На правах рукописи

Голованова Нина Федотовна

МЕТОД РАЗЛОЖЕНИЯ В ЭЙКОНАЛЬНЫЙ РЯД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ Т-МАТРИЦЫ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ И ФЕНОМЕН ЯДЕРНЫХ КЛАСТЕРОВ

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

МОСКВА – 2010

Работа выполнена на кафедре высшей математики Государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный текстильный университет имени А.Н.Косыгина»

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор Балашов В.В. (физфак МГУ),

доктор физико-математических наук, профессор Далькаров О.Д. (ФИ РАН),

доктор физико-математических наук, Ефремов А.В. (БЛТФ ОИЯИ)

Ведущая организация: ГНЦ «Институт теоретической и экспериментальной физики» (ИТЭФ), г.Москва

Защита диссертации состоится «_____» _______________2010г. на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д501.001.77 при Московском государственном университете имени М.В.Ломоносова по адресу: 119991, ГСП, Москва, Ленинские горы дом 1, строение 5 («19 корпус НИИЯФ МГУ») в 15 часов в аудитории 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова.

Автореферат разослан «_____» ______________ 2010г

Ученый секретарь совета по защите
докторских и кандидатских диссертаций Д501.001.77 при МГУ
доктор физико-математических наук
профессор

Страхова С.И.

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

АКТУАЛЬНОСТЬ РАБОТЫ

Последовательное современное теоретическое описание рассеяния ядерных частиц с реальной или виртуальной структурой основано на решении уравнения типа Липпмана-Швингера для Т-матрицы с комплексным потенциалом [1-7] [1-12].

При решении уравнения Липпмана-Швингера с действительным потенциалом традиционными методами, такими как: метод разложения по парциальным волнам (МПВ), приближение физического эйконала (ПФЭ) и другие в соответствии с вероятностным смыслом квантовой механики выполняется условие унитарности в виде оптической теоремы.

Однако в случае комплексного потенциала для Т-матрицы, полученной этими методами, оптическая теорема нарушается [7].

Метод математического эйконала (ММЭ) [1-12], представленный в диссертации, позволяет найти в аналитическом виде матрицу рассеяния на энергетической поверхности, удовлетворяющую оптической теореме, как для действительного, так и комплексного потенциалов. При этом свободная функция Грина в уравнении типа Липпмана–Швингера может отличаться от функции Грина, соответствующей уравнению Шредингера. Это дает возможность рассматривать рассеяние как нерелятивистских, так и релятивистских частиц.

Т-матричные элементы, полученные этим методом, описывают и упругое, и неупругое рассеяние при соответствующей кинематике.

ММЭ, в отличие от других методов, позволяет записать компактное выражение для Т-матрицы вне энергетической поверхности, что обеспечивает реальную возможность расчёта полных сечений.

В случае отсутствия информации о потенциале в методе математического эйконала можно применить процедуру параметризации профильной

---

[1] Jackson D.F. Nuclear sizes and the optical model. Rep. Prog. Phys. 1974, **37**, p.55.
[2] Logunov A.A. & Tavkhelidze, A.N., Quasioptical approach in quantum field theory. Nuovo Cim. 1963, №2, p.380.
[3] . Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M. and Skachkov N. B. Quasi-potential approach and the expansion in relativistic spherical functions. Nuovo Cim. V LVA, 1968, №2, p.233.
[4] Von Geramb H.V., Amos K. A., Labes H. & Sander M. Analysis of NN amplitudes up to 2.5 Gev: An optical model and geometric interpretation. Phys. Rev., 1998, 58 №4, p.1948.
[5] Carstoiu F., Lombard .R. J. Eikonal expansion for total cross sections of heavy ion reactions. Phys. Rev. C, 1993, v.48, №2, p.830.
[6] Aguiar C.E., Zardi F., and Vitturi A. Low – energy extension of the eikonal approximation to heavy – ion scattering. Phys. Rev. C, 1997, v.56, №3, p.1511.
[7] Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. М. Мир, 1967, 823с.

функции и, используя некоторые экспериментально полученные характеристики процессов в узкой области малых углов рассеяния, воспроизвести совокупность экспериментальных данных в широком диапазоне углов рассеяния. В других описаниях это достигается либо подгонкой, либо с помощью задания амплитуд феноменологическим способом со свободными параметрами [[8-10]].

В диссертации показано, что ММЭ, который не основан на допущении о малости углов рассеяния, позволяет обобщить микроскопическое описание упругих и неупругих процессов рассеяния на сложной системе в широкой области переданных импульсов а также представленную в данной диссертации последовательную динамическую теорию реакций квазиупругого выбивания кластеров из атомных ядер, в которой используется приближение Глаубера [[10]] и трансляционно–инвариантная модель оболочек (ТИМО) [13-38].

Ранее реакции выбивания кластеров из легких оболочечных ядер рассматривались в импульсном приближении (ИП) [[11]] или диаграммном подходе (ДП) [[12]], которые соответствуют физическому предположению [[13]], что в ядре существует готовый кластер в основном состоянии, а именно α - частица, дейтрон или тритон, который выбивается быстрой частицей.

В тоже время некоторые экспериментальные и теоретические исследования [[14]], [29] указывали на то, что в прямых ядерных реакциях могут проявляться так называемые возбужденные кластеры. Это подсистемы в ядрах, которые в результате взаимодействия с падающей частицей переходят в другие состояния. Так в работах [29] исследовались реакции поглощения остановившихся отрицательных π^- - мезонов, на ядрах р - оболочки, где в конечном состоянии выделялись каналы, соответствующие поглощению мезонов ассоциациями типа: $^4Li, {}^3Li, {}^5Li, {}^6Be, {}^8Li$.

[[8]] Fleming H., Giovannini A. and Predassi E. 1969 Multiple scattering hadrons structure and high energy phenomena, Ann. of Phys., 1969, v.54, №1, p.62.
[[9]] Бертини М., Жиффон М. 1995 Упругое рассеяние адронов при высоких энергиях, ФЭЧАЯ т.26, 1995, вып.1, с.32.
Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. ЭЧАЯ, 1976. т.7. с.21-54.
[[10]] Глаубер Р. Теория столкновений адронов высокой энергии с ядрами. УФН, 1971, т.103, с.641.
[[11]] Балашов В.В., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф., Юдин Н.П. ЖЭТФ., 1959, т.37, с.1385. Неудачин В.Г.,Смирнов Ю.Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1969. 414с.
[[12]] Шапиро И.С. Теория прямых ядерных реакций. М.:1963.
[[13]] Ажгирей А. С., Мещеряков М.Г. и др. ЖЭТФ, 1957, т.33, с.1185.
.Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, т. 33, с.1295.
[[14]] Batusov Yu.A., Bunyatov S.A., Sidorov V.M. and Yarba V.A. Production of ^8Li at the capture of slow π - mesons by nuclei of carbon, nitrogen and oxygen, Preprint OIYAI R1 – 3305, 1967.
[[15]] Балашов В.В., Милеев В.Н. Тезисы докладов Всесоюзной конференции "Ядерные реакции при высоких энергиях", 19-23 июня, Москва, 1972, с.20.

