

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

**Амер Ахмед Хаммад Абделфаттах Хаммад**

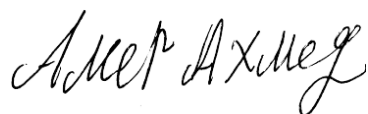
**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЯДЕРНЫХ  
ПОТЕНЦИАЛОВ В УПРУГОМ РАССЕЙЯНИИ  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Be}$   
НА ЯДРАХ МИШЕНИ  $^{12}\text{C}$  И  $^{28}\text{Si}$  ПРИ ЭНЕРГИЯХ 1- 100  
МЭВ/НУКЛОН**

Специальность 1.3.15 - физика атомных ядер и элементарных  
частиц, физика высоких энергий

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-  
математических наук

Автор:



Москва – 2023

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

**Научный руководитель:** **Пенионжкевич Юрий Эрастович,**

доктор физико-математических наук, профессор, Начальник сектора №7 Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна Московской области, профессор кафедры экспериментальных методов ядерной физики, НИЯУ МИФИ, г. Москва;

**Официальные оппоненты:** **Беспалова Ольга Викторовна,**

доктор физико-математических наук, доцент, старший научный сотрудник, «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына. г. Москва.

**Демьянова Алла Сергеевна,**

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, начальник лаборатории ядерных структур, ФГБУ «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва.

**Титова Лариса Витальевна,**

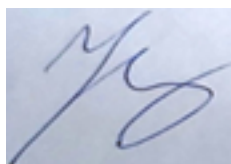
Кандидат физико-математических наук, доцент, старший научный сотрудник, заведующий кафедрой ядерной физики Воронежского государственного университета, г. Воронеж.

Защита диссертации состоится « 26 » апреля 2023 г. в 17 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета МИФИ.1.05 при НИЯУ МИФИ по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, 31, тел 8(499) 323-91-67.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ на сайте <https://ds.mephi.ru>.

Автореферат разослан «     »                      2023 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
МИФИ.1.05, д.ф.-м.н., профессор



Улин Сергей Евгеньевич

## ВВЕДЕНИЕ

**Общая характеристика работы:** Диссертация посвящена получению оптимальных параметров ядерных потенциалов из анализа экспериментальных данных углового распределения упругого рассеяния легких ядер  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ , и  $^9\text{Be}$  на ядрах-мишенях  $^{12}\text{C}$  и  $^{28}\text{Si}$  в широком диапазоне энергии снаряда до 100 МэВ/нуклон, с использованием различных подходов к ядерному оптическому потенциалу с помощью кода FRESKO.

**Актуальность темы исследования:**

Основные наблюдаемые параметры рассеяния (сечения реакции и угловые распределения для сечений упругого рассеяния) являются полезными инструментами для проверки и анализа теорий реакций. Изотопы гелия, лития и бериллия относятся к легким ядрам, включая стабильные ядра (как сильно связанные альфа-частицы  $^4\text{He}$ , так и слабосвязанные, например, ядра  $^6\text{Li}$  и  $^9\text{Be}$ ), и нестабильное экзотическое ядро  $^6\text{He}$  с двухнейтронным гало. Поэтому, интересно и полезно изучить основные наблюдаемые параметры рассеяния для упругого рассеяния указанных ядер в широком диапазоне энергий от нескольких МэВ до нескольких сотен МэВ и провести их сравнение, чтобы понять природу экзотической структуры ядра  $^6\text{He}$ .

Одной из самых сложных проблем ядерной физики является описание ядерных реакций стабильных и экзотических ядер с использованием одной и той же теоретической модели. Измерение дифференциальных сечений упругого рассеяния также играет важную роль, поскольку оно дает фундаментальную информацию о потенциале взаимодействия между сталкивающимися ядрами и, таким образом, о сечениях реакции. Например, астрофизические приложения [1] используют параметры оптического потенциала (ОП) в качестве входных данных для теоретических расчетов.

Структуры указанных ядер имеют фундаментальное значение для определения того, как ядра взаимодействуют. Сравнение ядерных структур, механизмов реакций и их скоростей имеют решающее значение для ключевых исследований, таких как, например, изучение распространенности ядер в космосе. Потенциалы типа фолдинг-потенциала [2] позволяют делать выводы о ядерных структурах, принимая во внимание реалистичные модели ядерных плотностей [1].

Ядерно-ядерный оптический потенциал является важной величиной не только для описания сечений упругого рассеяния, но и как составная часть описания всех явлений, происходящих при столкновении двух ядер [2]. Изучение ядерно-ядерного оптического потенциала является одним из основных предметов ядерной физики. Понимание комплексного оптического потенциала составных ядер-снарядов с микроскопической точки зрения особенно важно не только для понимания соответствующей динамики ядерной реакции, но и для прогнозирования оптического потенциала сталкивающихся систем, для которых отсутствуют экспериментальные измерения реакции упругого рассеяния ядер, таких как, например, нейтронно-избыточные или  $\beta$ -радиоактивные протонно-избыточные нестабильные ядра [3].

Особый интерес состоит в изучении взаимодействий с ядром-мишенью  $^{12}\text{C}$ , поскольку это наиболее распространенный элемент, состоящий из двух стабильных изотопов углерода и составляющий 98.93% элемента углерода. Ядро  $^{12}\text{C}$  состоит из 6 протонов и 6 нейтронов и считается одним из наиболее важных элементов в ядерно-топливном цикле из-за его образования в звездах в результате так называемого тройного  $\alpha$ -процесса, запускаемого состоянием Хойла для  $^{12}\text{C}^*$  (резонансное состояние 7.65 МэВ). Считается, что  $^{12}\text{C}$  имеет большое значение для процесса нуклеосинтеза [4]. Ядро представляет собой стабильную, сильно связанную кластерную структуру  $3\alpha$  (с энергией связи  $Q\alpha$

= 7.366 МэВ), которая имеет решающее значение для астрофизики, органической химии и биологических процессов [4]. Общепринято, что  $^{12}\text{C}$  также имеет особое значение при его использовании в качестве эталона, по которому измеряются атомные массы всех нуклидов.

С точки зрения приложений, ядерные данные при низких и средних энергиях вызывают все больший интерес в таких областях, как медицина, астрофизика, термоядерный синтез и ускорительные системы трансмутации ядерных отходов и преобразования энергии.

**Общая постановка задачи:** получение оптимальных параметров ядерных потенциалов из анализа экспериментальных данных углового распределения упругого рассеяния легких ядер  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ , и  $^9\text{Be}$  на ядрах-мишенях  $^{12}\text{C}$  и  $^{28}\text{Si}$  в широком диапазоне энергии снаряда от 1 до 100 МэВ/нуклон, с использованием различных подходов к модели ядерного оптического потенциала.

**Настоящее исследование включает следующие задачи:**

1. Определение нового систематического (в зависимости от энергии) глобального ядерного потенциала из описания экспериментальных данных угловых распределений упругого рассеяния для следующих ядерных систем:  $\alpha + ^{12}\text{C}$  при энергиях от 48.7 до 386 МэВ,  $\alpha + ^{28}\text{Si}$  при энергиях от 12.7 до 240 МэВ,  $^6\text{He} + ^{12}\text{C}$  при энергиях от 5.9 до 493.8 МэВ,  $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$  при энергиях от 5.8 до 600 МэВ, и  $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}$  при энергиях от 13 до 50 МэВ. На основе оптической модели (ОМ) с формой потенциала Вудса-Саксона (WS) [5] с фиксированными параметрами радиуса потенциала с помощью кода FRESCO.
2. Создание реального центрального потенциала двойного фолдинга между взаимодействующими ядрами для всех изученных ядерных

систем с помощью микроскопического подхода, основанного на фолдинге эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий, зависящих от МЗУ- Reid [6] и/или МЗУ- Paris моделей [7], а также от относительной скорости между взаимодействующими ядрами (SPP [8] и SPP2 [9] - потенциалы Сан-Паулу), и плотностей ядерной материи как ядра-снаряда, так и ядра-мишени.

3. Создание потенциала Сан-Паулу (SPP2) [9] и бразильского ядерного потенциала (BNP) [9] для описания экспериментальных данных систем упругого рассеяния  $\alpha+^{12}\text{C}$ , и  $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$  на основе двух различных моделей плотности ядерной материи: теоретической Дирака-Хартри-Боголюбова (DHB) [10] и экспериментальной (на базе результатов экспериментов по рассеянию электронов), полученных при помощи пакета REGINA [9].
4. Создание потенциала кластерного фолдинга (DFC), в котором кластерная структура ядра-снаряда  $^6\text{Li}$  представлена как остов ( $\alpha$ -частица) с валентным дейтроном, вращающимся вокруг этого остова, и  $^6\text{He}$  с тритон-тритонной кластерной структурой для воспроизведения экспериментальных данных по упругому рассеянию  $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$  и  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ , соответственно.
5. Модернизация динамического поляризованного потенциала (DPP) [11] в случае ядерных систем со слабосвязанными  $^6\text{Li}$  и экзотическими  $^6\text{He}$ -снарядами, для компенсации уменьшения силы реального потенциала поскольку эти системы сильно подвержены влиянию связи с другими каналами реакции, такими как канал развала ядер.
6. Создание формул энергетических зависимостей для полученных ядерных потенциалов и сечений реакции  $\sigma_R$ , а также для объемных интегралов ( $J_R$  и  $J_I$ ) действительной и мнимой частей ядерного

потенциала, и сравнение их с ранее опубликованными результатами для всех рассмотренных реакций.

7. Изучение влияния свойства двухнейтронаго гало ядра  ${}^6\text{He}$  и его сравнение со свойствами коры ( $\alpha$ -частицы) и стабильных слабосвязанных ( ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ ) ядер. При этом учитывались два критерия: во-первых, коэффициенты отражения  $\eta_L$  и их производные  $d\eta_L/dL$ , связанные с угловым моментом  $L$ ; во-вторых, приближение приведённых сечений реакций в зависимости от энергии снаряда (в системе центра масс Ец.м.).
8. Изучение влияния процесса одноступенчатой передачи частиц  ${}^3\text{He}$  при упругом рассеянии  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  в рамках метода связанных каналов реакции (CRC) [12], и воспроизведение экспериментальных данных по дифференциальным сечениям при задних углах рассеяния, где проявляется явление аномального рассеивания на большие углы (ALAS), на основе извлечения оптимальных значений спектроскопических амплитуд (SA) для кластерной конфигурации  ${}^{12}\text{C}\rightarrow{}^9\text{Be}+{}^3\text{He}$ .
9. Систематизация экспериментальных данных для всех изученных ядерных систем в данной работе в зависимости от переданного импульса  $q$  для получения типичной картины данных, которую нельзя наглядно увидеть при их представлении в зависимости от угла рассеяния;
10. Расчет дисперсионных соотношений, которые связывают действительную и мнимую части ядерного потенциала для исследуемых систем  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  и  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ .

