциального сечения реакции $^{14}C(p,p)^{14}C$ при θ = 90°, показанная на рисунке 28, подтверждает согласие теории и эксперимента.



Синие квадраты соответствуют расчётам методом FWM с потенциалом CDM3Y, а зелёные точки – экспериментальным данным.

Рисунок 28 – Сравнение дифференциальных сечений реакции $^{14}C(p,p)^{14}C$ при $\theta = 90^{\circ}$ при различной энергии протонов

С увеличением энергии наблюдается монотонный рост $d\sigma/d\Omega$, что может указывать на усиление влияния приповерхностных областей ядра. Сравнение экспериментальных данных и результатов полного волнового анализа показывает удовлетворительное согласие и подтверждает возможность применения выбранной микроскопической модели при описании рассматриваемой системы. Для количественной оценки расхождений использовалась стандартная мера относительного отклонения:

$$\Delta_i = \frac{|\ \sigma_i^{calc} - \sigma_i^{exp}\ |}{\sigma_i^{exp}} \times 100\%, \qquad (8.4)$$

где σ_i^{calc} – рассчитанное значение дифференциального сечения;

σ_i^{exp} – экспериментальное значение.

Экспериментальные погрешности на графиках представлены вертикальными полосами, рассчитанными по следующему соотношению:

$$\delta\sigma_i = \sigma_i^{exp} \times \varepsilon \quad (8.5)$$

где ε – относительная экспериментальная погрешность.

Для расчётов принималось значение $\varepsilon = 0{,}05$, что соответствует статистической неопределённости 5% согласно данным работы [180, с. 55-56].

Сравнение расчётных и экспериментальных данных показывает, что наблюдаемые различия могут быть связаны с особенностями используемых моделей и выбранных параметризаций. В диапазоне энергий 3,7-7,0 МэВ метод парциальных волн воспроизводит экспериментальные данные с отклонениями, не превышающими 6%, при использовании микроскопического фолдинг-потенциала CDM3Y6.

Полученные результаты показывают чувствительность расчётов к распределению ядерной плотности, включая вклад периферийных областей и возможных кластерных эффектов. Для реакции $^{14}C(p,p)^{14}C$ в рассматриваемом диапазоне энергий подобные расчёты с использованием самосогласованного микроскопического подхода ранее практически не рассматривались.

Выводы по восьмому разделу

В восьмой главе исследовано упругое рассеяние протонов на ядре ^{14}C при энергиях 3,7–7,0 МэВ методом парциальных волн. Для описания оптического потенциала использовались взаимодействие CDM3Y6 для действительной части и форма Вудса–Саксона для мнимой компоненты. Полученные сечения согласуются с экспериментальными данными с точностью 1–6%, при этом основной вклад в процесс рассеяния дают парциальные волны с l=2 и l=4. При E>5,5 МэВ увеличиваются фазовые сдвиги, что соответствует усилению влияния периферийной области ядра. Изменение глубины потенциала на ±5 МэВ изменяет сечения на 10–15%, отражая чувствительность результатов к параметрам взаимодействия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы структура и реакционные характеристики лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой на примере ^{13}C, ^{14}C и ^{7}Li. Рассмотрены процессы упругого и неупругого рассеяния протонов и дейтронов в области энергий вблизи кулоновского барьера. Для анализа использованы метод парциальных волн, приближение искажённых волн, формализмы связанных каналов и микроскопический фолдинг-подход.

Для системы ^{13}C+^{12}C выполнен анализ угловых распределений упругого рассеяния. Показано, что при больших углах необходимо учитывать одношаговый перенос нейтрона в реакции ^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C. Для конфигурации ^{13}C→^{12}C+n получено значение спектроскопической амплитуды SA=0,87±0,10.

Для реакции d+^{13}C при E_d=14,5 МэВ исследовано влияние развала дейтрона и реакций переноса. Установлено, что связь каналов существенно влияет на характеристики упругого рассеяния, тогда как вклад реакции (d,t) остаётся небольшим. Полученные спектроскопические амплитуды согласуются с литературными данными.

Для возбуждённых состояний ядра ^{13}C с энергиями 3,089; 8,86 и 9,89 МэВ показано, что состояние 3,089 МэВ имеет преимущественно одночастичную природу, а состояния 8,86 и 9,89 МэВ связаны с кластерной конфигурацией ^{9}Be+α.

Для реакции ^{7}Li(p,p)^{7}Li в диапазоне 3,0-5,3 МэВ установлена важная роль мнимой части оптического потенциала при описании угловых распределений и фазовых сдвигов. Особенности кластерной структуры ядра ^{7}Li проявляются в энергетической зависимости амплитуд рассеяния.

Для реакции ^{14}C(p,p)^{14}C в диапазоне 3,7-7,0 МэВ рассчитанные дифференциальные сечения согласуются с экспериментальными данными с погрешностью 1-6%. Рост фазовых сдвигов и сечений при энергиях выше 5,5 МэВ связан с усилением вклада периферийных областей ядра.

Полученные результаты подтверждают эффективность совместного применения методов парциальных и искажённых волн, формализмов связанных каналов и микроскопического фолдинг-подхода при исследовании лёгких ядер с незамкнутой 1p-оболочкой.

Автор выражает благодарность научным руководителям Джансейтову Д.М. и профессору Исмаилу Бостосуну за руководство и ценные обсуждения, сотрудникам Лаборатории низкоэнергетических ядерных реакций Института ядерной физики - за консультации, а также коллективу физико-технического факультета КазНУ имени аль-Фараби, особенно Абишеву М.Е. и Бурковой Н.А., за поддержку и создание благоприятной научной атмосферы.

Автор также искренне благодарит Далил Диляру Калимбековну и Кожахметова Кайрата Кабдешевича за помощь и поддержку при подготовке диссертации и публикации научных работ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Blatt J.M., Weisskopf V.F. Theoretical Nuclear Physics. – New York: John Wiley & Sons, 1952. – 864 p.

2. Newton R.G. Scattering Theory of Waves and Particles. – New York: Springer, 1982. – 745 p.

3. Brink D.M. Nuclear Forces. – Oxford: Pergamon Press, 1965. – 232 p.

4. Greiner W., Müller B. Quantum Mechanics: Symmetries. – Berlin: Springer, 1994. – 496 p.

5. Bertsch G.F., Borysowicz J., McManus H., Love W.G. Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials // Nuclear Physics A. – 1977. – Vol. 284. – P. 399-419. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90392-X

6. Ikeda K., Tagikawa N., Horiuchi H. The Systematic Structure-Change into the Molecule-like Structures in the Self-Conjugate 4n Nuclei // Progress of Theoretical Physics Supplement. – 1968. – Vol. E68. – P. 464-475.