В тезисе [15] было высказано предположение, что для ядра Li^6 в модели, когда ядро заменяется двумя нуклонами, находящимися в общем поле, возможно выбивание дейтрона в результате двукратного перерассеяния быстрого нуклона.

Физическая концепция, заложенная в динамическом подходе к реакциям выбивания кластеров при высоких энергиях, предложенном в данной диссертации, связана с картиной формирования кластера, состоящего из b нуклонов, в процессе рассеяния на нем быстрой частицы. При этом кластер в ядре может находиться в состояниях отличных от основного и в результате взаимодействия с частицей девозбудиться или перейти в основное состояние.

В динамическом подходе [13-38] впервые выявлены новые особенности процессов, которые можно экспериментально наблюдать. Например, обнаружена сильная зависимость от динамики процесса, т. е. от области значений импульса, переданного кластеру рассеивающейся частицей, таких характеристик квазиупругих реакций, как эффективные числа и формфакторы кластеров в ядрах, которые в импульсном приближении не зависели от переданного импульса [13-20,23,26].

Показано, что вклад возбужденных кластеров в процесс существенен и может на порядки увеличить значения характеристик.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью диссертационной работы является:

1) создание общего теоретического метода нахождения Т-матрицы, описывающей процессы столкновения сильно взаимодействующих систем с реальной или виртуальной структурой при средних и высоких энергиях и удовлетворяющей условию унитарности в форме оптической теоремы.

Уравнение типа Липпмана–Швингера для Т-матрицы при этом может содержать как действительный, так и комплексный потенциал, а функция Грина соответствовать и релятивистской, и нерелятивистской кинематике. Операторы, от которых берутся средние в матричных элементах, в таком подходе описывают упругое, неупругое рассеяние и реакции;

2) последовательное теоретическое рассмотрение реакций квазиупругого выбивания кластеров из ядер с учётом возможности их перестройки.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Работа основана на современных методах решения интегральных уравнений типа Липпмана–Швингера с использованием специально заданного автором диссертации вида разложения эйкональной функции Грина в бесконечный ряд, члены которого содержат параметр математического эйконала. Это позволило получить для Т-матричных элементов аналитический вид на энергетической поверхности и компактное полуаналитическое выражение вне энергетической поверхности. Параметр математического эйконала при этом определяется при численном решении уравнения, которое следует из оптической теоремы.

Для описания реакций квазиупругого выбивания кластеров, рассмотренных в диссертации, используется приближение Глаубера к теории многократного рассеяния и техника генеалогических коэффициентов в трансляционно - инвариантной модели оболочек. В диссертации эта техника получила свое развитие благодаря предложенному автором данной диссертации методу перехода к несимметризованому базису. Это дало возможность вывести формулы для коэффициентов выделения из волновой функции всего ядра волновых функций кластеров в любых, не запрещенных правилами отбора внутренних состояниях. С помощью этих коэффициентов удалось записать полную амплитуду процесса с учетом всех кратностей рассеяния быстрой частицы на кластере, перерассеянии на остаточном ядре с рассмотрением взаимодействия в конечном состоянии кластера и остаточного ядра. Ранее такие формулы не были получены. Получено обобщение выражения для амплитуды в реакциях выбивания кластеров из ядер в ММЭ.

НАУЧНАЯ НОВИЗНА

Все результаты диссертации являются новыми как по теоретическому подходу, так и по методам их получения.

Так автором диссертации впервые предложен новый теоретический метод ММЭ–решения уравнения типа Липпмана–Швингера для Т-матрицы, с помощью которого при условии малости профильной функции для Т-матричных элементов получен вид аналитической функции на энергетической поверхности и компактное полуаналитическое выражение вне энергетической поверхности. При этом Т-матрица удовлетворяет условию унитарности как в случае действительного, так и комплексного потенциала для широкого круга функций Грина.

Впервые на основе ММЭ при использовании процедуры параметризации профильной функции предложена новая математическая формулировка описания ядерных процессов при средних и высоких энергиях без свободных параметров.

В диссертации впервые получено выражение для амплитуды как упругих, так и неупругих процессов рассеяния на сложной системе в ММЭ при микроскопическом описании.

Также впервые предложен новый теоретический подход к процессам выбивания кластеров из атомных ядер на основе ТИМО и приближения Глаубера с участием кластеров, которые могут находиться в возбужденных состояниях отличных от основного и в результате взаимодействия с частицей девозбудиться или перейти в основное состояние. Впервые предложен новый метод перехода к несимметризованному базису при выделении из функции ядра в ТИМО волновой функции кластера, находящегося в возбужденном состоянии в ядре, и впервые получены выражения для кластерных коэффициентов в ядрах р-оболочки. Впервые получено общее выражение для амплитуды с учетом разных кратностей рассеяния и выявлены новые особенности процессов, которые можно экспериментально наблюдать. Так обнаружена сильная зависимость от динамики процесса, т. е. от значений импульса, переданного кластеру рассеивающейся частицей таких характеристик квазиупругих реакций, как эффективные числа и формфакторы кластеров в ядрах.

В диссертации представлено впервые предложенное соискателем [1, 5] обобщение теории процессов с участием кластеров в ММЭ.

ПРАКТИЧЕСКАЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ

Работа носит теоретический характер. Разработанные в ней методы и технические вспомогательные результаты позволяют дать последовательное и обоснованное теоретическое описание квантовомеханических столкновений.

Диссертация имеет кроме теоретической значимости в фундаментальных исследованиях взаимодействия элементарных частиц и сложных ядерных и атомных систем также практическую значимость. Предложенным в диссертации методом математического эйконала можно получать реальные величины сечений, дифференциальных распределений и других характеристик ядерных и атомных взаимодействий. Эта информация может быть полезна для ядерной энергетики, космофизики. Результаты, полученные в диссертации, используются другими учеными, работающими в области теоретической ядерной физики.

АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ

Результаты работы докладывались на конференциях:

International Workshop «Symmetries and Spin», Praha 2000, 2001, 2002, 2004.

ISHEPPXVI «Relativistic NuclearPhysics and Quantum Chromodynamics», Dubna, 2002.

V International Symposium «Dubna Deuteron-99», Дубна, 1999.

International Congress of Mathematicians, Berlin, 1998.

«Совещание по ядерной спектроскопии и структуры атомного ядра», Москва, 1976, Ленинград, 1977, Тбилиси, 1978, Москва, 1985.

Симпозиум «Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях», Ленинград, 1984.

IX Европейская конференция по проблеме нескольких тел в физике, Тбилиси, 1984

X Intern. Conference of Few Body Problems in Physics, Carlsruhe. Germany, 1983.

Кроме того, результаты работы регулярно докладывались на научно-исследовательских семинарах: в НИИЯФ МГУ им. М.В. Ломоносова, а также на семинарах в ОИЯИ (г. Дубна), ФИАН им. Лебедева, на семинаре по спектральной теории дифференциальных операторов на механико-математическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.

ПУБЛИКАЦИИ. ЛИЧНЫЙ ВКЛАД

По теме диссертации опубликовано всего 38 работ, среди которых одна монография [1], один монографический обзор [24], 24 статьи и 12 тезисов докладов на международных и всесоюзных конференциях. Основные результаты диссертации полностью опубликованы в работах [3-7, 10, 13, 15, 19-21, 23, 25, 26].

Работы, в которых содержатся основные результаты диссертации, были написаны по инициативе диссертантки. Они отражают предложенные автором диссертации метод математического эйконала для Т-матрицы, а также новый подход к теории прямых ядерных реакций для ядер р-оболочки, основанный на эйкональных методах построения Т-матрицы и ТИМО. Диссертанткой лично был разработан математический аппарат и получены все основные формулы в этих работах. Под её руководством проводились расчёты.

СТРУКТУРА И СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Диссертация состоит: из Введения, двух частей, семи глав, 33 параграфов, Выводов, Заключения и списка Литературы.

Во Введениии дан исторический обзор работ по тематике диссертации

Первая глава первой части содержит краткий обзор традиционных методов в теории рассеяния таких как: метод парциальных волн и приближение физического эйконала решения уравнения Липпмана – Швингера для Т-матрицы с действительным и комплексным потенциалами. Подчеркивается, что в случае действительного потенциала для Т-матрицы выполняется отражающая условие унитарности оптическая теорема, а в случае комплексного нет.

Во второй главе этой же части анализируются уравнения типа Липпмана – Швингера для Т-матрицы, полученные в литературе [1-4] для упругого рассеяния релятивистских и составных частиц в рамках задачи рассеяния частицы в комплексном потенциальном поле.

В третьей главе излагается собственно новый метод, предложенный автором диссертации и выносимый на защиту, а именно ММЭ решения уравнения типа Липпмана – Швингера с комплексным потенциалом

$$T = V + VG_0(E + i\varepsilon)T \qquad (1)$$

Функция Грина G_0 в уравнении (1) может отражать как нерелятивистскую, так и релятивистскую связь энергии и импульса, а потенциал V может быть как действительной, так и комплексной функцией.

Этот метод [1-12] основан на представлении Т-матрицы в виде разложения по степеням профильной функции математического эйконала, подобному тому, которое следует из формулы Шугара-Бланкенбеклера [16] для обычного эйконала. При этом используются специальная система координат, в которой за направление оси OZ принимается направление вектора $\vec{p}_n = (\vec{p}\,'_0 + \vec{p}_0)/2$, где $\vec{p}_0$ и $\vec{p}\,'_0$ начальный и конечный импульсы рассеяния частицы в системе центра масс.

Свободная функция Грина математического эйконала $\tilde{g}_{ox}$ связана с осью OX, перпендикулярной плоскости, в которой лежат векторы $\vec{p}_0$ и $\vec{p}\,'_0$

$$\tilde{g}_{0x}^{(\pm)}(E) = [\alpha(p_{0x} - k_x) \pm i\varepsilon]^{-1} \tag{2}$$

Эта функция со знаком (+) соответствует расходящейся и со знаком $(-)$ сходящейся волне. Она отражает плоскую кинематику как для упругого, так и неупругого рассеяния. p_{0x} и k_x есть координаты начального импульса $\vec{p}_0$ и импульса $\vec{k}$ в промежуточном состоянии рассеяния частицы соответственно в направлении оси ox. Величина константы α, параметра математического эйконала, заранее не задается.

Соответствующая функции Грина (2) профильная функция математического эйконала определяется следующим образом

$$\omega(\vec{r}_\perp, \alpha) = \exp[2i\chi_x(\vec{r}_\perp, \alpha)] - 1, \tag{3}$$

где

$$\chi_x(\vec{r}_\perp, \alpha) = -\frac{1}{2\alpha}\int_{-\infty}^{\infty} V(\vec{r}_\perp, x'')dx'' \tag{4}$$

- математический эйконал. В формулах (3), (4) двумерный вектор $\vec{r}_\perp = \{r_y, r_z\}$.

Формулы (2), (3) отличаются от ПФЭ, во-первых, тем, что описывают и упругое, и неупругое рассеяние, так как математический эйконал в отличие от обычного выбирается в направлении перпендикулярном плоскости рассеяния. При этом не требуется малости углов рассеяния. Во-вторых, значение параметра математического эйконала α не задано заранее, как для физического эйконала, а определяется из оптической теоремы.

Используя специальное представление функции Грина математического эйконала [1-10] и разложение Шугара-Бланкенбеклера [14] при ограничении на профильную функцию $|\omega(\vec{r}_\perp, \alpha)| < 1$ можно получить сходящееся разложение по степеням профильной функции

$$\langle \vec{p}\,'_0 | T | \vec{p}_0 \rangle = [i\alpha/(2\pi)^3]\int d^2\vec{r}_\perp \exp(-i\vec{p}\vec{r}_\perp) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \omega^n(\vec{r}_\perp, \alpha), \tag{5a}$$

[16] Sugar R.L. & Blanckenbecler R. Eikonal expansion. Phys. Rev., 1969, 183 №5, p.1387.