## **Объект исследования:**

Набор параметров ядерного оптического потенциала, которые определяются с помощью различных феноменологических и микроскопических подходов для описания экспериментальных данных об угловом распределении упругого рассеяния ядерных систем, включающих такие ядра-снаряды, как сильно связанные альфа-частицы, экзотическое ядро  ${}^6\text{He}$  и стабильные слабо связанные ядра ( ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ ), на ядрах-мишени  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{28}\text{Si}$ . Изучение влияния передачи  ${}^3\text{He}$ -кластера в ходе анализа упругого рассеяния системы  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  методом связанных каналов реакции, и воспроизведение экспериментальных данных по дифференциальным сечениям при больших задних углах, где проявляется явление аномального рассеяния под большим углом (ALAS). Извлечение спектроскопической амплитуды для кластерной конфигурации  ${}^{12}\text{C}\rightarrow{}^9\text{Be}+{}^3\text{He}$ . Изучение влияния двухнейтронного гало-свойств у ядра  ${}^6\text{He}$  с использованием двух различных критериев.

## **Предмет исследования:**

Предметом диссертационного исследования является определение параметров (глубина, радиус и диффузность) ядерных потенциалов и сечений реакции  $\sigma_R$  из анализа экспериментальных данных углового распределения упругого рассеяния (дифференциальных сечений в зависимости от углов рассеяния) для следующих ядерных систем:  ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{28}\text{Si}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{C}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{12}\text{C}$ , в широком диапазоне энергий снаряда от нескольких МэВ до нескольких сотен МэВ с использованием различных теоретических подходов и кодов, а также изучение свойств экзотического ядра  ${}^6\text{He}$  с двумя нейтронами гало и сравнение его с другими стабильными ядрами ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ , и  ${}^9\text{Be}$ ).



## Методы исследования:

Получение параметров ядерных потенциалов и сечений реакции из анализа экспериментальных данных углового распределения проводилось с помощью программных кодов FRESKO [13] и SFRESKO [13]. Был использован вычислительный код, написанный на языке программирования C++, для расчета потенциала двойного фолдинга зависящих от плотности версий МЗУ-взаимодействий, которые основаны на элементах G-матрицы нуклон-нуклонных ( $NN$ ) Paris или/i Reid взаимодействий, такие как: CDMЗУ6 Paris, DDMЗУ1 Reid и BDMЗУ1 (Paris и Reid) [14], которые использовались в данной работе. Был также использован вычислительный код REGINA, написанный на языке программирования FORTRAN 77, для расчета потенциала двойного фолдинга, зависящего от потенциала Сан-Паулу (SPP2) и бразильского ядерного потенциала (BNP) эффективных  $NN$ -взаимодействий. Был использован проект NRV [15] для расчета матрицы рассеяния  $S_L$  как функции углового момента  $L$ , с использованием извлеченных оптимальных параметров оптического потенциала, которые были получены из оптимальной подгонки к экспериментальным данным с использованием кода SFRESKO. Был использован простой код, созданный программой Maple, для вычисления объемных интегралов как действительной, так и мнимой частей ядерного оптического потенциала, так как они дают представление о поведении полученных потенциалов в зависимости от энергии снаряда и массы мишени.

## Научная новизна

1. Впервые получены новая информация о параметрах оптических потенциалов и сечения реакции  $\sigma_R$  из анализа экспериментальных данных углового распределения упругого рассеяния следующих ядерных систем:  $\alpha+^{12}\text{C}$ ,  $\alpha+^{28}\text{Si}$ ,  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ ,  $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$  и  $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$  в широком диапазоне энергий снаряда от 5.8 МэВ до 600 МэВ, используя различные подходы к оптическому потенциалу [WS, DF, DFC, и CRC], получено хорошее согласие с экспериментальными данными взятыми из базы (EXFOR [16], NRV).
2. Впервые получены энергетические зависимости действительной и мнимой глубин ядерного потенциала, объемные интегралы для действительной и мнимой частей ядерного потенциала и сечения реакции для всех изученных систем в широком диапазоне энергий снаряда от нескольких МэВ до нескольких сотен МэВ. Это даст возможность прогнозировать результаты новых экспериментов в будущих исследованиях.
3. Впервые созданы потенциалы двойного фолдинга с использованием эффективных нуклон-нуклонных взаимодействиях (SPP и SPP2), зависящих от относительной скорости между взаимодействующими ядрами, и использованы эти потенциалы для анализа экспериментальных данных у ядерных систем  $\alpha+^{12}\text{C}$ , и  $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$ .
4. Впервые создан потенциал кластерного фолдинга, основанный на представлении ядра  $^6\text{He}$ , состоящего из двух кластеров тритонов вместо обычно используемой структуры  $(\alpha+2n)$ , достаточно хорошо описывает экспериментальные данные по упругому рассеянию  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ .

5. Впервые подтвержден эффект гало-структуры ядра  ${}^6\text{He}$  из проведенного сравнительного исследования ядерных систем, включающих сильно связанные альфа-частицы, слабо связанные стабильные ядра ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ) и экзотическое ядро с двухнейтронным гало ( ${}^6\text{He}$ ) при рассеянии на одних и тех же ядрах-мишенях  ${}^{12}\text{C}$  с использованием парциальных коэффициентов отражения и их производных по орбитальному моменту, а также приведенных сечений реакций в зависимости от приведенной энергии ядер-снарядов.
6. Впервые получено значение спектроскопической амплитуды для кластерной конфигурации  $[{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9\text{Be} + {}^3\text{He}]$  в ходе анализа упругого рассеяния системы  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  методом связанных каналов реакции при 13 значениях энергий ядра-снаряда  ${}^9\text{Be}$  в диапазоне от 13 МэВ до 50 МэВ.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Определены параметры оптических потенциалов (глубина, радиус и диффузность), полученные из анализа экспериментальных данных по угловым распределениям исследованных ядерных систем в широком диапазоне энергии ядер-снарядов. Созданы математические формулы для энергетических зависимостей сечений реакции, действительных и мнимых глубин ядерного потенциала;
2. Получен потенциал двойного фолдинга, построенный на эффективных нуклон-нуклонных взаимодействиях, зависящих от плотности и относительной скорости между взаимодействующими ядрами, а также потенциал, зависящий от кластерной структуры налетающих ядер-снарядов [ ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ ], хорошо согласующийся с экспериментальными данными для соответствующих систем;

3. Объяснено проявление двухнейтронного гало ядра  ${}^6\text{He}$  методами сравнения производных парциального коэффициента отражения, а также приближения приведенных сечений реакции в зависимости от приведенных энергий для изученных систем, которые включают ядра-снаряды разной структуры ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ );
4. Объяснено явление аномально больших дифференциальных сечений для задних углов при упругом рассеянии  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  за счет упругой передачи частиц  ${}^3\text{He}$  (в рамках метода связанных каналов реакции).

#### **Личный вклад автора:**

В процессе выполнения диссертационного исследования автору принадлежат: формулировка целей и задач исследования, проведение теоретических расчетов ядерных потенциалов с использованием различных моделей к оптическому потенциалу, анализ экспериментальных данных исследованных ядерных систем, формулировка основных результатов, выводов и научных положений, интерпретация, описание полученных результатов, написание статей. Автор также был первым автором и автором-корреспондентом всех опубликованных им статей. Содержание диссертационной работы и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Основные результаты и положения диссертации полностью отражены в опубликованных автором научных работах. Автор представил материалы диссертации на четырех международных конференциях.

**Апробация работы.** Результаты диссертационной работы были представлены на 4-х международных конференциях:

1. «5<sup>th</sup> International Conference on Particle Physics and Astrophysics» (MEPHI university- Moscow, Russia, 5-9 October 2020);
2. LXX International conference «NUCLEUS–2020» Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies"(Saint-Petersburg, Russia, 11-17 October 2020);
3. LXXI International conference «NUCLEUS–2021» Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies" (Saint-Petersburg, Russia, 20-25 September 2021);
4. LXXII International conference «NUCLEUS–2022» "Fundamental problems and applications" (Moscow State University- Moscow, Russia, 11-16 July 2022).

### **Научная и практическая ценность работы**

Результаты выполненных исследований имеют высокую научную и практическую ценность.

Теоретически получено новое систематическое глобальное описание оптического потенциала, которое описывает упругое рассеяние исследуемых систем, включающих сильно связанные альфа-частицы, слабо связанные стабильные ядра, такие как  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и экзотическое двухнейтронное гало  ${}^6\text{He}$ , в широком диапазоне энергий снарядов до 600 МэВ. В работе впервые объяснен эффект нейтронного гало ядра  ${}^6\text{He}$ , который наблюдался по сравнению с другими изученными ядрами-снарядами.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, трёх разделов, заключения и списка использованных литературных

источников из 186 наименований. Общий объем работы составляет 213 страниц, в том числе 15 таблиц и 59 рисунков.

**Во введении** показана общая характеристика и актуальность настоящей работы, дается обзор и постановка проблемы, представленной в данной диссертации, сформулированы цели, новизна полученных результатов и обоснована их научная и практическая ценность. Приведены основные положения, выносимые на защиту, личный вклад автора, публикации, апробация и краткое содержание диссертации.

**Первая глава** посвящена литературному обзору научных работ для всех изученных ядерных систем, представленных в диссертации. Представлено краткое описание масс, энергии связи ядер и диаграммы нуклидов на границах нейтронной стабильности. В данном разделе также представлены результаты первых измерений ядер с гало и их свойств, а также обзор концепции нейтронного гало и примеры ядер с нейтронным гало. Кроме того, представлено полное описание характеристик ядер-снарядов, таких как сильно связанные альфа-частицы и легкие слабо связанные ядра, которые включают как экзотическое ядро с гало из двух нейтронов  ${}^6\text{He}$ , так и стабильные ( ${}^6\text{Li}$  и  ${}^9\text{Be}$ ) снаряды. Представлена схема диаграмм энергетических уровней этих слабо связанных ядер.