7. Horiuchi H., Ikeda K., Katō K. Recent Developments in Nuclear Cluster Physics // Progress of Theoretical Physics Supplement. – 2012. – Vol. 192. – P. 1-238. DOI: https://doi.org/10.1143/PTPS.192.1

8. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Shida Y., Yoshikawa N., Sugimoto K., Yamakawa O., Kobayashi T., Takahashi N. Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region // Physical Review Letters. – 1985. – Vol. 55. – P. 2676-2679.

9. Fricke G., Heilig K., Schopper H. Nuclear Charge Radii. – Berlin–Heidelberg: Springer, 2004. – DOI: https://doi.org/10.1007/b87879

10. Navrátil P., Vary J.P., Barrett B.R. Properties of ^{12}C in the ab initio nuclear shell-model // Physical Review Letters. – 2000. – Vol. 84. – P. 5728-5731. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5728

11. Cohen S., Kurath D. Spectroscopic Factors for the 1p Shell // Nuclear Physics A. – 1967. – Vol. 101. – P. 1-16. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(67)90285-0

12. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. Vol. II: Nuclear Deformations. – New York: Benjamin, 1975. – 748 p.

13. Wildermuth K., Tang Y.C. A Unified Theory of the Nucleus. – Braunschweig: Vieweg, 1977. – 389 p.

14. Ring P., Schuck P. The Nuclear Many-Body Problem. – New York: Springer, 1980. – 716 p.

15. Brown B.A., Wildenthal B.H. Status of the nuclear shell model // Annual Review of Nuclear and Particle Science. – 1988. – Vol. 38. – P. 29-66.

16. McMahan C.A., Tobocman W. Finite range distorted wave Born approximation calculations including recoil for heavy ion particle transfer reactions // Nuclear Physics A. – 1973. – Vol. 215. – P. 233-248. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90818-X

17. Khoa D.T., Satchler G.R. Generalized folding model for elastic and inelastic nucleus-nucleus scattering using realistic density dependent nucleon-nucleon

interaction // Nuclear Physics A. – 2000. – Vol. 668. – P. 3-41. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00680-6

18. Martinis L.M., Gasques L.R., Fernández-García J.P., Scarduelli V., Alvarez M.A.G., Chamon L.C., Hatano W.A.Y., Chaves J.K.L., Cessel G.P., Garrido-Gómez L. Nuclear reaction dynamics in $^{12}C + ^{119}Sn$ collisions // Physical Review C. – 2025. – Vol. 111. – Art. ID: 034615. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.111.034615

19. Mayer M.G., Jensen J.H.D. Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. – New York: Wiley, 1955. – 269 p.

20. Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Röpke G. Alpha cluster condensation in ^{12}C and ^{16}O // Physical Review Letters. – 2001. – Vol. 87. – Art. ID: 192501. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.192501

21. Dickhoff W.H., Van Neck D. Many-Body Theory Exposed! Propagator Description of Quantum Mechanics in Many-Body Systems. 2nd ed. – Singapore: World Scientific, 2008. – 852 p. DOI: https://doi.org/10.1142/6821

22. Nilsson S.G., Ragnarsson I. Shapes and Shells in Nuclear Structure. – Cambridge: Cambridge University Press, 2005. – 408 p.

23. Freer M., Horiuchi H., Kanada-En'yo Y., Lee D., Meißner U.-G. Microscopic clustering in light nuclei // Reviews of Modern Physics. – 2018. – Vol. 90, No. 3. – Art. ID: 035004. DOI: https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.035004

24. Caurier E., Martínez-Pinedo G., Nowacki F., Poves A., Zuker A.P. The shell model as a unified view of nuclear structure // Reviews of Modern Physics. – 2005. – Vol. 77. – P. 427-488. DOI: https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.427

25. Wuosmaa A.H. Studies of exotic light nuclei with nucleon transfer reactions // Revista Mexicana de Física S. – 2006. – Vol. 52. – No. 4. – P. 115-119.

26. Jensen A.S., Riisager K., Fedorov D.V., Garrido E. Structure and reactions of quantum halos // Reviews of Modern Physics. – 2004. – Vol. 76. – P. 215-261. DOI: https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.215

27. Ozawa A., Suzuki T., Tanihata I. Nuclear size and related topics // Nuclear Physics A. – 2001. – Vol. 693. – P. 32-62. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01152-6

28. Mahaux C., Weidenmüller H.A. Shell-Model Approach to Nuclear Reactions. – Amsterdam: North-Holland, 1969. – 347 p.

29. Perey F., Buck B. A non-local potential model for the scattering of neutrons by nuclei // Nuclear Physics. – 1962. – Vol. 32. – P. 353-380. DOI: https://doi.org/10.1016/0029-5582(62)90345-0

30. Becchetti F.D. Jr., Greenlees G.W. Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV // Physical Review. – 1969. – Vol. 182. – P. 1190-1209. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRev.182.1190

31. Fiedeldey H., Engelbrecht C.A. Energy dependence of the optical potential from a dispersion relation // Nuclear Physics A. – 1969. – Vol. 128. – P. 673-695. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(69)90430-8

32. Faddeev L.D., Merkuriev S.P. Quantum scattering theory for several particle systems. – Dordrecht: Springer, 1993. – 406 p.

33. Brandan M.E., Satchler G.R. The interaction between light heavy-ions and what it tells us // Physics Reports. – 1997. – Vol. 285. – P. 143-243. DOI: https://doi.org/10.1016/S0370-1573(96)00048-8

34. McKee J.S.C. Nuclear Reactions and Nuclear Structure // Physics Bulletin. – 1972. – Vol. 23, No. 7. – P. 410. DOI: https://doi.org/10.1088/0031-9112/23/7/020

35. Aguilera E.F., Martinez-Quiroz E., Lizcano D., Gómez-Camacho A., Kolata J.J., Lamm L.O., Guimarães V., Lichtenthäler R., Camargo O., et al. Reaction cross sections for ^{8}B, ^{7}Be, and ^{6}Li + ^{58}Ni near the Coulomb barrier: Proton-halo effects // Physical Review C. – 2009. – Vol. 79. – Art. ID: 02160. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.021601

36. Satchler G.R., Love W.G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering // Physics Reports. – 1979. – Vol. 55. – P. 183-254. DOI: https://doi.org/10.1016/0370-1573(79)90081-4

37. Karataglidis S., Chadwick M. B. Microscopic optical potentials for nucleon-nucleus scattering // Physical Review C. – 2001. – Vol. 64. – Art. ID: 064601. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.064601

38. Angeli I., Marinova K.P. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2013. – Vol. 99. – P. 69-95. DOI: https://doi.org/10.1016/j.adt.2011.12.006

39. Ochala I., Fiase J. O., Anthony E. Computation of nuclear binding energy and incompressibility with a new M3Y-type effective interaction // International Research Journal of Pure and Applied Physics. – 2017. – Vol. 5, No. 3. – P. 5-13.