В диссертации приведены численные значения коэффициенты A_n вплоть до n=17, причём $A_1 = 1$, $A_2 = 0.5$.

Разложение (5a) представляется возможным свернуть в аналитическую формулу для Т-матричных элементов полностью на энергетической поверхности

$$\langle \vec{p}_0' | T | \vec{p}_0 \rangle = [-i\alpha/(2\pi)^3] \int d^2\vec{r}_\perp \exp(-i\vec{p}\vec{r}_\perp) \cdot \omega^2(\vec{r}_\perp,\alpha)/[1-\omega(\vec{r}_\perp,\alpha)] \ln[1-\omega(\vec{r}_\perp,\alpha)] \,. \tag{5}$$

В формуле (5) $\vec{p} = \vec{p}_{0\perp}' - \vec{p}_{0\perp}$ - переданный импульс.

Для элементов Т-матрицы на энергетической поверхности слева (справа) получено компактное выражение.

При определении значения параметра математического эйконала $\alpha = \beta p_0 / \mu$ в предположении малой неупругости и малости отклонения распространения частицы в промежуточных состояниях рассеяния от плоскости рассеяния, в которой лежат начальный $\vec{p}_0$ и конечный $\vec{p}_0'$ импульсы частицы в системе центра масс, решается численно уравнение, следующее из оптической теоремы

$$\mathrm{Im}\, i \int_0^\infty \omega^2(\vec{r}_\perp,\beta)/[1-\omega(\vec{r}_\perp,\beta)] \ln[1-\omega(\vec{r}_\perp,\beta)] r_\perp dr_\perp = \frac{\beta}{2} \int_0^\infty \left| \omega^2(\vec{r}_\perp,\beta)/[1-\omega(\vec{r}_\perp,\beta)] \ln[1-\omega(\vec{r}_\perp,\beta)] \right|^2 r_\perp dr_\perp \,. \tag{6}$$

Приведенные в диссертации примеры расчетов с амплитудами, полученными методом ПВ и в ПФЭ, а также ММЭ таких характеристик, как дифференциальное сечение в области применимости ПФЭ, полное сечение, отношение действительной и мнимой частей амплитуды для чисто действительного потенциала дают практически одинаковые результаты.

Для комплексного потенциала только амплитуда математического эйконала удовлетворяет условию унитарности и теоретические характеристики, полученные с ней, на порядки больше, чем с двумя другими амплитудами [1, 4, 7].

В четвертой главе представлено применение ММЭ к теоретическому описанию упругого рассеяния протонов при высоких и средних энергиях с использованием параметризованной профильной функции, а также к рассмотрению потенциального рассеяния с участием систем с реальной структурой.

К сожалению, получить точные нуклон−нуклонные потенциалы с помощью теории поля или другим теоретическим способом пока не удается. Поэтому на практике пользуются феноменологическими потенциалами [4,9], а в эйкональных методах описание получают с помощью заданной параметризованной профильной функции [9].

В ММЭ можно также использовать процедуру параметризации профильной функции и без свободных параметров описать совокупность экспериментальных данных по, например, протон-протонному рассеянию [1, 3, 5, 7] в широком диапазоне углов рассеяния.

Приведены расчеты с моделями, позволяющими учитывать спин протонов и их внутреннюю структуру [1, 5].

Обычно в микроскопическом подходе для описания рассеяния на связанных системах используют приближение, основанное на концепции ПФЭ, а именно приближение многократного рассеяния Глаубера [16].

В первой главе второй части диссертации рассмотрено упругое рассеяния частиц со структурой в приближении Глаубера и в ММЭ [1, 3, 6]. Получены формулы для амплитуды рассеяния протона на дейтроне в методе математического эйконала

$$F(\vec{p}) = -i(\frac{p_0}{dE/dp_0})(\beta p_0/2\pi\mu)\int d^3r_d\int d^2R_\perp \cdot$$
$$e^{-i\vec{p}\vec{R}_\perp}\sum_{n=1}^{\infty}\Phi_d^*(\vec{r}_d)A_n\Omega^n\Phi_d(\vec{r}_d)\ . \quad (7)$$

Численные значения коэффициентов A_n в формуле (7) такие же как и в формуле (5а).

В формуле (7) многочастичная профильная функция Ω связана с потенциалом V соотношением

$$\Omega = \exp[-i\frac{\mu}{\beta p_0}\int_{-\infty}^{\infty}\sum_{i=1}^{2}V_{ai}(\vec{r}-\vec{r}_i)dz]-1 =$$
$$[\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{1\perp})+1][\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{2\perp})+1]-1 = \quad (8)$$
$$\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{1\perp})+\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{2\perp})+\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{1\perp})\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{2\perp})\ ,$$

где в профильную двухчастичную функцию математического эйконала

$$\omega(\vec{r}_\perp-\vec{r}_{i\perp}) = \exp[-i\frac{\mu}{\beta p_0}\int_{-\infty}^{\infty}V_{ai}(\vec{r}-\vec{r}_i)dz]-1 \quad (9)$$

входит приведенная масса μ. В ММЭ на многочастичную профильную функцию (8) накладывается условие $|\Omega|<1$. Параметр математического эйконала β определяется из оптической теоремы для амплитуды (7). В формулах (7)-(9) использованы обозначения: $\vec{r}$, $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$ - координаты налетающего протона и двух нуклонов в дейтроне соответственно; $\vec{R} = \vec{R}_d - \vec{r}$, $\vec{R}_d = \frac{\vec{r}_1+\vec{r}_2}{2}$, $\vec{r}_d = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ - координаты Якоби, где $\vec{R}_d$ - координата центра масс дейтрона, а координата $\vec{r}_d$ описывает относительное движение нуклонов в дейтроне в системе центра масс, $\vec{p}=\vec{p}_0'-\vec{p}_0$ - переданный импульс, $\vec{p}_0$ и $\vec{p}_0'$ начальный и конечный импульсы налетающей частицы.