**Вторая глава** содержит формулировки теории рассеяния и ядерные модели, используемые в расчетах сечений упругого рассеяния для всех рассматриваемых ядерных систем, такие как оптическая модель в сочетании с измерениями сечений и модель двойного фолдинга на основе различных эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий, таких как SPP [8], SPP2 [9], BNP [9], CDM3Y6 [14], BDM3Y1 [14] и DDM3Y [14]. Представлены формулы

плотностей ядерной материи взаимодействующих ядер, а также метод связанных каналов реакции.

**В третьей главе** представлены результаты данной работы, обсуждение теоретических расчетов углового распределения, а также их сравнение с результатами экспериментальных измерений для упругого рассеяния ядерных систем  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  и  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ . Теоретические анализы проводились с использованием различных подходов к оптическому потенциалу по численным кодам FRESKO и SFRESKO. Для всех рассматриваемых систем исследованы энергетические зависимости: глубины потенциала для действительной и мнимой частей оптического потенциала, действительного и мнимого объемного интеграла оптического потенциала, сечений реакции, а также коэффициентов перенормировки действительных потенциалов фолдинга. Было рассчитано дисперсионное соотношение, связывающие части ядерного потенциала. Были представлены данные углового распределения в зависимости от передачи импульса, чтобы изучить для них новую закономерность, особенно под передним углом. Было проведено сравнение изученных ядерных систем, которые имели разные снаряды на одной и той же мишени, и исследовано влияние свойств двухнейтронного гало ядра  ${}^6\text{He}$  с использованием двух критериев (результатов расчета): 1) производных коэффициента отражения и 2) приведенного сечения реакции для всех систем.

**В заключительной части диссертации** содержатся основные выводы по результатам диссертационной работы.

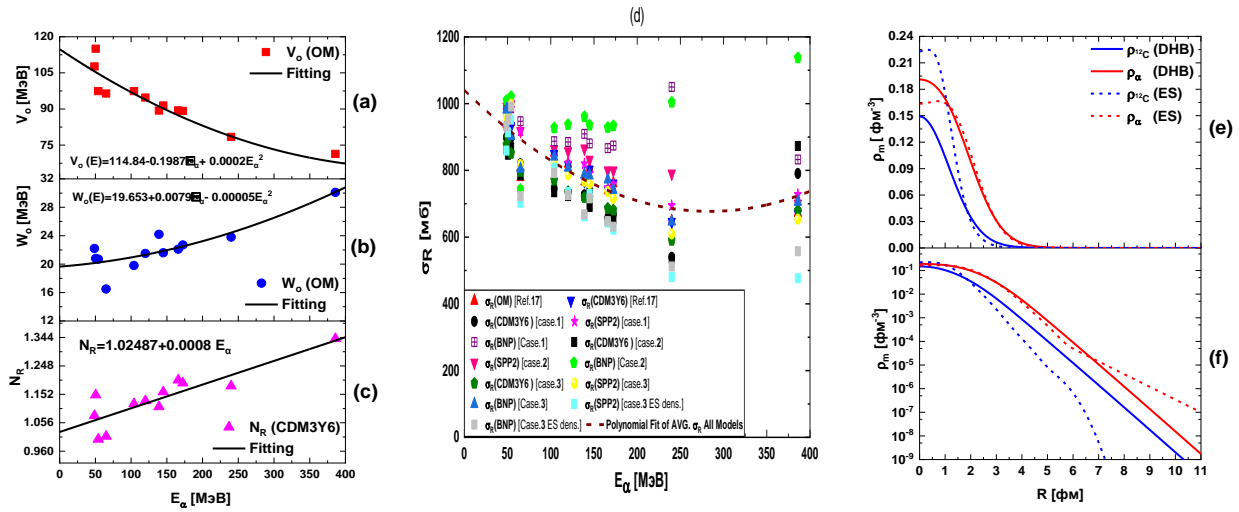
## Выводы по изученным задачам в диссертации

### А. Упругое рассеяние $\alpha+^{12}\text{C}$

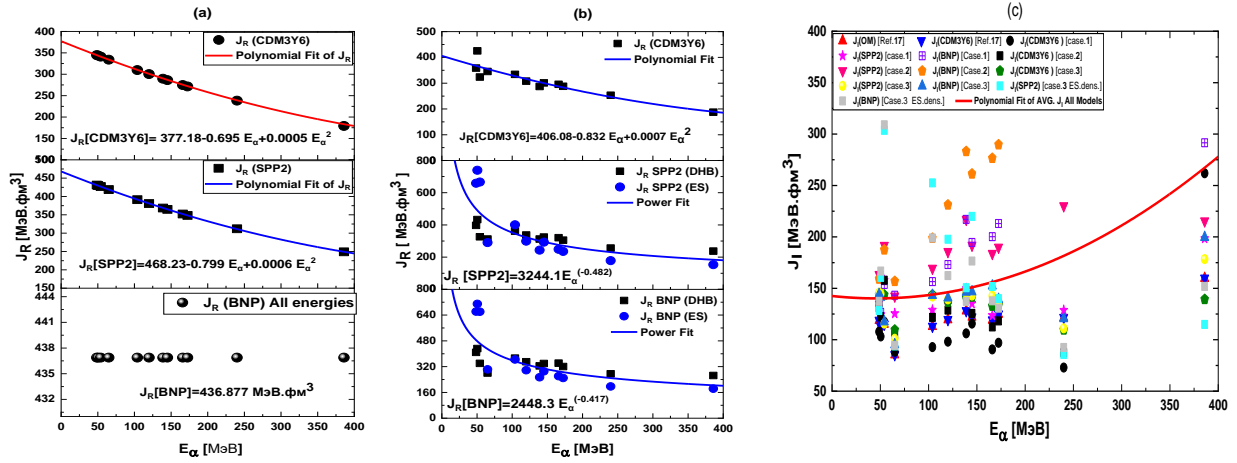
В рамках оптической модели проанализированы угловые распределения упругого рассеяния  $\alpha+^{12}\text{C}$  в диапазоне энергий от 48.7 МэВ до 386 МэВ. Потенциал оптической модели двойного фолдинга используется с тремя различными эффективными нуклон-нуклонными (NN) взаимодействиями CDM3Y6, SPP2 и BNP. полумикроскопический (SM) ОП состоит из действительного фолдинга потенциала плюс феноменологического мнимого потенциала WS. В потенциале SM параметры формы мнимого потенциала WS остаются фиксированными, а подгонка к данным осуществляется путем оптимизации только глубины мнимого потенциала. Для полностью микроскопический (FM) ОП как действительная, так и мнимая части рассматриваются как фолдинг потенциалы с соответствующими коэффициентами перенормировки  $N_R$  и  $N_I$ . В FM-потенциале подгонка к данным осуществляется оптимизирующим  $N_I$  или одновременно  $N_R$  и  $N_I$ . Две разные модели плотности используются для  $^{12}\text{C}$ , двухпараметрической плотности Ферми и плотности типа DHB (рис.1). Три полученных потенциала на основе CDM3Y6, SPP2 и BNP взаимодействий, относительно успешно воспроизводят рассматриваемые данные. Перенормированный эффективный нуклон-нуклонный потенциал CDM3Y6 является наиболее удачным потенциалом из всех рассматриваемых энергий. Более того, указанные три перенормированных потенциала достаточно хорошо воспроизводят данные при энергиях  $E \geq 104$  МэВ, и было также заметно, что комплексные фолдинг потенциалы подходят для системы  $\alpha+^{12}\text{C}$ . Значения  $J_R$  для всех ненормированных действительных потенциалов имеют четкую энергетическую зависимость (рис.2а), в то время как перенормированные действительные потенциалы имеют четкую энергетическую зависимость для



энергий выше 100 МэВ и разбросаны вокруг подгоночного соотношения второго порядка ниже данной энергии (рис.2b). Средние значения  $J_I$  для всех действительных потенциалов имеют возрастающую энергетическую зависимость (рис.2с). Поведение среднего значения сечения  $\sigma_R$ , полученного по всем моделям, согласуется с предыдущим исследованием автора [17] (рис.1d). При изучении этой системы было обнаружено, что эффективное взаимодействие SPP2 является очень полезным при анализе рассеяния и реакции тяжелых ионов. Комплексные потенциалы, основанные на рассчитанных потенциалах, успешно воспроизводят экспериментальные данные, особенно при более высоких энергиях. Модель зависимости потенциала от плотности в рассчитанных потенциалах оказывает незначительное влияние на рассчитанные дифференциальные сечения упругого рассеяния.



**Рис.1:** Энергетические зависимости действительной глубины потенциала  $V_0$  [a], мнимой глубины потенциала  $W_0$  [b], коэффициент перенормировки действительного потенциала  $N_R$  [c], и сечения реакции  $\sigma_R$  [d] для рассчитанного потенциала в сравнении с тем, что извлечено из работы [17] для системы  $\alpha+^{12}\text{C}$ ; Теоретические плотности DHB и экспериментальные плотности ES для  $\alpha$ -частиц и ядер  $^{12}\text{C}$  в линейном масштабе [e] и в полулогарифмическом масштабе [f].