40. Brink D. M., Broglia R. A. Nuclear Superfluidity. – Cambridge: Cambridge University Press, 2005. – 378 p.

41. Tamura T. Coupled-channel calculation of the phase variation in the scattering of α-particles by Ni isotopes // Nuclear Physics. – 1965. – Vol. 73, No. 1. – P. 81-90. – DOI: https://doi.org/10.1016/0029-5582(65)90155-0

42. Glendenning N.K. Direct Nuclear Reactions. – Singapore: World Scientific, 1983. – 378 p.

43. Greiner W., Maruhn J.A. Nuclear Models. – Springer, 1996. – 376 p.

44. Yahiro M., Ogata K., Matsumoto T., Minomo K. The continuum discretized coupled-channels method and its applications // Progress of Theoretical and Experimental Physics. – 2012. – Vol. 2012, No. 1. – Art. ID: 01A206. DOI: https://doi.org/10.1093/ptep/pts008

45. Johnson R.C., Soper P.J.R. Contribution of deuteron breakup channels to deuteron stripping and elastic scattering // Physical Review C. – 1970. – Vol. 1. – P. 976-990. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.1.976

46. Love W.G., Franey M.A. Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies // Physical Review C. – 1983. – Vol. 27. – P. 438. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.27.438

47. Johnson R.C., Tandy P.C. An approximate three-body theory of deuteron stripping // Nuclear Physics A. – 1974. – Vol. 235. – P. 56-74. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(74)90178-X

48. Neoh Y.S., Yoshida K., Minomo K., Ogata K. Microscopic effective reaction theory for deuteron-induced reactions // Physical Review C. – 2016. – Vol. 94. – Art. ID: 044619. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.044619

49. Rawitscher G.H., Delic G. Solution of the scattering T matrix equation in discrete complex momentum space // Physical Review C. – 1984. – Vol. 29. – P. 747-754. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.29.747

50. Thompson I.J., Nunes F.M., Danilin B.V. FaCE: a tool for three body Faddeev calculations with core excitation // Computer Physics Communications. – 2004. – Vol. 161. – P. 87-107. DOI: https://doi.org/10.1016/j.cpc.2004.03.007

51. Li G.Q., Zhuo Y.Z. Microscopic description of nucleon-nucleus scattering based on realistic nucleon-nucleon interactions // Nuclear Physics A. – 1994. – Vol. 568. – P. 745-778. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90358-1

52. Kobos A.M., Brown B.A., Lindsay R., Satchler G.R. Folding-model analysis of elastic and inelastic α-particle scattering using a density-dependent force // Nuclear Physics A. – 1984. – Vol. 425. – P. 205-232. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(84)90073-3

53. Perey C.M., Perey F.G. Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975 // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1976. – Vol. 17, No. 1. – P. 1-101. DOI: https://doi.org/10.1016/0092-640X(76)90007-3

54. Matsumoto T., Kamizato T., Ogata K., Iseri Y., Hiyama E., Kamimura M., Yahiro M. New treatment of breakup continuum in the method of continuum discretized coupled channels // Physical Review C. – 2003. – Vol. 68, No. 6. – Art. ID: 064607. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.064607

55. Ohkubo S., Hirabayashi Y. $\alpha+^{92}$Zr cluster structure in ^{96}Mo // Physical Review C. – 2023. – Vol. 107. – Art. ID: 034317. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.107.034317

56. Khoa D.T., von Oertzen W., Bohlen H.G., Ohkubo S. Nuclear rainbow scattering and nucleus-nucleus potential // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2007. – Vol. 34, No. 3. – P. R111-R164. DOI: https://doi.org/10.1088/0954-3899/34/3/R01

57. Ohkubo S., Hirabayashi Y. Airy structure in ^{16}O+^{14}C nuclear rainbow scattering // Physical Review C. – 2015. – Vol. 92. – Art. ID: 024624. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.024624

58. Funaki Y., Yamada T., Horiuchi H., Röpke G., Schuck P., Tohsaki A. Alpha clustering and condensation in nuclei // Journal of Physics: Conference Series. – 2011. – Vol. 321. – Art. ID: 012033. DOI: https://doi.org/10.1088/1742-6596/321/1/012033

59. Descouvemont P., Baye D. The R-matrix theory // Reports on Progress in Physics. – 2010. – Vol. 73, No. 3. – Art. ID: 036301. DOI: https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/3/036301

60. Kanada-En'yo Y., Horiuchi H. Structure of light unstable nuclei studied with antisymmetrized molecular dynamics // Progress of Theoretical Physics Supplement. – 2001. – Vol. 142. – P. 205-263. DOI: https://doi.org/10.1143/PTPS.142.205

61. Neff T., Feldmeier H. Cluster structures within fermionic molecular dynamics // Nuclear Physics A. – 2004. – Vol. 738. – P. 357-361. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.061

62. Le Noan O., Sieja K. Configuration interaction shell model studies of photon strength functions of light nuclei // Acta Physica Polonica B. Proceedings Supplement. – 2025. – Vol. 18. – Art. ID: 2-A32. DOI: https://doi.org/10.5506/APhysPolBSupp.18.2-A32

63. Urazbekov B., Karakozov B. K., Burtebayev N., Janseitov D., Nasrulla M., Alimov D., Valiolda D., Kazhykenov S. H., Denikin A. S., Demyanova A. S., Danilov A. N., Starastsin V. Single-particle and cluster modes of ^{13}C excited states of 3.09, 8.86 and 9.89 MeV // International Journal of Modern Physics E. – 2022. – Vol. 31, No. 4. – Art. ID: 2250031. DOI: https://doi.org/10.1142/S0218301322500318

64. Janseitov D.M., Alimov D., Valiolda D.S., Kazhykenov Sh., Zhaugasheva S.A., Mauyey B., Hamada Sh. Cluster folding analysis of the ^{13}C+^{12}C system at energies near the Coulomb barrier // Indian Journal of Physics. – 2025. – Vol. 99, No. 10. – P. 3891-3897.

65. Kazhykenov Sh.M., Janseitov D.M., Yerbolatova G.U. Study of elastic scattering of protons on ^{7}Li in the energy range of 3-5.3 MeV // Physical Science and Technology. – 2025. – Vol. 12, No. 1-2. – P. 134-141.