В этой же главе получено выражение для амплитуды реакций квазиупругого выбивания кластеров [21, 24], в дифракционном приближении [16] к решению уравнения Липпмана – Швингера для рассеяния быстрой частицы на ядре. Она представлена как сумма трех слагаемых

$$M_{\alpha\beta}=iv_0\int d^2\rho e^{i\vec{p}\vec{\rho}}\int d^3\{r\}[\zeta_\beta^{(-)}\Gamma_b\zeta_\alpha - \zeta_\beta^{(-)}\Gamma_b\Gamma_{A-b}\zeta_\alpha+\zeta_\beta^{(-)}\Gamma_{A-b}\zeta_\alpha], \quad (10)$$

где Γ_b, Γ_{A-b} - операторы Глаубера рассеяния частицы а на виртуальном кластере х, состоящем из b нуклонов и ядре-спектаторе (A-b). Входящие в амплитуду (10) функции ζ_α и $\zeta_\beta^{(-)}$ являются функциями связанного основного состояния ядра и состояния рассеяния кластера и ядра – остатка соответственно. При рассмотрении прямых реакций предполагается, что остаточное ядро слабо возбуждено.

Структура формулы (10) такова, что первое слагаемое в выражении под интегралом ответственно за механизм прямого выбивания кластера х, состоящего из b частиц, из ядра, в то время как второе описывает выбивание кластера в результате рассеяния на нем частицы с последующим её перерассеянием на остатке (A-b).

И, наконец, третье слагаемое отвечает спектаторному механизму, т. е. кластер вылетает после рассеяния частицы на остатке. Последний механизм имеет место в квазиупругой реакции только при тех энергиях вылетающих кластеров, которые сравнимы с их внутренними энергиями в ядрах.

Во второй главе этой части приведены впервые полученные автором диссертации формулы для вычисления кластерных коэффициентов $G_{n\Lambda,L_0}^{bl}$ при выделении из волновой функции p-оболочки ядра волновых функций трех- и четырех нуклонных кластеров в любых состояниях в ТИМО [13-19, 23, 24, 26, 29]. Ранее в импульсном приближении [11] кластерные коэффициенты

$$K_{n\Lambda,L_0}^{bl}=\left\langle p^b[f_0]lS_0T_0\middle|b[f_0]\kappa N_0L_0S_0T_0;n\Lambda:l\right\rangle$$

определялись как интегралы перекрывания оболочечной функции $\left|p^b[f_0]lS_0T_0\right\rangle$ кластера в основном состоянии из b нуклонов с полностью антисимметричной функцией в ТИМО $\left|b[f_0]\kappa N_0L_0S_0T_0\right\rangle$ этого кластера. Однако построение функции ТИМО кластера в произвольном, отличном от основного состоянии представляет собой отдельную сложную проблему.

Автором диссертации был предложен новый метод перехода от набора полностью антисимметризованных функций к несимметризованному базису функций для кластера. В матричных элементах при описании, например, процессов выбивания α -частиц, используя свойства полноты можно заменить

$$\sum_{\kappa N''l} \left|4[4]\kappa N''lS_0T_0\right\rangle\left\langle 4[4]\kappa N''lS_0T_0\right| \tag{11}$$

суммой

$$\sum_{\substack{\nu_1\nu_2\nu_3\\ \lambda_1\lambda_2\lambda_3}} \left|\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3\right\rangle\left\langle \nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3\right| \tag{12}$$

где $\left|\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3\right\rangle$ - функции, не обладающие определенной перестановочной и SU(3) – симметриями, и являющиеся просто произведением осцилляторных функций от трех координат Якоби $\vec{x}_1,\vec{x}_2,\vec{x}_3,$ - четырехнуклонной системы

$$\left|\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3\right\rangle = \left|\nu_1\lambda_1\right\rangle\left|\nu_2\lambda_2\right\rangle\left|\nu_3\lambda_3\right\rangle, \tag{13}$$

где ν_i - число квантов, а λ_i - угловой момент для данной координаты Якоби.

Суммы (11) и (12), вообще говоря, неэквивалентны друг другу, ибо в (11) суммирование проводится не по всем внутренним состояниям четырех нуклонов, а только по пространственно-симметричным состояниям. Однако, после подстановки (12) в матричный элемент из этой суммы вырежутся только те компоненты, которые отвечают пространственно-симметричным состояниям четырех нуклонов.

В связи с этим целесообразно заменить в матричных элементах величины $K^{b=4l}_{n\Lambda,L_0}$ более простыми интегралами перекрывания, несимметризованными кластерными коэффициентами

$$G^{b=4l}_{n\Lambda,L_0}[\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3] = \left\langle p^4[4]lS_0T_0\middle|\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3\right\rangle, \tag{14}$$

которые определяют статистический вес несимметризованной функции $\left|\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3\right\rangle$, описывающей внутреннее состояние кластера, в оболочечной функции $\left|p^4[4]lS_0T_0\right\rangle$. Они выражаются через коэффициенты Тальми

$\left\langle N_1L_1,N_2L_2:l\middle|m,n\middle|n\Lambda,\nu\lambda:l\right\rangle$

и алгебраические множители модели оболочек [14-16,18,20,23,24,29], [11]

$$
\begin{aligned}
&G^{b=4l}_{n\Lambda,L_0}[\nu_1\lambda_1,\nu_2\lambda_2,\nu_3\lambda_3]= \\
&\sum_{\substack{L_{12},L_{34},L^{12}\\ N^1,L,^1N^2,L^2}} \left\langle p^4[4]l \middle| p^2L_{12},p^2L_{34}\right\rangle \left\langle 11,11:L_{12}\middle|1,1\middle|N^1L^1\nu_1\lambda_1:L_{12}\right\rangle\cdot \\
&\left\langle 11,11:L_{34}\middle|1,1\middle|N^2L^2\nu_2\lambda_2:L_{34}\right\rangle \begin{Bmatrix} L^1 & \lambda_1 & L_{12} \\ L^2 & \lambda_2 & L_{34} \\ L^{12} & \lambda^{12} & l \end{Bmatrix} U(\Lambda\lambda_3 l\lambda^{12}:L^{12}L_0)\cdot \\
&\left\langle N^1L^1,N^2L^2:L^{12}\middle|2,2\middle|n\Lambda,\nu_3\lambda_3:L^{12}\right\rangle
\end{aligned}
\quad . \quad (15)
$$

В третьей главе рассмотрена также впервые предложенная в работах [13-28,30-34] и основанная на дифракционном приближении с использованием несимметризованного базиса в ТИМО динамическая теория реакций квазиупругого выбивания d-, t- и α-кластеров из ядер p-оболочки.

Первое слагаемое в амплитуде (10) содержит все кратности рассеяния быстрой частицы на виртуальном кластере. Они реализуются в разных областях переданного кластеру импульса. В диссертации получены формулы для квадрата амплитуды (10) квазиупругого выбивания кластеров с учетом всех кратностей рассеяния и их интерференции как в приближении плоских [13-19] так и искаженных [21,26] волн по относительному движению кластер - ядро-остаток.