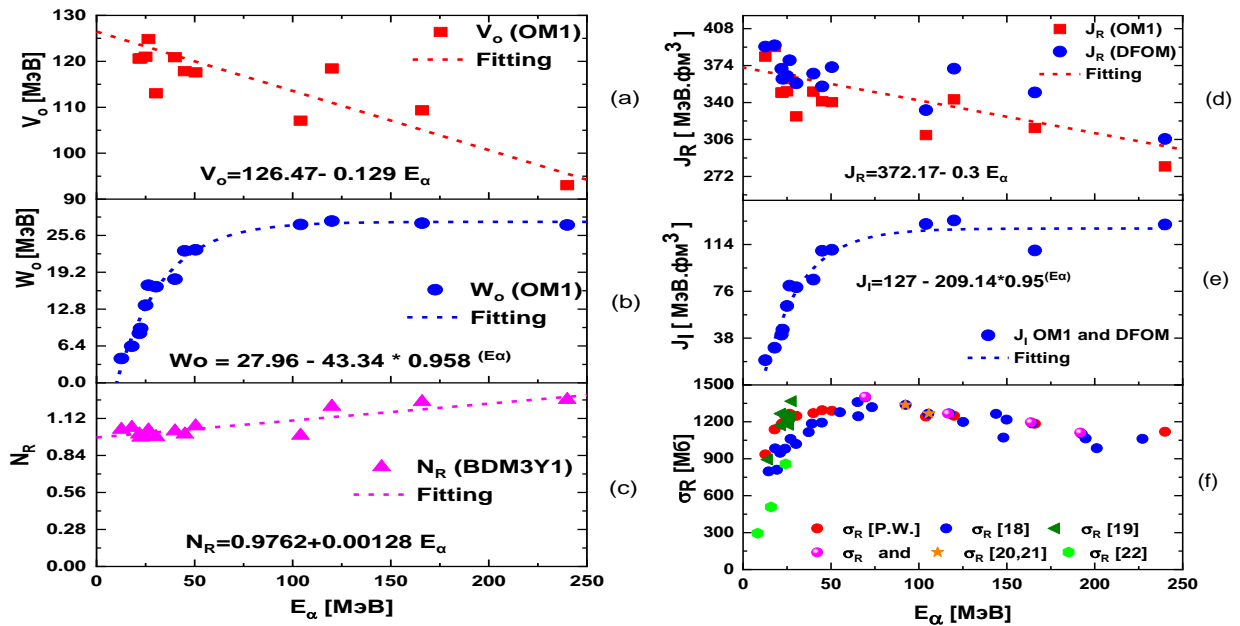


**Рис. 2:** Энергетическая зависимость объемного интеграла действительного потенциала  $J_R$  для ненормированных фолдинг потенциалов [a] и для перенормированных фолдинг потенциалов [b], которые были получены из модели DF с эффективным NN-взаимодействием CDM3Y6, SPP2 и BNP; также энергетическая зависимость объемного интеграла мнимого потенциала  $J_I$  [c] для DF потенциалов на основе указанных взаимодействий по сравнению с потенциалом, извлеченным из ссылки [17].

## В. Упругое рассеяние $\alpha + {}^{28}\text{Si}$

Были проанализированы 14 наборов экспериментальных данных  $\alpha$ -частиц, упруго рассеянных ядром-мишенью  ${}^{28}\text{Si}$ , с использованием как оптической модель (ОМ), так и модель двойного фолдинга (DF). Действительная часть оптического потенциала была получена в рамках DF на основе BDM3Y1-Paris эффективного NN-взаимодействия. Были получены физически обоснованные параметры потенциала взаимодействия путем подгонки экспериментальных данных в широком диапазоне энергий снаряда  $\alpha$ -частиц. Определена энергетическая зависимость глубин действительной (рис.3а) и мнимой (рис.3б) частей ядерного потенциала. Коэффициент перенормировки для действительной части ядерного потенциала (рис.3с) и полного сечения реакции демонстрирует корреляцию с энергиями снаряда (рис.3ф). Сравнивая энергетические зависимости коэффициента перенормировки для системы  $\alpha + {}^{28}\text{Si}$  с таковыми для системы  $\alpha + {}^{12}\text{C}$ , было

обнаружено, что обе системы имеют одинаковое поведение с энергией падающей  $\alpha$ -частицы. Наконец, уточнение функции энергетической зависимости оптического потенциала позволяет заранее определять параметры оптического потенциала реакций, которые не были измерены экспериментально.

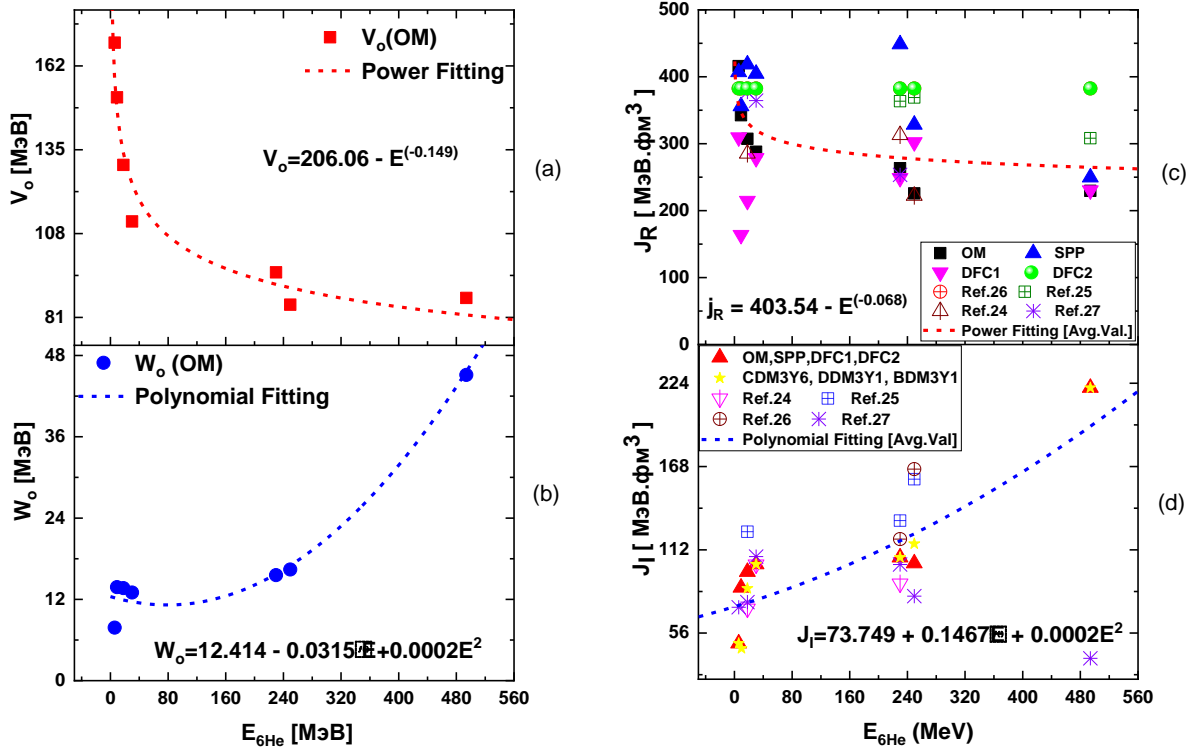


**Рис. 3:** Энергетические зависимости действительной глубины потенциала  $V_o$  [a] и мнимой глубины потенциала  $W_o$  [b], коэффициента перенормировки  $N_R$  [c], объемных интегралов действительных  $J_R$  [d] и мнимых  $J_I$  [e] потенциальных частей, а [f] показывает результаты сравнения между теоретически рассчитанными сечениями реакции и экспериментально измеренными из литературы для системы  $\alpha + {}^{28}\text{Si}$ .

### С. Упругое рассеяние ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$

Были проанализированы экспериментальные угловые распределения для ядерной системы  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  при энергиях 5.9, 9.9, 18, 30, 229.8, 249.6 и 493,8 МэВ с использованием потенциала ОМ, в котором действительная и мнимая части имеют форму Вудса-Саксона, а также с использованием потенциала двойного фолдинга DF, основанного на различных эффективных NN -

взаимодействия, таких как CDM3Y6 Paris, DDM3Y1 Reid, BDM3Y1 (Paris и Reid). Однако, среди этих моделей взаимодействия, указанный потенциал, создаваемый моделью взаимодействия BDM3Y1 Reid, является меньшим по сравнению с остальными, что отражает необходимость использования более высокого коэффициента перенормировки, с другой стороны, потенциал, создаваемый моделью взаимодействия DDM3Y1 Reid, является самым глубоким, что отражает необходимость использования более низкого коэффициента перенормировки, за исключением последних трех более высоких энергий, где потенциалы, созданные на основе CDM3Y6 Paris, были самыми глубокими. Было обнаружено, что вычисленные объемные интегралы мнимого потенциала для упругого рассеяния  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  увеличиваются с увеличением энергии  ${}^6\text{He}$  (рис.4с). Полное сечение реакции  $\sigma_R$  ведет себя по-разному в изученном диапазоне энергий, где оно увеличивается с увеличением энергии до 30 МэВ снаряда  ${}^6\text{He}$  и начинает уменьшаться с энергии  $E=30$  МэВ до последней более высокой энергии 493.8 МэВ. Обнаружено, что все извлеченные перенормированные потенциалы фолдинга, основанные на различных моделях взаимодействия, правильно предсказали величину дифференциального сечения, а также места минимумов и максимумов при энергиях  $E = 18, 30, 229.8$  и  $249.6$  МэВ и успешно описали поведение преломления, которое наблюдалось при  $E = 229.8$  МэВ. Хорошее соответствие между экспериментальными данными и теоретическими расчетами во всем угловом диапазоне при всех энергиях, за исключением малых передних углов между  $(1.12^\circ - 4.12^\circ)$  при  $E= 493.8$  МэВ.



**Рис. 4:** Энергетические зависимости действительной  $V_o$  [a] и мнимой  $W_o$  [b] потенциальных глубин. В то время как энергетические зависимости объемного интеграла действительного  $J_R$  [c] и мнимого  $J_I$  [d] потенциалов и их сравнение с опубликованными в литературе [24, 25-27] для системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ .

#### D. Сравнительное исследование систем упругого рассеяния ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha){}^{12}\text{C}$ и ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{12}\text{C}$

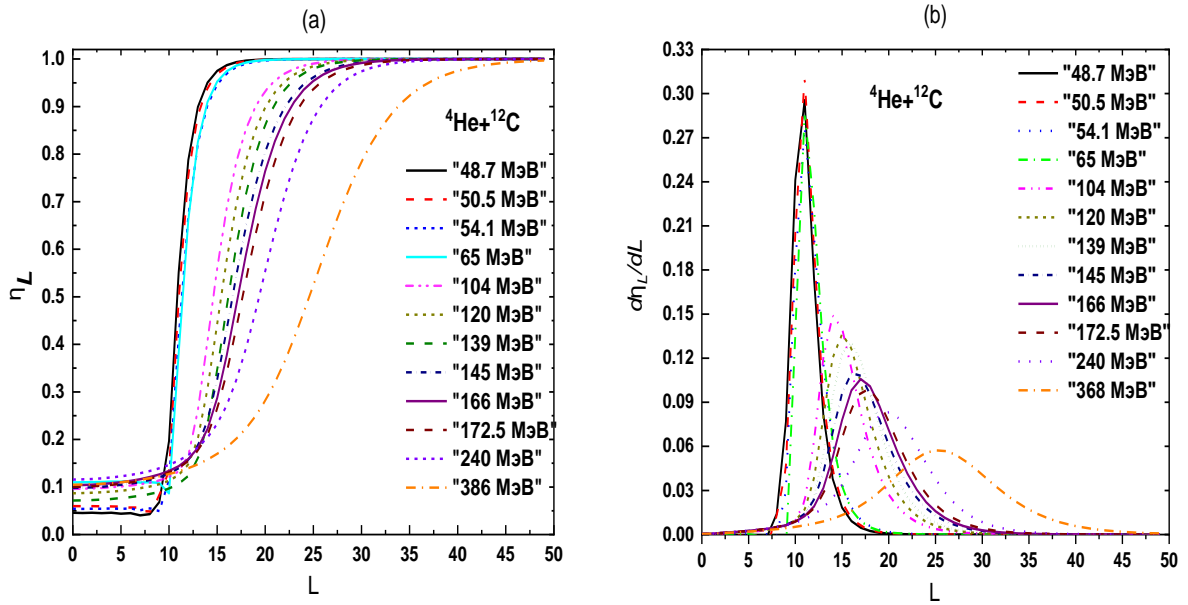
Было проведено сравнительное исследование систем упругого рассеяния  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha){}^{12}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{12}\text{C}$ , направленное на поиск признаков и эффектов структуры двухнейтронного гало  ${}^6\text{He}$ . Для этого были проанализированы угловые распределения для двенадцати наборов данных  $\alpha$ -частиц, упруго рассеянных на ядре-мишени  ${}^{12}\text{C}$ , и семи наборов данных для упругого рассеяния  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  с использованием как феноменологического OM-WS, так и полумикроскопического DF. В DF действительная часть оптического потенциала получена на основе CDM3Y6 эффективного NN-взаимодействия, которое является зависимой от плотности версией M3Y-Paris.

Обе модели дают разумное соответствие экспериментальным данным. Сравнение данных упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц показывает, что (реальные) коэффициенты отражения  $\eta_L$  с соответствующими угловыми моментами  $L$  для  ${}^6\text{He}$  соответствуют более широкому диапазону  $\eta_L$ , чем полученный для  $\alpha$ -частиц (рис.5b и 6b). Это явно ожидается для гало нейтронно-избыточного ядра  ${}^6\text{He}$  и согласуется с расчетами сечений реакции, которые показали, что для  ${}^6\text{He}$  они больше, чем для  $\alpha$ -частиц. Из приведённого сечения реакции в зависимости от энергии снаряда центра масс и из-за очень малой энергии развала  ${}^6\text{He}$ , обнаружено, что приведенное сечение реакции  ${}^6\text{He}$  больше, чем для сильно связанных  $\alpha$ -частиц, индуцированных реакцией (рис.7). Это также отражает гало-природу  ${}^6\text{He}$ . В частности, было заметно, что ширина гауссовского наклона  $d\eta_L/dL$  для  ${}^6\text{He}$  оказывается существенно больше, чем для  $\alpha$ -частиц. Коэффициент перенормировки действительной части оптического потенциала обнаруживает сильную корреляцию с энергиями снаряда. Сечение реакции получается из суммы угловых моментов  $L$  и выражается в следующем уравнении [28]:

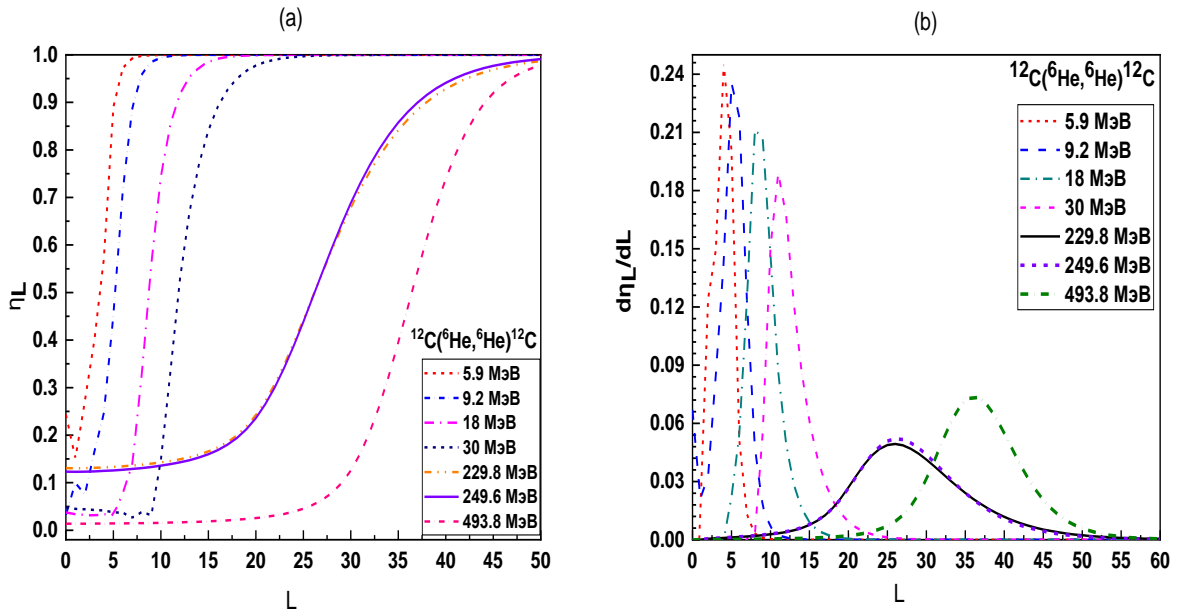
$$\sigma_{reac}(E) = \sum_L \sigma_L = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_L (2L + 1) [1 - \eta_L^2(E)], \quad (1)$$

$$\frac{d\eta_L}{dL} = \frac{\eta_{L+1} - \eta_{L-1}}{(L+1) - (L-1)} = \frac{\eta_{L+1} - \eta_{L-1}}{2}, \quad (2)$$

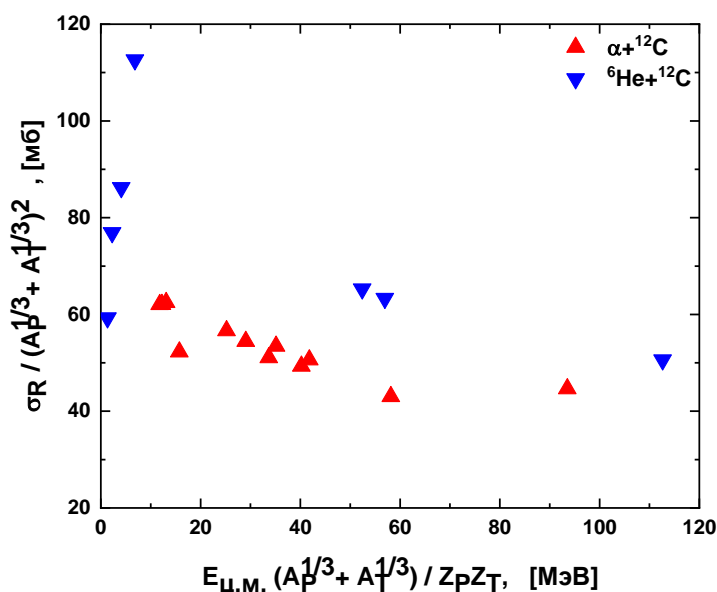
$$\frac{d\eta_L}{dL} \approx a \times \exp \left[ -\frac{(L-L_0)^2}{(\Delta L)^2} \right], \quad (3)$$



**Рис. 5:** Коэффициенты отражения  $\eta_L$  [a] и ее производная  $d\eta_L/dL$  [b] в зависимости от углового момента  $L$  для упругого рассеяния  ${}^{12}\text{C}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^{12}\text{C}$  при  $E_{4\text{He}} = (48.7, 50.5, 54.1, 65, 104, 120, 139, 145, 166, 172.5, 240$  и  $386)$  МэВ.



**Рис. 6:** Коэффициенты отражения  $\eta_L$  [a] и ее производная  $d\eta_L/dL$  [b] в зависимости от углового момента  $L$  для упругого рассеяния  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{12}\text{C}$  при  $E_{6\text{He}} = (5.9, 9.2, 18, 30, 229.8, 249.6, \text{ и } 493.8)$  МэВ.



**Рис. 7:** Уменьшенное сечение в зависимости от уменьшенной энергии центра масс для упругого рассеяния  $\alpha + {}^{12}\text{C}$  и  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$ .

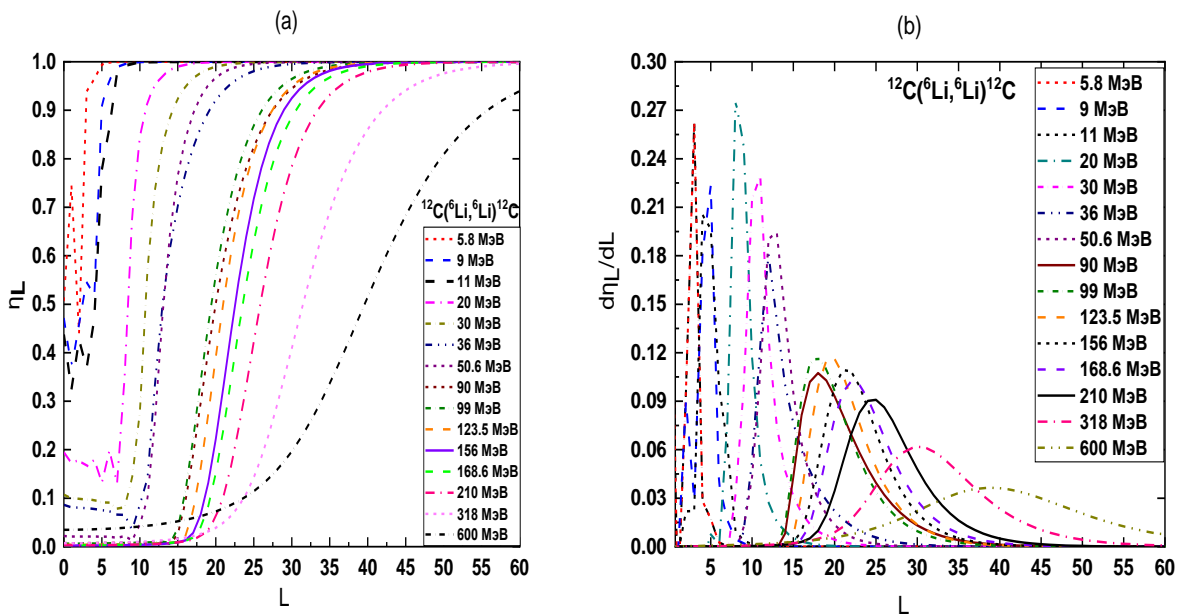
### Е. Сравнительное исследование систем упругого рассеяния ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{12}\text{C}$ и ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$