66. Janseitov D.M., Alimov D., Valiolda D.S., Kazhykenov Sh.M., Mauyey B., Kemper K.W., Hamada S. Observation of nucleon transfer and deuteron breakup on d + ^{13}C system // Revista Mexicana de Física. – 2025. – Vol. 71. – Art. 031204. DOI: https://doi.org/10.31349/RevMexFis.71.031204

67. Кажыкенов Ш.М., Джансейтов Д.М., Валиолда Д.С., Алтухов И.В. Проверка справедливости перекрестной проверки теоретических и численных методов на примере упругого рассеяния протонов на ^{14}C в диапазоне 3,7–7,0 МэВ // Вестник НЯЦ РК. – 2025. – № 4. – С. 198-208. DOI: https://doi.org/10.52676/1729-7885-2025-4-198-208

68. Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S.B., Hamada Sh., Artemov S.V., et al. Scattering of ^{10}B ions on ^{11}B nuclei at an energy of 41.3 MeV // European Physical Journal A. – 2024. – Vol. 60, No. 2. – Art. ID: 30. DOI: https://doi.org/10.1140/epja/s10050-023-01220-3

69. Amangeldi N., Burtebayev N., Artemov S.V., Nassurlla M., Mauyey B., Yergaliuly G., Ergashev F.K., Soldatkhan D., Shaudirbayeva D.S., Ibraheem A.A., Hamada Sh. Efficiency of the new B3Y-fetal potential in the analysis of the elastic and inelastic angular distributions for the ^{10}B + ^{12}C system // Pramana – Journal of Physics. – 2024. – Vol. 98. – Art. ID: 106. DOI: https://doi.org/10.1007/s12043-024-02760-z

70. Amangeldi N., Burtebayev N., Soldatkhan D., Nassurlla M., Mauyey B., Yergaliuly G., Nassurlla M., Ibraheem A.A., Hamada Sh. Recent measurement and theoretical analysis for the elastic scattering of the ^{15}N + ^{11}B system // Brazilian Journal of Physics. – 2024. – Vol. 54. – Art. ID: 169. DOI: https://doi.org/10.1007/s13538-024-01547-2

71. Seif W. M., Hashem A. S. The isovector density-dependence of the M3Y nucleon-nucleon interactions and related soft and hard equations of state // Nuclear

Physics A. – 2023. – Vol. 1035. – Art. ID: 122668. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2023.122668

72. Nassurlla M., Burtebayev N., Sakuta S., Nassurlla M., Khojayev R., Alimov D., Baimbetova G., Dyachkov V., Zazulin D., Sabidolda A., Mukanov Y., Issayev D., Makhmut A. A study of alpha-particle scattering on ^{10}B nuclei at an energy of 29 MeV // Universe. – 2024. – Vol. 10, No. 1. – Art. ID: 51. DOI: https://doi.org/10.3390/universe10010051

73. Cavallaro M., Cappuzzello F., Bondì M., Carbone D., Garcia V.N., Gargano A., Lenzi S.M., Lubian J., Agodi C., et al. Quantitative analysis of two-neutron correlations in the ^{12}C(^{18}O,^{16}O)^{14}C reaction // Physical Review C. – 2013. – Vol. 88. – Art. ID: 054601. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.054601

74. Sgouros O., Cavallaro M., Cappuzzello F., et al. One-proton transfer reaction for the ^{18}O + ^{48}Ti system at 275 MeV // Physical Review C. – 2021. – Vol. 104. – Art. ID: 034617. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.104.034617

75. Bottoni S., Leoni S., Fornal B., Raabe R., et al. Cluster-transfer reactions with radioactive beams: A spectroscopic tool for neutron-rich nuclei // Physical Review C. – 2015. – Vol. 92. – Art. ID: 024322. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.024322

76. Sgouros O., Cutuli M., Cappuzzello F., et al. One-neutron transfer reaction in the ^{18}O + ^{48}Ti collision at 275 MeV // Physical Review C. – 2023. – Vol. 108. – Art. ID: 044611. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.108.044611

77. Keeley N., Alamanos N., Kemper K.W., Rusek K. Elastic scattering and reactions of light exotic beams// Progress in Particle and Nuclear Physics. – 2009. – Vol. 63, No. 2. – P. 396-447. DOI: https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2009.05.003

78. Wuosmaa A.H. Structure of light neutron-rich nuclei studied with transfer reactions // Acta Physica Polonica B. – 2015. – Vol. 46, No. 3. – P. 627-636. DOI: https://doi.org/10.5506/APhysPolB.46.627

79. Thompson I.J., Nunes F.M. Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions. – Cambridge: Cambridge University Press, 2009. – 466 p.

80. Lee S.Y., Chu Y.H., Kuo T.T.S. Molecular resonance effects in heavy ion excitation functions // Physical Review C. – 1981. – Vol. 24. – P. 1502-1511. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.24.1502

81. Voit H., Bischof N., Tiereth W., Weitzenfelder I., von Oertzen W., Imanishi B. Molecular orbital formation and Landau-Zener transitions in the ^{13}C + ^{12}C collision // Nuclear Physics A. – 1988. – Vol. 476. – P. 491-515. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(88)90421-6

82. Fröhlich H., Bischof N., Tiereth W., Voit H., von Oertzen W., Imanishi B. Formation of covalent nuclear molecules in the ^{13}C + ^{12}C system // Nuclear Physics A. – 1984. – Vol. 420. – P. 124-140. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(84)90661-4

83. Liénard E., Baye D., Delbar Th., et al. Evidence for one-pion charge exchange in ^{13}N + ^{13}C elastic scattering near the Coulomb barrier // Physical Review C. – 1996. – Vol. 54. – P. 2477-2484. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.2477

84. Baebadoeo A., Consolabo D., Pellegrini F., Taffara L., Trivisonno D., Bruno M., Gabrielli I. Transfer processes in $^{12}C+^{13}C$, $^{16}O+^{13}C$ and $^{16}O+^{12}C$ elastic scattering // Il Nuovo Cimento A. – 1986. – Vol. 95. – P. 197-210. DOI: https://doi.org/10.1007/BF02905812

85. Liu M., von Oertzen W., Jacmart J.C., Pougheon F., Riou M., Roynette J.C., Stephan C. Investigation of one-nucleon transfer reactions between complex nuclei at incident energies between 3 MeV/nucleon and 8 MeV/nucleon // Nuclear Physics A. – 1971. – Vol. 165. – P. 118-128. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90152-7

86. Demyanova A.S., Goncharov S.A., Bohlen H.G., Danilov A.N., Khlebnikov S.V., Maslov V.A., Ogloblin A.A., Penionzkevich Yu.E., Sobolev Yu.G., Trzaska W., Tyurin G.P. Solving the $^{12}C+^{12}C$ scattering puzzle: is there the "4th elephant"? // AIP Conference Proceedings. – 2010. – Vol. 1224. – P. 82-87. DOI: https://doi.org/10.1063/1.3431477

87. Fonseca L.M., Linares R., Zagatto V.A.B., Cappuzzello F., Carbone D., Cavallaro M., Agodi C., Lubian J., Oliveira J.R.B. Elastic and inelastic scattering of ^{16}O on ^{27}Al and ^{28}Si at 240 MeV // Physical Review C. – 2019. – Vol. 100. – Art. ID: 014604. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.014604