Для квадрата матричного элемента, который входит в сечение

$$
\frac{d\sigma}{d\Omega_a d\Omega_x dE_a}=\frac{m_a}{\hbar^2}\frac{1}{2J+1}\overline{\left|M_{if}(\vec{p},\vec{q})\right|^2}
$$

можно получить следующее выражение

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{(2J_i+1)}\overline{\left|M_{if}(\vec{p},\vec{k})\right|^2}=C^2\sum DD'GG'a^{AJ_iT_i}_{L_iS_i[f_i]}a^{AJ_iT_i}_{L_i'S_i'[f_i']}\cdot a^{A-bJ_fT_f}_{L_fS_f[f_f]}a^{A-bJ_fT_f}_{L_f'S_f'[f_f']}\cdot \\
&(-1)^{n+n'}\left(\frac{A}{A-b}\right)^{(n+n')/2}P(\vec{p},\vec{k})[G^{bl}_{n\Lambda,N_0L_0M_0}B_{N_0L_0M_0}][G^{bl}_{n'\Lambda',N_0'L_0'M_0'}B_{N_0'L_0'M_0'}]\cdot \qquad (16) \\
&\left\langle L_0M_0L_0'-M_0'\middle|\tilde{L}-\tilde{M}\right\rangle
\end{aligned}
$$

где

$$
C^2=\begin{pmatrix} n_2 \\ b \end{pmatrix}\left\langle T_fM_fT_0M_{T_0}\middle|T_iM_{T_i}\right\rangle^2
$$

$$DD' = \begin{Bmatrix} L_f & S_f & J_f \\ l & S_0 & J_b \\ L_i & S_i & J_i \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} L'_f & S_f & J_f \\ l & S_0 & J_b \\ L'_i & S'_i & J_i \end{Bmatrix} (2J_i+1)(2J_b+1)\cdot \sqrt{(2L_i+1)(2L'_i+1)(2S_i+1)(2S'_i+1)} \quad (17)$$

В формулах (16), (17) $L_i, S_i, J_i, T_i; L_f, S_f, J_f, T_f; L_0, S_0, T_0$ - квантовые числа ядра – мишени, ядра – остатка и вылетевшего кластера, G и G' - оболочечные генеалогические коэффициенты отделения b нуклонов из p-оболочки, a - весовые множители, $G^{bl}_{n\Lambda N_0 L_0 M_0}$ - несимметризованные кластерные коэффициенты. Динамические факторы $B_\gamma(\vec{p})$ учитывают все кратности рассеяния на виртуальном кластере

$$B_\gamma(\vec{p}) = \frac{2\pi}{ip_0} f(\vec{p})\,{}^{(1)}B_\gamma(\vec{p}) - \left(\frac{2\pi}{ip_0}\right)^2 f^2\left(\frac{\vec{p}}{2}\right){}^{(2)}B_\gamma(\vec{p}) + \cdots + (-1)^{b-1}\left(\frac{2\pi}{ip_0}\right)^b f^b\left(\frac{\vec{p}}{b}\right){}^{(b)}B_\gamma(\vec{p}) \quad (18)$$

Парциальные амплитуды ${}^{(j)}B_\gamma(\vec{p})$ в формуле (18) одинаковы как для плоских волн, так и для выбранного варианта искаженных волн, что существенно упрощает работу. Например, для амплитуд, соответствующих трёхкратному и четырёхкратному рассеянию адрона на нуклонах виртуального четырехчастичного кластера (b=4) они будут иметь следующий вид

$$\begin{aligned} {}^{(3)}B_\gamma(\vec{p}) = \int & d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \Phi^{*\alpha}_{00}(\vec{x}_1,\vec{x}_2,\vec{x}_3)\{\exp[i\vec{p}(\vec{\rho}_2+\vec{\rho}_3)/6]\cdot \\ & \delta^{(2)}(3\vec{\rho}_1/4-\vec{\rho}_2/4+\vec{\rho}_3/2)\delta^{(2)}(\vec{\rho}_2/2-\vec{\rho}_1/2+\vec{\rho}_3)+ \\ & \exp[i\vec{p}(\vec{\rho}_3-\vec{\rho}_2)/6]\delta^{(2)}(3\vec{\rho}_1/4+\vec{\rho}_2/4+\vec{\rho}_3/2)\cdot \\ & \delta^{(2)}(\vec{\rho}_2/2-\vec{\rho}_1/2-\vec{\rho}_3)+\exp[i\vec{p}(\vec{\rho}_1-\vec{\rho}_2)/6]\cdot \\ & \delta^{(2)}(\vec{\rho}_3-\vec{\rho}_1/2)\delta^{(2)}(\vec{\rho}_2)+\exp[-i\vec{p}(\vec{\rho}_3+\vec{\rho}_1)/6]\cdot \\ & \delta^{(2)}(\vec{\rho}_3-\vec{\rho}_1/2)\delta^{(2)}(\vec{\rho}_2)\}\Phi^b_\gamma(\vec{x}_1,\vec{x}_2,\vec{x}_3) \end{aligned}$$

$${}^{(4)}B_\gamma(\vec{p}) = \int d^3x_1 d^3x_2 d^3x_3 \Phi^{*\alpha}_{000}(\vec{x}_1,\vec{x}_2,\vec{x}_3)\delta^{(2)}(\vec{\rho}_1)\delta^{(2)}(\vec{\rho}_2)\delta^{(2)}(\vec{\rho}_3)\Phi^b_\gamma(\vec{x}_1,\vec{x}_2,\vec{x}_3)$$

Далее в случае плоских волн

$$P(\vec{k},\vec{p}) = \sqrt{\frac{(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)}{4\pi(2\tilde{L}+1)}}(-1)^{\tilde{L}+l+M'_0}\begin{Bmatrix} L_0 & \Lambda & l \\ \Lambda' & L'_0 & \tilde{L} \end{Bmatrix}\cdot \left\langle \Lambda 0 \Lambda' 0 \middle| \tilde{L} 0 \right\rangle Y_{\tilde{L}\tilde{M}} R_{N\Lambda}(\vec{q}) R_{N'\Lambda'}(\vec{q}) , \quad (19)$$

где $R_{N\Lambda}(\vec{q})$ - волновые функции относительного движения кластера и ядра – остатка в ТИМО.