Для систем упругого рассеяния  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  и  ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$  был проведен детальный анализ экспериментальных данных углового распределения в широком диапазоне энергий от 5.8 до 600 МэВ в рамках оптической модели с использованием трех подходов. Первый - это стандартный оптический потенциал (ОП) Вудса-Саксона с фиксированными радиусами ( $r_v$  и  $r_w$ ) для действительной и мнимой частей ОП, из которого были извлечены новые систематические параметры глобального потенциала для обеих ядерных систем. действительная потенциальная глубина  $V_0$  уменьшается с увеличением энергии обоих снарядов  ${}^6\text{He}$  (рис.4а) и  ${}^6\text{Li}$ , в то время как мнимая потенциальная глубина  $W_0$  увеличивается с увеличением их энергии (рис.4б). Второй - это подход двойного фолдинга, основанного на эффективном NN-взаимодействии потенциала Сан-Паулу (SPP). Извлеченные средние

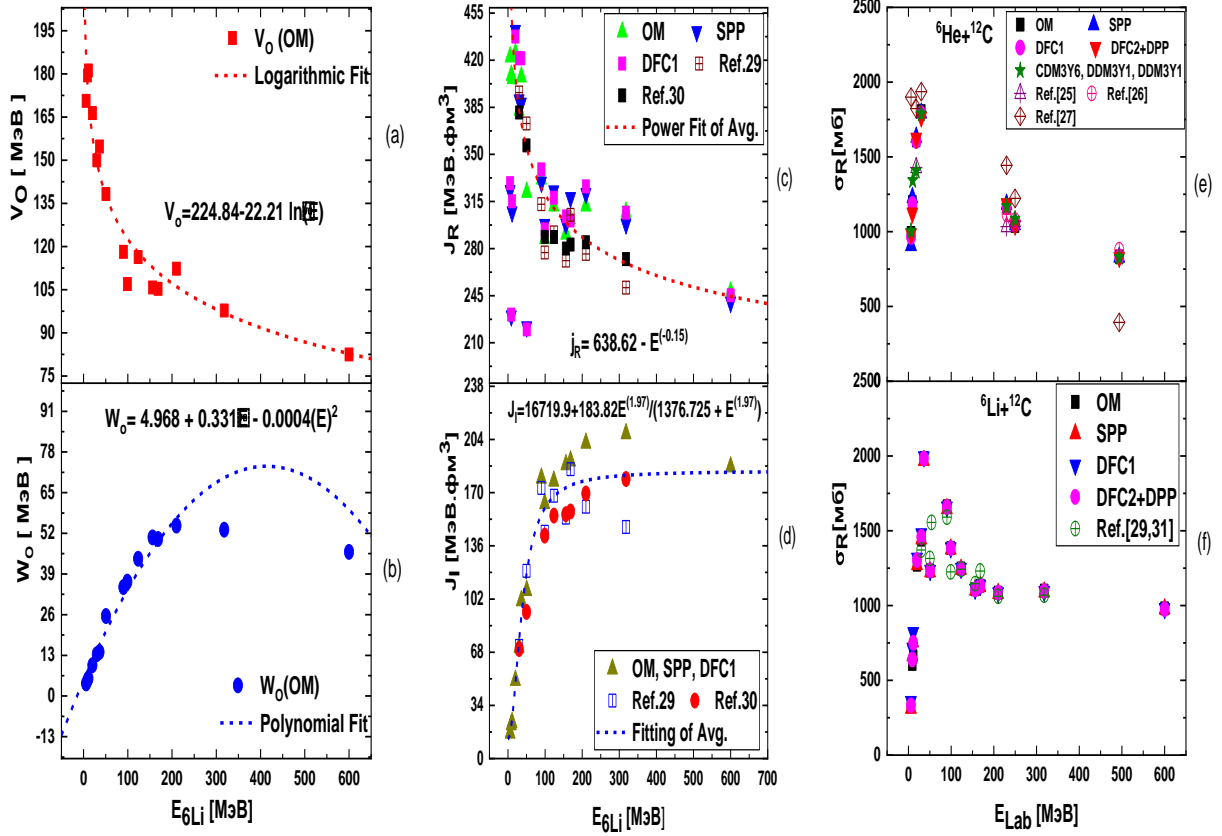


коэффициенты перенормировки из действительного потенциала SPP для системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  составляют  $1.079\pm 0.18$ , а для системы  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  –  $0.909\pm 0.19$ , что почти равно единице. Это означает, что SPP - это реальный потенциал, который может достоверно воспроизвести данные. Третий - действительная часть ОП построена на основе модели кластерного фолдинга (перенормированный DFC1 и ненормированный DFC2, т.е.  $N_R = 1$ ), рассматривающий  ${}^6\text{Li}$  как  $(\alpha + d)$  и  ${}^6\text{He}$  как  $(t + t)$  кластеры. Действительная часть потенциала OM, полученная из (SPP) и (DFC1), дополняется тем же самым мнимым потенциалом WS. Извлеченные средние коэффициенты перенормировки из реального потенциала DFC1 для системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  составляют  $0.72\pm 0.2$ , а для системы  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  –  $0.838\pm 0.17$ . Это означает, что реальный потенциал DFC1 должен быть уменьшен на 28% и 16.2% для  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  соответственно для согласования с реальными данными. Это уменьшение обусловлено эффектами разрушения этих слабо связанных снарядов на других каналах реакции, и для решения этой проблемы был добавлен динамический потенциал поляризации (DPP) к ненормированному DFC2. Вклад реального DPP в общий реальный оптический потенциал составляет порядка 16.2% для системы  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  и 28% для системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ . Таким образом, добавление DPP к действительной ОП для систем, включающих слабосвязанные и экзотические ядра, обеспечивает реалистичную оценку компенсации уменьшения силы действительного потенциала для хорошего воспроизведения данных. Наконец, DPP является практическим инструментом для описания и понимания упругого рассеяния этих слабосвязанных ядер. Сравнивая различные подходы к приведенным сечениям исследуемых систем, включающих снаряды  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ , было обнаружено, что полученное сечение демонстрирует возрастающую картину от стабильного слабосвязанного  ${}^6\text{Li}$  к экзотическим снарядам  ${}^6\text{He}$  с двухнейтронным гало, как показано на рис. 10 (а,

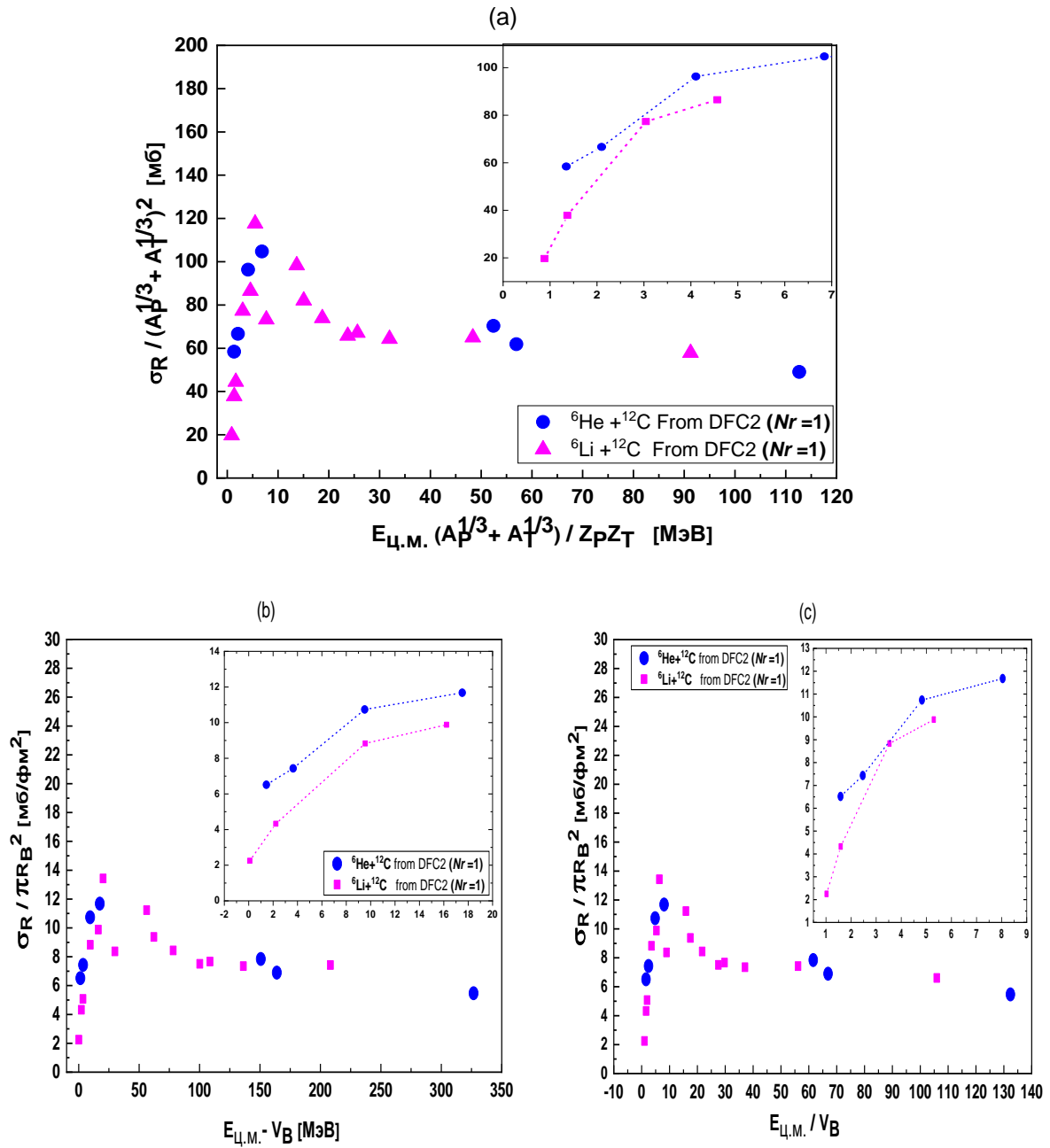
b, и с). Сравнивая производные коэффициента отражения двух снарядов, было заметно, что для  ${}^6\text{He}$  соответствует более широкий диапазон  $\eta_L$ , чем полученный для  ${}^6\text{Li}$ , особенно при одинаковых энергиях (или почти равных) от обеих систем (рис. 6b и 8b). Это явно ожидается для свойств гало нейтронно-избыточного ядра  ${}^6\text{He}$ , и это согласуется с расчетами сечений реакции, которые показали, что для  ${}^6\text{He}$  они больше, чем для  ${}^6\text{Li}$  (рис. 9e и 9f). Извлеченные объемные интегралы действительной и мнимой частей потенциала и значения сечений реакции от всех различных ядерных потенциалов, используемых в исследовании, имеют одинаковое энергетическое поведение в обеих исследованных системах и по сравнению с ранее опубликованными, и они хорошо согласуются друг с другом. Для систем  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  и  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  энергетическая зависимость оптического потенциала хорошо согласуется с дисперсионным соотношением.