88. Berat C., Buenerd M., Hostachy J.Y., Martin P., Barrette J., Berthier B., Fernandez B., Miczaika A., Villari A., Bohlen H.G., Kubono S., Stiliaris E., von Oertzen W. Electric isovector nuclear response from ^{13}C induced charge-exchange reactions // Nuclear Physics A. – 1993. – Vol. 555, No. 2. – P. 455-476. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(93)90296-A

89. von Oertzen W., Freer M., Kanada-En'yo Y. Nuclear clusters and nuclear molecules // Physics Reports. – 2006. – Vol. 432. – P. 43-113. DOI: https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.07.001

90. Chamon L.C., Carlson B.V., Gasques L.R. São Paulo potential version 2 (SPP2) and Brazilian nuclear potential (BNP) // Computer Physics Communications. – 2021. – Vol. 267. – Art. ID: 108061. DOI: https://doi.org/10.1016/j.cpc.2021.108061

91. Varner R.L., Thompson W.J., McAbee T.L., et al. A global nucleon optical model potential // Physics Reports. – 1991. – Vol. 201. – P. 57-119. DOI: https://doi.org/10.1016/0370-1573(91)90039-O

92. Alvarez M.A.G., Chamon L.C., Hussein M.S., Pereira D., Gasques L.R., et al. A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process // Nuclear Physica A. – 2003. – Vol. 723. – P. 93-103. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01158-8

93. Gomes P.R.S., Lubian J., Rangel J., Otamar D.R.O. Fusion, transfer and breakup of light weakly bound nuclei at near barrier energies // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – Vol. 492. – Art. ID: 012004. DOI: https://doi.org/10.1088/1742-6596/492/1/012004

94. Hussein M.S., Gomes P.R.S., Lubian J., Chamon L.C. New manifestation of the dispersion relation: Breakup threshold anomaly // Physical Review C. – 2007. – Vol. 76. – Art. ID: 019902. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.044610

95. Yang G., Pang D.Y., Yang Y.Y., Wang K., Duan F.F., Wang X.X., Sun Z.Y. Systematic single-folding model nucleus-nucleus potential for peripheral collisions //

Physical Review C. – 2023. – Vol. 107. – Art. ID: 044603. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.107.044603

96. Carlson B.V., Hirata D. Dirac-Hartree-Bogoliubov approximation for finite nuclei // Physical Review C. – 2000. – Vol. 62. – Art. ID: 054310. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.62.054310

97. Sakuta S.B., Novatsky B.G., Stepanov D.N., Aleksandrov D.V., Glukhov Yu.A., Nikol'sky E.Yu. Experimental investigation of highly excited states of the ^{5},^{6}He and ^{5},^{6}Li nuclei in the (^{6}Li, ^{7}Be) and (^{6}Li, ^{7}Li) one-nucleon pickup reactions // Physics of Atomic Nuclei. – 2002. – Vol. 65. – P. 1771-1777. DOI: https://doi.org/10.1134/1.1515839

98. Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Computer Physics Reports. – 1988. – Vol. 7. – P. 167-212. DOI: https://doi.org/10.1016/0167-7977(88)90005-6

99. Buck B., Merchant A.C., Perez S.M. Alpha-cluster structure in ^{212}Po // Physical Review Letters. – 1994. – Vol. 72. – P. 1326-1328. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.72.1326

100. Kramer G.J., Blok H.P., Lapikás L. A consistent analysis of (e,e′p) and (d,^{3}He) experiments // Nuclear Physics A. – 2001. – Vol. 679. – P. 267-286. DOI: - https://doi.org/10.1016/S0375-9474(00)00379-1

101. Rawitscher G.H. Effect of deuteron breakup on elastic deuteron-nucleus scattering // Physical Review C. – 1974. – Vol. 9. – P. 2210-2229. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.9.2210

102. Yahiro M., Iseri Y., Kameyama H., Kamimura M., Kawai M. Chapter III. Effects of deuteron virtual breakup on deuteron elastic and inelastic scattering // Progress of Theoretical Physics Supplement. – 1986. – Vol. 89. – P. 32-83. DOI: https://doi.org/10.1143/PTPS.89.32

103. Austern N., Iseri Y., Kamimura M., Kawai M., Rawitscher G., Yahiro M. Continuum-discretized coupled-channels calculations for three-body models of deuteron-nucleus reactions // Physics Reports. – 1987. – Vol. 154. – P. 125-204. DOI: https://doi.org/10.1016/0370-1573(87)90094-9

104. Johnson C.W., Launey K.D., Auerbach N., et al. White paper: from bound states to the continuum // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2020. – Vol. 47. – Art. ID: 123001. DOI: https://doi.org/10.1088/1361-6471/abb129

105. Chau Huu-Tai P. Systematic study of elastic and reaction cross sections of deuteron induced reactions within the CDCC approach // Nuclear Physics A. – 2006. – Vol. 773. – P. 56-77. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.04.006

106. Keeley N., Alamanos N., Lapoux V. Comprehensive analysis method for (d,p) stripping reactions // Physical Review C. – 2004. – Vol. 69. – Art. ID: 064604. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.064604

107. Keeley N., Mackintosh R.S. Pickup coupling effects in deuteron scattering: The case of d+^{40}Ca // Physical Review C. – 2008. – Vol. 77. – Art. ID: 054603. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.054603

108. Upadhyay N.J., Deltuva A., Nunes F.M. Testing the continuum-discretized coupled channels method for deuteron-induced reactions // Physical Review C. – 2012. – Vol. 85. – Art. ID: 054621. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.054621

109. Mackintosh R.S., Keeley N. Strong pickup-channel coupling effects in proton scattering: The case of p + ^{10}Be // Physical Review C. – 2007. – Vol. 76. – Art. ID: 024601. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.024601

110. Kawai M., Kamimura M., Takesako K. Coupled-channels variational method for nuclear breakup and rearrangement processes // Progress of Theoretical Physics Supplement. – 1986. – Vol. 89. – P. 118-135. DOI: https://doi.org/10.1143/PTPS.89.118

111. Kawabata T., Sasamoto Y., Maeda Y., Sakaguchi S., Shimizu Y., Suda K., Uesaka T., Fujiwara M., Hashimoto H., Hatanaka K., Kawase K., Matsubara H., Nakanishi K., Tameshige Y., Tamii A., Itoh K., Itoh M., Yoshida H.P., Kanada-En'yo Y., Uchida M. Cluster states in ^{13}C and ^{11}B // International Journal of Modern Physics E. – 2008. – Vol. 17, No. 10. – P. 2071-2075. DOI: https://doi.org/10.1142/S0218301308011112