Для искаженных волн

$$P(\vec{k},\vec{p}) = (-1)^{l_1'} F_{n\Lambda l l_1}(p,k) F^*_{n'\Lambda' l' l_1'}(p,k) \left\{ Y_{\tilde{l}}(\theta_{\vec{k}},\varphi_{\vec{k}}) Y_{l_1}(\theta_{\vec{p}},\varphi_{\vec{p}}) \right\}_{\tilde{L}\tilde{M}} \cdot$$

$$\begin{Bmatrix} \Lambda & l_1 & l \\ \Lambda' & l_1' & l' \\ \tilde{L} & \tilde{l}_1 & \tilde{l} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \Lambda & \Lambda' & \tilde{L} \\ L_0' & L_0 & \overline{l} \end{Bmatrix} \sqrt{(2\Lambda+1)(2\Lambda'+1)(2l+1)(2l'+1)}(2l_1+1)\cdot . \quad (20)$$

$$(2l_1'+1)(2\tilde{l}_1+1) \left\langle \Lambda 0 l_1 0 \middle| l 0 \right\rangle \left\langle \Lambda' 0 l_1' 0 \middle| l' 0 \right\rangle \left\langle l 0 l' 0 \middle| \tilde{l}\, 0 \right\rangle \left\langle l 0 l_1' 0 \middle| \tilde{l}_1 0 \right\rangle$$

Парциальные формфакторы $F_{n\Lambda l l_1}(p,k)$ в выражении (20) определяются интегралом

$$F_{n\Lambda l l_1}(p,k) = \int_{-\infty}^{\infty} f_l(k,R) j_{l_1}\left(\frac{m_{A-b}}{m_A} pR\right) \varphi_{n\Lambda}(R) R^2 dR, \quad (21)$$

где $\vec{k} = \frac{m_b}{m_A}\vec{q} + \frac{m_{A-b}}{m_A}\vec{Q}$, $\vec{q}$ импульс остаточного ядра A-b, а $(\vec{Q} = \vec{p} + \vec{q})$ - импульс выбитого кластера. $\varphi_{n\Lambda}(R)$ - волновая функция относительного движения кластера и ядра - остатка в ядре с исправленной асимптотикой, $f_l(k,R)$ - волновая функция вылетающего кластера с учетом взаимодействия в конечном состоянии вылетевшего кластера и ядра – остатка. Проинтегрировав выражение (16) для случая плоски волн, соответствующих формуле (19), по импульсу кластера в ядре, получим зависимость сечения рассеяния от переданного в реакции импульса $\vec{p}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_a}(\vec{p}) = \frac{1}{2J+1} \int \overline{\left| M_{\alpha\beta}(\vec{p},\vec{q}) \right|^2} d\vec{q} \,. \quad (22)$$

где, как и раньше $\vec{q}$ - импульс ядра-остатка.

Зафиксировав направление вектора $\vec{p}$ в соотношении (22), можно изучить зависимостъ сечения только от модуля $|\vec{p}|$ [16,18,21,24,25].

В динамической теории выбивания кластеров вместо обычных эффективных чисел и формфакторов [11] вводятся такие характеристики процесса, как: динамические эффективные числа

$$N_{\alpha\beta}^{эфф.} = \frac{d\sigma / d\Omega_a}{(d\sigma_{a,x} / d\Omega_a)_{своб.}}, \quad (23)$$

и динамические формфакторы кластеров

$$F^2(q) = \left[\frac{1}{2J+1} \int \overline{\left| M_{if}(\vec{p},\vec{q}) \right|} d\Omega_{\vec{q}}\right] / \left(\frac{d\sigma_{a,x}}{d\Omega_a}\right)_{своб.}, \quad (24)$$

где $\left(\frac{d\sigma_{a,x}}{d\Omega_a}\right)_{своб.}$ - сечение рассеяния быстрого адрона а на свободном кластере x.

Дифференциальное сечение процесса (a, ax) при учете искажений в функции вылетающего кластера в поле ядра – остатка (формулы (20), (21)) можно записать через динамические формфакторы $\overline{\left|F_{if}(\vec{p},\vec{k})\right|}^2$ следующим образом

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_a d\Omega_X dE_a} = \frac{m_a}{\hbar^2}\frac{1}{(2J_i+1)}\overline{\left|F_{if}(\vec{p},\vec{k})\right|}^2 \left(\frac{d\sigma_{a,x}}{d\Omega_a}\right)_{своб.} \qquad (25)$$

Выражения (23) - (25) содержат очень большой объём информации, в частности, такие эффекты, как:

А). Зависимость обобщённых импульсных распределений (динамических формфакторов) от величины переданного быстрым адроном импульса $\vec{p} = \vec{p}_0' - \vec{p}_0$. Различные значения $|\vec{p}|$ соответствуют разным кратностям рассеяния, т.е. разным операторам рассеяния [18,21,22,24,25];

Б). Определённый характер анизотропии (различный для разных значений $|\vec{p}|$) по углу $\theta_{\vec{q}}$ импульса ядра-остатка $\vec{q}$ относительно импульса пучка $\vec{p}_0$ [15,24].

В). То же самое для азимутального угла $\varphi_{\vec{q}}$ [20,24].

В данной главе диссертации дано применение изложенной выше техники к расчету динамических эффективных чисел и формфакторов для реакций (p,pd) и (p,pt) на ядрах ^{16}O и ^{14}N, которые отличаются от эффективных чисел и формфакторов, полученных в импульсном приближении [[11]] тем, что они существенно зависят от значения переданного быстрой частицей импульса и включают вклады от рассеяния быстрой частицы на виртуальных кластерах в различных состояниях.

Исследуя определенные формулой (22) дифференциальные сечения $d\sigma / d\Omega_a$, которые ранее не рассматривались и которые являются аналогами соответствующих распределений упругого рассеяния частицы a на свободном кластере x, можно выделить области, где реализуются одно-, двух- и т.д. кратные рассеяния а также интерференция разных кратностей. Расчеты этих характеристик для выбивания d-, t- и α - кластеров из ядер p-оболочки протонами, приведенные в диссертации, показывают, что дифференциальные сечения для квазиупругих процессов за счет учета возбужденных состояний кластеров в ядре существенно больше экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния на свободных кластерах. Благодаря учету возбужденых состояний кластеров в ядре наблюдается также заполнение минимумов в области интерференции разных кратностей рассеяния быстрой частицы [18,22,24].

Выявлено, что в области максимальной кратности рассеяния динамические эффективные числа кластеров содержат только спектроскопическую информацию о волновых функциях возбужденных кластеров в ядре.