**Рис. 8:** Коэффициенты отражения  $\eta_L$  [a] и ее производная  $d\eta_L/dL$  [b] в зависимости от углового момента  $L$  для упругого рассеяния  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{12}\text{C}$  при  $E_{6\text{Li}} = (5.8, 9, 11, 20, 30, 36, 50.6, 90, 99, 123.5, 156, 168.6, 210, 318 \text{ and } 600)$  МэВ.



**Рис. 9:** Энергетические зависимости действительной  $V_0$  [a] и мнимой  $W_0$  [b] глубин потенциальных, объемного интеграла действительного  $J_R$  [c] и мнимого  $J_I$  [d] потенциалов и их сравнение с опубликованными в литературе [29,30] для системы  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ ; также Энергетическая зависимость сечений реакции, извлеченных из OM, SPP, DFC1 и (DFC2+DPP) расчетов, по сравнению с данными, полученными из ссылок. [29,25-27, 31] для ядерной системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  [e] и  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  [f].

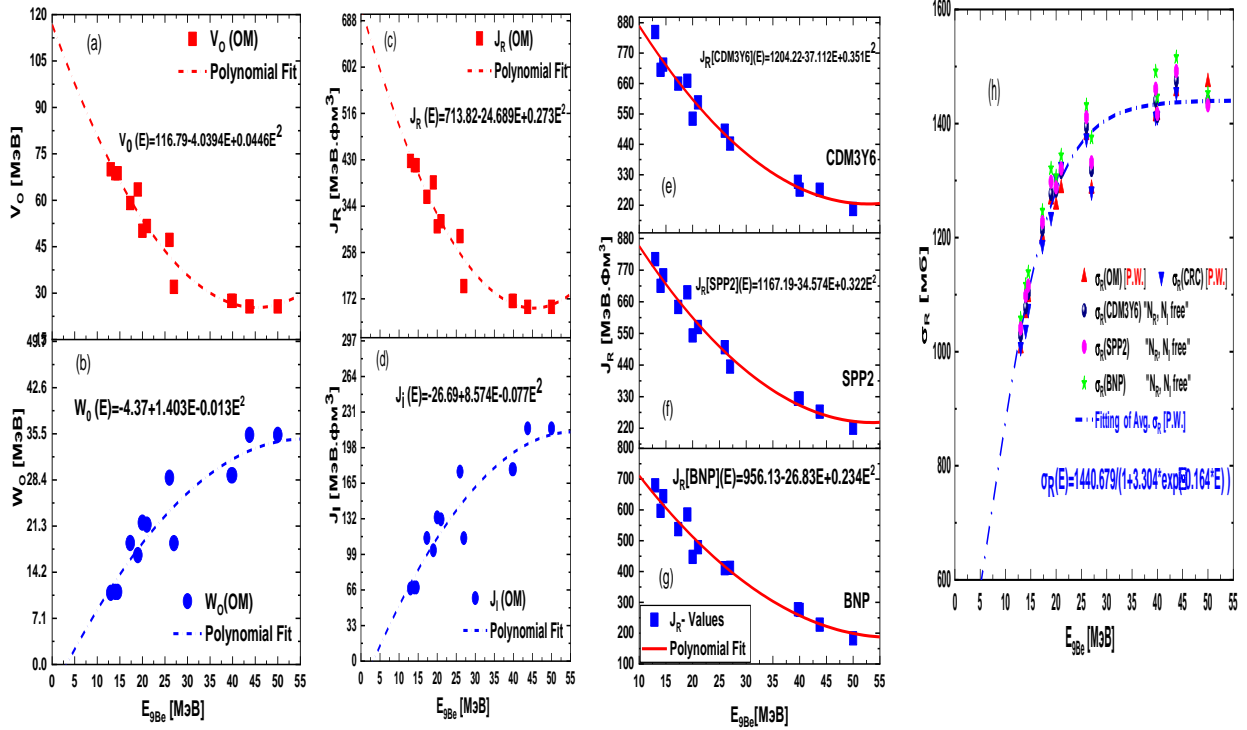


**Рис. 10:** «Приведенные» сечения реакции по разным рецептам [а, b, и с] для систем, состоящих из слабосвязанных снарядов, включающих ядра (стабильного  ${}^6\text{Li}$  и нестабильного  ${}^6\text{He}$ ) на одной и той же мишени  ${}^{12}\text{C}$ .

## Ф. Упругое рассеяние ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$

Было изучено упругое рассеяние  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  в диапазоне энергий 13-50 МэВ. В этом исследовании были использованы как методы оптической модели ОМ, так и связанных каналов реакций CRC. В ОМ используются как обычные WS, так и комплексные DF-потенциалы. Для WS потенциала параметры радиусы ( $r_V, r_W$ ) и диффузности ( $a_V, a_W$ ) фиксированы как для действительного, так и для мнимого, с изменяющимися ( $V_0, W_0$ ) глубин частей ядерного потенциала. В комплексных потенциалах DF были масштабированы потенциалы с помощью комплексных коэффициентов. Действительная и мнимая части этих коэффициентов рассматриваются как свободные параметры. Потенциалы DF основаны на SPP2, а BNP -эффективные NN-взаимодействия с теоретической плотностью ядерной материи DHB. Потенциал DF на основе CDM3Y6 обеспечивает лучшее описание экспериментальных данных, чем SPP2 и BNP при энергиях от 13 МэВ до 21 МэВ. SPP2 лучше всего подходит для описания данных при более высоких энергиях от 26 МэВ до 50 МэВ. Следует отметить, что вычисленные действительные и мнимые интегралы по объему хорошо согласуются с кривой дисперсионного соотношения. Метод CRC используется для изучения влияния канала упругой передачи  ${}^3\text{He}$ -кластера между двумя сталкивающимися ядрами при задних углах рассеяния на упругое рассеяние. Этот способ включает механизм обмена во время одноступенчатого процесса передача  ${}^3\text{He}$  между ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ . Для расчетов CRC было обнаружено, что канал упругой передачи имеет важное значение для описания упругого рассеяния под задними углами. Кроме того, была извлечена информация о спектроскопической амплитуде для конфигурации  ${}^{12}\text{C}\rightarrow{}^9\text{Be}+{}^3\text{He}$ . Среднее значение извлеченной спектроскопической амплитуды SA для конфигурации  ${}^{12}\text{C}\rightarrow{}^9\text{Be}+{}^3\text{He}$  составляет  $1.136 \pm 0.172$ , что близко к предыдущим теоретическим значениям ( $SA = 1.224$ ), рассчитанным в рамках трансляционно-инвариантной модели оболочки (TISM) [23]. Была изучена энергетическая зависимость извлеченных сечений реакции от моделей ОМ, DF и CRC, рассчитанных в данном

диссертационном исследовании, и было произведено сравнение с соответствующими значениями, полученными из предыдущих расчетов (рис. 11h). Также было обнаружено, что OM имеет частичный успех в описании этих данных [ALAS]. Эта модель успешно воспроизводит данные в передних углах до  $\theta \approx 90^\circ$  и не может воспроизвести или ожидать увеличения в дифференциальной сечения за пределами этого угла. Метод CRC со связью между входным и упругим каналами передачи может воспроизводить или прогнозировать увеличение дифференциальных сечений при задних углах. Таким образом, канал упругой передачи для относительно легкой системы со сравнимыми массами является существенным и важным при описании рассеяния на задних углах [32].



**Рис. 11:** Энергетические зависимости действительных потенциальных глубин  $V_0$  [a] и мнимых потенциальных глубин  $W_0$  [b], объемных интегралов действительного потенциала  $J_R$  [c], мнимого потенциала  $J_I$  [d], объемных интегралов  $J_R$  перенормированных действительных потенциалов DF, рассчитанных с использованием: CDM3Y6 [e], SPP2 [f], BNP [g] эффективных  $NN$ -взаимодействий, и сечений реакции [h], извлеченная из расчетов OM, CRC и DF-(CDM3Y6, SPP2 и BNP) для упругого рассеяния  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать в следующих положениях:

1. Получена новая информация о параметрах оптических потенциалов и сечения реакции  $\sigma_R$  из анализа экспериментальных данных углового распределения упругого рассеяния следующих ядерных систем:  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^{28}\text{Si}$ ,  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ , и  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  в широком диапазоне энергий снаряда от 5.8 МэВ до 600 МэВ, используя различные подходы к оптическому потенциалу [WS, DF, DFC, и CRC], Получено хорошее согласие с экспериментальными данными.
2. Получены новые энергетические зависимости действительной и мнимой глубин ядерного потенциала, объемные интегралы для действительной и мнимой частей ядерного потенциала и сечения реакции для всех изученных систем в широком диапазоне энергий снаряда от нескольких МэВ до нескольких сотен МэВ. Это даст возможность прогнозировать результаты новых экспериментов в будущих исследованиях.
3. Созданы потенциалы двойного фолдинга с использованием эффективных нуклон-нуклонных взаимодействиях (SPP и SPP2), зависящих от относительной скорости между взаимодействующими ядрами, и использованы эти потенциалы для анализа экспериментальных данных у ядерных систем упругого рассеяния  $\alpha+{}^{12}\text{C}$ , и  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ .
4. Создан потенциал кластерного фолдинга, основанный на представлении ядра  ${}^6\text{He}$ , состоящего из двух кластеров тритонов вместо обычно используемой структуры  $(\alpha+2n)$ , достаточно хорошо описывает экспериментальные данные по упругому рассеянию  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ .

5. Обнаруженные различия в параметрах оптических потенциалов и парциальных коэффициентов отражения в реакциях упругого рассеяния  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ , и  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ , в частности, большая ширина кривой производных коэффициентов отражения для рассеяния  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ , указывают на наличие нейтронного гало у ядра  ${}^6\text{He}$ .
6. Обнаружено, что сечение реакции для  ${}^6\text{He}$  больше, чем для ядер  ${}^6\text{Li}$  и для  $\alpha$ -частиц, что также подтверждает большой размер ядра  ${}^6\text{He}$  и наличие в нем нейтронной гало-структуры из проведенного сравнительного исследования упругого рассеяния  ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ , и  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  методами приведенных сечений реакций в зависимости от приведенной энергии ядер-снарядов (в системе центра масс). Эти результаты согласуются с тем, что чем меньше пороговая энергия развала ядра, тем больше сечение реакции.
7. Были воспроизведены экспериментальные данные по аномальному рассеянию на большие углы (в системе центра масс) в системе упругого рассеяния  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  при учете передачи кластера  ${}^3\text{He}$  в ходе столкновения ядер в рамках метода связанных каналов реакции (CRC). Извлечено значение спектроскопической амплитуды для кластерной конфигурации  ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9\text{Be}+{}^3\text{He}$ .
8. В результате исследования продемонстрирована применимость модели оптического потенциала для описания основных характеристик ядро-ядерных взаимодействий, конкретно, упругого рассеяния ядер. Показано, что рассчитанные параметры оптического потенциала обеспечивают согласие с имеющимися экспериментальными данными, а также с дисперсионным соотношением, которое связывает действительную и мнимую части ядерного потенциала.



## СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ:

Основные результаты диссертации, были опубликованы в 5 международных журналах, входящих в базы данных Web of Science и Scopus, перечисленных ниже:

- 1- Ahmed Hammad Amer, Zakaria M. M. Mahmoud, Yu. E. Penionzhkevich, Optical model and coupled reaction channels analyses of the  ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  elastic scattering // *Nuclear Physics A* 1028 ,122525 (2022).
- 2- Ahmed Hammad Amer, Zakaria M. M. Mahmoud, Yu. E. Penionzhkevich, Double folding analysis of  $\alpha+{}^{12}\text{C}$  elastic scattering using different effective interactions// *Nuclear Physics A* 1020,122398 (2022).
- 3- Ahmed Hammad Amer and Yu. E. Penionzhkevich, Elastic scattering analysis of isobar nuclei  $A=6$  projectiles on  ${}^{12}\text{C}$  using different models of optical potential// *Nuclear Physics A* 1015, 122300 (2021).
- 4- Ahmed Hammad Amer, Yu. E. Penionzhkevich, Awad A. Ibraheem, Sh. Hamada, Comparison between the elastic scattering of  ${}^{12}\text{C}$  ( $\alpha, \alpha$ ) ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{12}\text{C}$  using different nuclear potential// *International Journal of Modern Physics E* 29, 2050086 (2020).
- 5- Ahmed Hammad Amer, Yu. E. Penionzhkevich, A. Amar, Optical and double folding model analysis of  ${}^{28}\text{Si}$  ( $\alpha, \alpha$ ) ${}^{28}\text{Si}$  elastic scattering from 12.7 to 240 MeV// *Physics elementary particles and nuclei Letters* 18, 6, (2021), P.640-647; Письма в ЭЧАЯ. 2021.Т18. №6 (238). С 533.
- 6- Ahmed Hammad Amer, Zakaria M. M. Mahmoud, Yu. E. Penionzhkevich, Comparison between different interaction models of double folding potential for  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  Elastic Scattering up to 500 MeV // *Physics of particles and nuclei* 53, 2 (2022), P.102-110.
- 7- Ahmed Hammad Amer, Yu. E. Penionzhkevich, G. Yergaliuly, Analysis of the  ${}^{28}\text{Si}$  ( $\alpha, \alpha$ ) ${}^{28}\text{Si}$  elastic scattering at energies from 12.7 to 50.5 MeV// *Journal of Physics: Conference Series* 1690, 012027(2020).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Alvarez M. A. G. et. al. Systematic calculations of reactions with exotic and stable nuclei to establish a unified theoretical approach// Phys. Rev. C. 2021. Vol.103, P.054614.
2. Satchler G. R., Love W. G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering// Phys. Rep.1979. Vol.55, P.183-254.
3. Hong-Fei Dong., Yin-Qun MA., Zhong-Yu MA. Elastic scattering of  ${}^6\text{He}$  from  ${}^{12}\text{C}$  at 38.3 MeV/nucleon//Chin. Phys. C. 2009. Vol.33, P.532.
4. Kelley J., Purcell J., Sheu C. Energy levels of light nuclei  $A = 12$ //Nucl. Phys. A. 2017. Vol.968, P.71-253.
5. Woods R. D., Saxon D. S. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering// Phys. Rev. 1954. Vol. 95, P. 577-578.
6. Bertsch G. et. al. Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials// Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 284, P. 399-419.
7. Anantaraman N. et. al. An effective interaction for inelastic scattering derived from the Paris potential// Nucl. Phys. A. 1983. Vol. 398, P. 269-278.
8. Chamon L. C. et. al. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction// Phys. Rev. C. 2002. Vol. 66, P. 014610.
9. Chamon L.C. et. al. São Paulo potential version 2 (SPP2) and Brazilian nuclear potential (BNP)// Comp. Phys. Com. 2021. Vol. 267, P. 108061.
10. Carlson B.V. D. Hirata, Dirac-Hartree-Bogoliubov approximation for finite nuclei// Phys. Rev. C. 2000. Vol. 62, P. 054310.
11. Lapoux V. et. al. Coupling effects in the elastic scattering of the exotic nucleus  ${}^6\text{He}$  on protons// Phys. Lett. B. 2001. Vol. 517, P. 18-24.
12. Keeley N. et. al. Elastic scattering and reactions of light exotic beams// Progress in Particle and Nuclear Physics. 2009. Vol. 63, P. 396-447.

13. Thompson I. J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics// Comput. Phys. Rep. 1988. Vol.7, P.167-212.
14. Khoa D.T. et. al. Nuclear rainbow scattering and nucleus–nucleus potential// J. Phys. G, Nucl. Part. Phys. 2007. Vol. 34, P. R111.
15. Karpov A.V. et. al. NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A.2017. Vol.859, P.112-124. (<http://nrv.jinr.ru/nrv/>).
16. Zerkin V.V., Pritychenko B. The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system// Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A.2018. Vol.888, P.31-43.
17. Amer Ahmed Hammad. et. al. Comparison between the elastic scattering of  $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha)^{12}\text{C}$  and  $^{12}\text{C}(^6\text{He}, ^6\text{He})^{12}\text{C}$  using different nuclear potentials// Int. J. Mod. Phys. E. 2020. Vol. 29, P. 2050086.
18. Penionzhkevich Yu. et. al. energy dependence of total cross sections for reactions with  $^4,^6\text{He}$ ,  $^6,^7,^9\text{Li}$  nuclei// Exotic Nuclei. 2017. P. 78-86.
19. Manngård P. et. al. Molecular potential and elastic scattering of alpha particles by  $^{28}\text{Si}$  from 14 to 28 MeV// Nucl. Phys. A.1989. Vol. 504, P. 130-142.
20. Kuznetsov I. V. et. al. Total cross sections for  $^4,^6\text{He} + ^{28}\text{Si}$  reactions measured at 10–28 MeV/A// Phys. At. Nucl. 2002. Vol. 65, P. 1569-1574.
21. Kuznetsov I. V. et. al. Bulletin of Rus. Academ. Science. Physics.1999. Vol. 63, P. 992-995.
22. Baktybaev M. K. et. al. Total reaction cross section from the interaction of  $^4\text{He}$  ions with  $^{28}\text{Si}$  at 10–30 MeV// Phys. At. Nucl. 2003. Vol. 66, P. 1615-1617.
23. Rudchik A.A. Mechanism of the  $^{12}\text{C} (^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$  reaction and  $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$  optical-model potential// Eur. Phys. J. A. 2005. Vol. 23, P. 445-452.

24. Li-Yuan Hu et. al. The cluster folding model analysis for the elastic scattering of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^6\text{He}$  on  ${}^{12}\text{C}$ // Eur. Phys. J. A. 2018. Vol. 54, P. 230.
25. Lukyanov V. K. et. al.  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  elastic scattering using a microscopic optical potential// Phys. Rev. C. 2010. Vol. 82, P. 024604.
26. Ibraheem A. A. Folding model calculations for  ${}^6\text{He} + {}^{12}\text{C}$  elastic scattering// Chin. Phys. C. 2016. Vol. 40, P. 034102.
27. Penionzhkevich Yu. E. et. al. Peculiarities in total cross sections of reactions with weakly bound nuclei  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ // Phys. At. Nucl. 2017. Vol. 80, P. 928-941.
28. Mohr P. et. al. Successful prediction of total  $\alpha$  -induced reaction cross sections at astrophysically relevant sub-coulomb energies using a novel approach// Phys. Rev. Lett. 2020. Vol. 124, P. 252701.
29. Carstoiu F. et. al. Refractive effects in the scattering of loosely bound nuclei// Phys. Rev. C. 2004. Vol. 70, P. 054610.
30. Michel F., Ohkubo S. Airy minima in the scattering of weakly bound light heavy ions// Phys. Rev. C. 2005. Vol. 72, P. 054601
31. Fukuda M. et. al. Density distribution of  ${}^8\text{B}$  studied via reaction cross sections// Nucl. Phys. A. 1999. Vol. 656, P. 209-228.
32. Amer Ahmed Hammad. et. al. Optical Model and Coupled Reaction Channels Analyses of the  ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  Elastic Scattering // Nuclear Physics A .2022. Vol.1028, P. 122525.