112. Galanina L.I., Zelenskaya N.S., Lebedev V.M., et al. Study of the mechanism of ^{13}C(d,p)^{14}C reaction at E_d = 15.3 MeV // Physics of Atomic Nuclei. – 2018. – Vol. 81. – P. 176-182. DOI: https://doi.org/10.1134/S1063778818020084

113. Timofeyuk N.K., Johnson R.C. Nonlocality in Deuteron Stripping Reactions // Physical Review Letters. – 2013. – Vol. 110. – Art. ID: 139901. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.112501

114. Febbraro M., et al. (d,n) proton-transfer reactions on ^{9}Be, ^{11}B, ^{13}C, ^{14},^{15}N and ^{19}F and spectroscopic factors at E_d = 16 MeV // Physical Review C. – 2017. – Vol. 96. – Art. ID: 024613. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.024613

115. Alharbi W., Ibrahim A.A., Hamada Sh. New microscopic analysis for ^{15}N(d,p)^{16}N neutron transfer reaction at 15 MeV // International Journal of Modern Physics E. – 2023. – Vol. 32. – Art. ID: 2350029. DOI: https://doi.org/10.1142/S0218301323500295

116. Koning A.J., Delaroche J.P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nuclear Physics A. – 2003. – Vol. 713. – P. 231-310. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01321-0

117. Lacombe M., et al. Parametrization of the Paris N–N potential // Physical Review C. – 1980. – Vol. 21. – P. 861-873. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.21.861

118. Iseri Y., Yahiro M., Kamimura M. Coupled-channels approach to deuteron and ^{3}He breakup reactions // Progress of Theoretical Physics Supplement. – 1986. – Vol. 89. – P. 84-117. DOI: https://doi.org/10.1143/PTPS.89.84

119. Mauyey B., et al. Deuteron breakup effects on the d+^{12}C, ^{15}N, ^{16}O, ^{24}Mg, ^{32}S, ^{58}Ni and ^{70}Ge elastic scattering angular distributions // Chinese Journal of Physics. – 2024. – Vol. 90. – P. 155-165. DOI: https://doi.org/10.1016/j.cjph.2024.05.003

120. Descouvemont P. Four-body extension of the continuum-discretized coupled-channels method // Physical Review C. – 2018. – Vol. 97. – Art. ID: 064607. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.064607

121. Schmelzbach P.A., et al. Scattering of polarized tritons by ^{9}Be and ^{12}C // Physical Review C. – 1978. – Vol. 17. – P. 16-23. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.17.16

122. Mezhevych S.Yu., et al. The ^{13}C+^{11}B elastic and inelastic scattering and isotopic effects in the ^{12},^{13}C+^{11}B scattering // Nuclear Physics A. – 2003. – Vol. 724. – P. 29-46. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(03)01478-7

123. Mezhevych S.Yu., et al. Excitation of ^{14}C by 45 MeV ^{11}B ions // Nuclear Physics A. – 2005. – Vol. 753. – P. 13-28. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.119

124. Rudchik A.T., Chuvil'skij Yu.M. Spectroscopic amplitudes of multinucleon clusters in 1p-shell nuclei and analysis of many-nucleon transfer reactions // Ukrainian Journal of Physics. – 1985. – Vol. 30. – P. 819-825.

125. Rudchik A.T., et al. The ^{11}B+^{12}C elastic and inelastic scattering at E_{lab}(^{11}B) = 49 MeV and energy dependence of the ^{11}B+^{12}C interaction // Nuclear Physics A. – 2001. – Vol. 695. – P. 51-68. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01106-X

126. Ziman V.A., et al. Channel couplings in the ^{12}C(^{14}N,X) reactions at E(^{14}N) = 116 MeV // Nuclear Physics A. – 1997. – Vol. 624. – P. 459-471. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00328-X

127. Rudchik A.T., et al. Direct versus exchange processes in the reactions ^{7}Li(^{14}N,^{14,15}N) at 110 MeV // Nuclear Physics A. – 2002. – Vol. 700. – P. 25-41. DOI: https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01319-7

128. Lombardo I., Dell'Aquila D., Spadaccini G., Verde G., Vigilante M. Spectroscopy of ^{13}C above the α threshold with α+^{9}Be reactions at low energies// Physical Review C. – 2018. – Vol. 97. – Art. ID: 034320. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.034320

129. Urazbekov B., Burtebayev N., Janseitov D., Nassurlla M., Alimov D., Valiolda D. Examination of collective and single-particle models for excited states of ^{13}C below 10 MeV in nuclear reactions induced by 18 MeV deuteron beam // European Physical Journal A. – 2024. – Vol. 60. – Art. ID: 86. DOI: https://doi.org/10.1140/epja/s10050-024-01292-9

130. El-Hammamy M.N., Ibraheem A.A., El-Azab Farid M., Elshamy E.F., Hamada Sh. Comprehensive examination of the elastic scattering angular distributions of ^{10}C + ^{4}He, ^{27}Al, ^{58}Ni and ^{208}Pb using various potentials // Revista Mexicana de Física. – 2023. – Vol. 69. – Art. ID: 031201. DOI: https://doi.org/10.31349/revmexfis.69.031201

131. Burtebayev N., Janseitov D.M., Kerimkulov Zh., et al. Elastic and inelastic scattering of deuterons from ^{13}C // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Vol. 1555. – Art. ID: 012028. DOI: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1555/1/012028

132. Burtebayev N., Janseitov D., Kerimkulov Z., et al. Exotic states of ^{13}C nuclei // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – Vol. 1023. – Art. ID: 012025. DOI: https://doi.org/10.1088/1742-6596/1023/1/012025

133. P. Navrátil, V. G. Gueorguiev, J. P. Vary, W. E. Ormand, A. Nogga. Structure of A = 10–13 nuclei with two- plus three-nucleon interactions from chiral effective

field theory // Physical Review Letters. – 2007. – Vol. 99. – Art. ID: 042501. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.042501

134. Fritsch A., Beceiro-Novo S., Suzuki D., et al. One-dimensionality in atomic nuclei: A candidate for linear-chain α clustering in ^{14}C // Physical Review C. – 2016. – Vol. 93. – Art. ID: 014321. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.014321

135. Shin S., Zhou B., Kimura M. Shape of ^{13}C studied by the real-time evolution method // Physical Review C. – 2021. – Vol. 103. – Art. ID: 054313. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.054313

136. Schuck P., Funaki Y., Horiuchi H., Röpke G., Tohsaki A., Yamada T. Alpha-particle condensation in nuclei // Nuclear Physics A. – 2004. – Vol. 738. – P. 94-100. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.075

137. Chiba Y., Kimura M. Hoyle-analog state in ^{13}C studied with antisymmetrized molecular dynamics // Physical Review C. – 2020. – Vol. 101. – Art. ID: 024317. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.101.024317

138. Zhang Y., Pang D.Y., Lou J.L. Optical model potential for deuteron elastic scattering with 1p-shell nuclei // Physical Review C. – 2016. – Vol. 94. – Art. ID: 014619. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.014619

139. DeVries R.M., Peng J.C. Nucleus-nucleus total reaction cross sections // Physical Review C. – 1980. – Vol. 22. – P. 1055-1064. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.22.1055

140. Janseitov D.M., Burtebayev N., Kerimkulova Zh., Alimov D., Nassurlla M., Mauyey B., Valiolda D.S., Demyanova A.S., Danilov A., Hamada Sh., Aimaganbetov A. Investigation of deuteron scattering from ^{13}C at low energy // Acta Physica Polonica B. – 2020. – Vol. 51, No. 3. – P. 745-750. DOI: https://doi.org/10.5506/APhysPolB.51.745

141. Liu X.D., Famiano M.A., Lynch W.G., Tsang M.B., Tostevin J.A. Systematic extraction of spectroscopic factors from ^{12}C(d,p)^{13}C and ^{13}C(p,d)^{12}C reactions // Physical Review C. – 2004. – Vol. 69. – Art. ID: 064313. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.064313

142. Xu Y.-L., Han Y.-L., Su X.-W., Sun X.-J., Liang H.-Y. et al. Global optical model potential describing ^{12}C-nucleus elastic scattering // Chinese Physics C. – 2020. – Vol. 44. – Art. ID: 124103. DOI: https://doi.org/10.1088/1674-1137/abb4d0

143. Inaba K., Kawabata T., Sasamoto Y., et al. Search for α-cluster states in ^{13}C // JPS Conference Proceedings. – 2020. – Vol. 31. – Art. ID: 011069. DOI: https://doi.org/10.7566/JPSCP.31.011069

144. Burtebayev N., Janseitov D.M., Kerimkulov Zh., Mukhamejanov Y.S., Nassurlla M., Demyanova A.S., Danilov A.N., Ogloblin A.A., Aimaganbetov A.S. Investigation of exotic states of ^{13}C at low energy // International Journal of Modern Physics E. – 2018. – Vol. 27. – Art. ID: 1850025. DOI: https://doi.org/10.1142/S0218301318500258

145. Ogloblin A.A., Danilov A.N., Belyaeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A., Trzaska W. Effect of neutron halos on excited states of nuclei // Physical Review C. – 2011. – Vol. 84. – Art. ID: 054601. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.054601

146. Satchler G.R. Direct Nuclear Reactions. – Oxford: Clarendon Press, 1983. – 833 p.

147. Xu Y.-B., Wang H.-Y., Meng X.-C., Wang H., et al. Design and simulations for the detector based on DSSSD // Chinese Physics C. – 2010. – Vol. 34. – P. 1846-1851. DOI: https://doi.org/10.1088/1674-1137/34/12/011

148. Kay B.P., Schiffer J.P., Freeman S.J. Quenching of cross sections in nucleon transfer reactions // Physical Review Letters. – 2013. – Vol. 111. – Art. ID: 042502. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.042502

149. Millener D.J., Kurath D. The particle-hole interaction and the beta decay of ^{14}B // Nuclear Physics A. – 1975. – Vol. 255. – P. 315-338. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)90683-1

150. Delaunay F., Nunes F.M., Lynch W.G., Tsang M.B. Coupling and higher-order effects in the ^{12}C(d, p)^{13}C and ^{13}C(p, d)^{12}C reactions // Physical Review C. – 2005. – Vol. 72. – Art. ID: 014610. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.72.014610

151. Shanley P.E. Three-body model of ^{6}Li and deuteron–alpha-particle scattering // Physical Review. – 1969. – Vol. 187. – P. 1328-1339. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRev.187.1328

152. Yang L., Lin C.J., Ma N.R., Wen P.W., Jia H.M., Yang F. Breakup dynamics of weakly bound nuclei at energies around the Coulomb barrier // Fundamental Research. – 2025. – Vol. 5, No. 6. – P. 2463-2473. DOI: https://doi.org/10.1016/j.fmre.2023.10.006

153. Datta R., Banerjee K., Chatterjee S., et al. Investigation of breakup process in ^{9}Be(α, n)^{12}C reaction // Nuclear Physics A. – 2024. – Vol. 1048. – Art. ID: 122890. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2024.122890

154. Urazbekov B.A., Denikin A.S., Lukyanov S.M., et al. Clusterization and strong coupled-channels effects in deuteron interaction with ^{9}Be nuclei // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2019. – Vol. 46. – Art. ID: 105110. DOI: https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab37a6

155. Gakh G.I., Konchatnij M.I., Merenkov N.P., Tomasi-Gustafsson E., Gakh A.G. Polarization effects in elastic deuteron-electron scattering // Physical Review C. – 2024. – Vol. 109. – Art. ID: 065203. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.109.065203

156. Ahmad I., Abdulmomen M.A., Al-Enazi M.S. ^{12}C–^{12}C elastic scattering at intermediate energies // Physical Review C. – 2002. – Vol. 65. – Art. ID: 054607. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.054607

157. Warburton E.K., Brown B.A. Effective interactions for the 0p1s0d nuclear shell-model space // Physical Review C. – 1992. – Vol. 46. – P. 923-944. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.46.923

158. Mackintosh R.S. Elastic scattering phenomenology // European Physical Journal A. – 2017. – Vol. 53. – Art. ID: 66. DOI: https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12257-x

159. Fasoli U., Toniolo D., Zago G. Elastic and inelastic scattering of protons by ^{7}Li in the energy interval 3.0-5.5 MeV // Il Nuovo Cimento. – 1964. – Vol. 34, No. 3. – P. 542-551. DOI: https://doi.org/10.1007/BF02749997

160. Roshanbakht N., Shojaei M. ^{7}Li and ^{7}Be isotopes in a new cluster model // The European Physical Journal A. – 2018. – Vol. 54. – Art. ID: 134. DOI: https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12565-7

161. Singh B., Bhuyan M., Patra S.K., Gupta R.K. Optical potential obtained from relativistic-mean-field theory-based microscopic nucleon-nucleon interaction: applied to cluster radioactive decays // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 2012. – Vol. 39. – Art. ID: 025101. DOI: https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/2/025101

162. Khoa D.T., Satchler G.R., von Oertzen W. Nuclear incompressibility and density dependent NN interactions in the folding model for nucleus-nucleus potentials // Physical Review C. – 1997. – Vol. 56. – P. 954-969. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.56.954

163. Feshbach H. Unified theory of nuclear reactions // Annals of Physics. – 1958. – Vol. 5. – P. 357-390. DOI: https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90007-1

164. De Vries H., De Jager C. W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1987. – Vol. 36. – P. 495-536. DOI: https://doi.org/10.1016/0092-640X(87)90013-1

165. International Atomic Energy Agency. EXFOR Database: Experimental Nuclear Reaction Data [Electronic resource]. – Available at: https://www-nds.iaea.org/exfor/ (accessed: 31.01.2026)

166. International Atomic Energy Agency. Handbook for calculations of nuclear reaction data: RIPL-2. Reference Input Parameter Library-2. Final report of a coordinated research project. – Vienna: IAEA, 2006. – 172 p.

167. Vretenar D. Nuclear structure far from stability // Nuclear Physics A. – 2005. – Vol. 751. – P. 264-281. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.02.010

168. Lu Z.X., Zonca F., Cardinali A. The mixed WKB-full-wave approach and its application to lower hybrid wave propagation and absorption // AIP Conference Proceedings. – 2014. – Vol. 1580. – P. 137-144. DOI: https://doi.org/10.1063/1.4864512

169. Lutz H.F., Mason J.B., Karvelis M.D. Optical model analysis of scattering of 14 MeV neutrons by light nuclei // Nuclear Physics. – 1963. – Vol. 47. – P. 521-524. DOI: https://doi.org/10.1016/0029-5582(63)90893-9

170. Mahaux C., Sartor R. Single-particle motion in nuclei // Advances in Nuclear Physics. – 1991. – Vol. 20. – P. 1-223.

171. Jeukenne J.-P., Lejeune A., Mahaux C. Optical-model potential in finite nuclei from Reid's hard core interaction // Physical Review C. – 1977. – Vol. 16. – P. 80-96. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.16.80

172. Bertulani C.A., Bonaccorso A. Direct Nuclear Reactions // Handbook of Nuclear Physics. – Singapore: Springer, 2022. – 35 p.

173. Amos K., Dortmans P.J., von Geramb H.V., Karataglidis S., Raynal J. Nucleon-nucleus scattering: A microscopic nonrelativistic approach // Advances in Nuclear Physics. – Boston: Springer, 2000. – Vol. 25. – P. 276-536. DOI: https://doi.org/10.1007/0-306-47101-9_3

174. Fano U., Rau A.R.P. Atomic Collisions and Spectra. – Orlando: Academic Press, 1986. – 409 p.

175. Deltuva A., Fonseca A.C. Three-body Faddeev-Alt-Grassberger-Sandhas approach to direct nuclear reactions // Physical Review C. – 2009. – Vol. 79. – Art. ID: 014606. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.014606

176. Mukhamedzhanov A.M., Tribble R.E. Connection between asymptotic normalization coefficients, subthreshold bound states, and resonances // Physical Review C. – 1999. – Vol. 59. – P. 3418-3424. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.3418

177. Kato K., Odsuren M., Kikuchi Y., Myo T., Vasilevsky V.S., Takibayev N. Photodisintegration and virtual state in the complex scaling method // Physical Sciences and Technology. – 2017. – Vol. 3, No. 1. – P. 6-11. DOI: https://doi.org/10.26577/phst-2016-1-87

178. Vasilevsky V.S., Kato K., Takibayev N.Z. Formation and decay of resonance state in ^{9}Be and ^{9}B nuclei. Microscopic three-cluster model investigations // Physical Sciences and Technology. – 2017. – Vol. 3, No. 1. – P. 30-35. DOI: https://doi.org/10.26577/phst-2016-1-91

179. Thompson E.A., Inyang E.P., William E.S. Analytical determination of the non-relativistic quantum mechanical properties of near doubly magic nuclei // Physical Sciences and Technology. – 2021. – Vol. 8, No. 3-4. – P. 10-21. DOI: https://doi.org/10.26577/phst.2021.v8.i2.02

180. Murillo G., Fernandez M., Ramirez J., Mejia-Gil M.G., Policroniades R., Varela A., et al. Characterization of excited states of ^{15}N through ^{14}C(p,p)^{14}C using polarized proton beam // Revista Mexicana de Física S. – 2011. – Vol. 57, No. 1. – P. 55-59.

181. Khoa D.T., von Oertzen W., Bohlen H.G. Double-folding model for heavy-ion optical potential: Revised and applied to study ^{12}C and ^{16}O elastic scattering // Physical Review C. – 1994. – Vol. 49. – P. 1652-1668. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.49.1652

182. Khoa D.T., Phuc N.H., Loan D.T., Loc B.M. Nuclear mean field and double-folding model of the nucleus-nucleus optical potential // Physical Review C. – 2016. – Vol. 94. – Art. ID: 034612. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.034612

183. Ray L. Neutron isotopic density differences deduced from 0.8 GeV polarized proton elastic scattering // Physical Review C. – 1979. – Vol. 20. – P. 1212. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.20.1212

184. Brieva F.A., Rook J.R. Nucleon-nucleus optical model potential: (1). Nuclear matter approach // Nuclear Physics A. – 1977. – Vol. 291. – P. 299-316. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(77)90322-0

185. Horiuchi W., Suzuki Y. ^{22}C: An s-wave two-neutron halo nucleus // Physical Review C. – 2006. – Vol. 74. – Art. ID: 034311. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.034311

186. Tanihata I. Neutron halo nuclei // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – 1996. – Vol. 22. – P. 157-198. DOI: https://doi.org/10.1088/0954-3899/22/2/004

187. Grinyuk B.E., Piatnytskyi D.V., Vasilevsky V.S. The lowest excited states of ^{14}C and ^{14}O nuclei within a five-cluster model // Nuclear Physics A. – 2023. – Vol. 1030. – Art. ID: 122588. DOI: https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2022.122588

188. Rawitscher G.H. The microscopic Feshbach optical potential for a schematic coupled channel example // Nuclear Physics A. – 1987. – Vol. 475. – P. 519-547. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(87)90076-5

189. Gadioli E., Hodgson P.E. Pre-Equilibrium Nuclear Reactions. – Oxford: Clarendon Press, 1992. – 530 p.

190. Van der Zwan L., Geiger K.W. The ^{9}Be(α,n)^{12}C cross section between 1.5 and 7.8 MeV // Nuclear Physics A. – 1970. – Vol. 152. – P. 481-494. DOI: https://doi.org/10.1016/0375-9474(70)90926-7

191. Hansen P.G., Jonson B. The Neutron Halo of Extremely Neutron-Rich Nuclei // Europhysics Letters. – 1987. – Vol. 4. – P. 409-414. DOI: https://doi.org/10.1209/0295-5075/4/4/005

192. Chamon L.C., Carlson B.V., Gasques L.R., Pereira D., De Conti C., Alvarez M.A.G., Hussein M.S., Cândido Ribeiro M.A., Rossi E.S. Jr., Silva C.P. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction // Physical Review C. – 2002. – Vol. 66. – Art. ID: 014610 DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevC.66.014610