Проведены расчеты дифференциальных сечений $d\sigma / d\Omega_a$, динамических эффективных чисел и формфакторов, определяемых формулами (23) - (25) соответственно, для реакций выбивания протонами легких d-, t- и α - кластеров из ядер Li^6, C^{12}, N^{14} и O^{16} как в LS [13-17,24], так и в промежуточной связи [23,24], в разных областях переданного импульса. Расчеты показали, что вклад возбужденных кластеров в указанные выше характеристики существенен. Так в области максимальной кратности рассеяния для всех реакций, например, эффективные динамические числа в полтора – два раза больше, чем значения, рассчитанные в импульсном приближении. В других областях переданных кластеру импульсов они больше в несколько раз, а в области интерференции разных кратностей на порядок больше эффективных чисел в старой теории, основанной на импульсном приближении [11]

В дифференциальных сечениях помимо существенного увеличения самого сечения по сравнению с рассеянием на свободном кластере наблюдается почти полное заполнение минимумов за счет вклада в амплитуду от рассеяния на возбужденных кластерах. Формфакторы кластеров также существенно зависят от области переданного импульса. Эти эффекты не исчезает и при учете искажений, обусловленных перерассеянием быстрой частицы на ядре-остатке, т.е. вторым слагаемым в амплитуде (9), а также связанных с взаимодействием вылетающего кластера и ядра-остатка в конечном состоянии [21,24-26].

Как пример учета всех искажающих факторов в данной главе рассмотрена также реакция квазиупругого выбивания $^6Li(p,pt)^3He$. Для этой реакции при энергии протонов $E_{p_0} \approx 1 Гэв$ была исследована роль и искажений волновой функции вылетающего кластера, и эффекты, связанные с перерассеянием быстрого адрона на ядре – остатке.

В амплитуде (10) учитывались первые два слагаемые. Спектаторный член не рассматривался, так как изучалось рассеяние вперед.

Волновая функция ТИМО ядра ^6Li основного состояния позволяет выбрать только нулевые значения для внутреннего углового момента L_0 виртуального кластера и момент относительного движения кластера и ядра - остатка Λ. Главные квантовые числа для основного состояния кластера N_0 и относительного движения кластера и ядра остатка n принимают значения $N_0 = 0; 2$ и n=2;0. Равенство нулю угловых моментов существенно упрощает рассмотрение.

Для квадрата амплитуды этой реакции использовались формулы типа (16) – (20). Однако двойные парциальные формфакторы кластеров $F_{n\Lambda l l_1}(p,k)$, зависящие от двух импульсов в этом случае представляются следующими выражениями

$$
\begin{aligned}
&J_{n\Lambda=0}(\vec{k},\vec{p}) = (\sqrt{4\pi})\sum_{l}(2l+1)P_l[\cos(\vec{k},\vec{p})]\cdot \\
&\{\int \varphi_{n\Lambda=0}(\vec{R}) f_l(kR) j_l(\frac{pR}{2}) R^2 dR - \\
&\frac{f(0)}{ip_0}\frac{27}{2r_{02}^2}\int \varphi_{n\Lambda=0}(\vec{R}) f_l(kR) j_l(\frac{pR}{2})\exp(-\frac{9}{4}\frac{R^2}{r_{02}^2}) R^2 dR + \\
&(\frac{f(0)}{ip_0})^2 \frac{81}{r_{02}^4}\int \varphi_{n\Lambda=0}(\vec{R}) f_l(kR) j_l(\frac{pR}{2})\exp(-\frac{9R^2}{r_{02}^2}) R^2 dR\}
\end{aligned}
\tag{26}
$$

В формуле (26) r_{02} - осцилляторный оболочечный параметр, соответствующий внутренней координате Якоби x_2 в остаточном ядре ($r_{02}^2 = \dfrac{9a_0^2}{4\mu}$, где $\mu = 1/2$ и $a_0 = 1.6 fm$.).

Таким образом, искажения, обусловленные перерассеянием адрона на ядре-остатке, как и во взаимодействии кластера и ядра-остатка в конечном состоянии, приводит к искажению формфакторов виртуального кластера в ядре.

Результаты расчётов представлены зависимостями $\overline{\left|M_{if}(\vec{p},\vec{q})\right|^2}$ от величины импульса ядра-остатка при различных значениях квадрата переданного импульса: в областях однократного, двукратного и трёхкратного рассеяния и их интерференций с искажёнными волнами и учетом всех трёх кратностей рассеяния на кластере и ядре остатке. Даны также результаты расчётов с плосковолновым приближением в конечном состоянии и с учетом всех перерассеяний. Кроме того, представлены расчеты с учётом всех кратностей рассеяния на кластере, но без перерассеяния на ядре остатке и в плосковолновом приближении в конечном канале.

Распределения, полученные в плосковолновом приближении, имеют глубокие минимумы в области интерференции кратностей рассеяния. Формфактор $J_{n\Lambda}(kp)$, входящий в формулу (26), имеет явно выраженную диффракционную структуру и учёт перерассеяния в большинстве случаев усиливает эти минимумы. Включение взаимодействия между кластером и ядром-остатком в выходном канале во всех рассмотренных случаях даёт заполнение минимумов и более плавный ход кривой. Абсолютная величина формфакторов, (а следовательно и сечений) с учетом искажений меньше соответствующих величин, рассчитанных с плоскими волнами.

Для описания рассеяния на сложной системе в ММЭ удобно использовать амплитуду в виде разложения в ряд аналогичную формуле (7) для рассеяния на дейтроне. Так как ряд сходящийся, то можно использовать схему вычисления с поправками.

Оператор рассеяния на ядре, состоящем из А нуклонов, учитывающий, например, первую поправку запишется в методе математического эйконала как

$$\Sigma = \Omega + \Omega^2 / 2\,, \tag{27}$$

Для оператора Ω в случае рассеяния на дейтроне дается формул (8). Аналогичное выражение может быть записано и для рассеяния на ядре из А нуклонов.

При описании квазиупругих реакций оператор Ω преобразовывается способом, который был применен к глауберовскому оператору, чтобы выделить кластер x с числом нуклонов b. Тогда его можно представить в таком виде /6/

$$\Omega = \Omega_x + \Omega_x \Omega_{A-x} + \Omega_{A-x}\,, \tag{28}$$

где оператор рассеяния на кластере x

$$\Omega_x = \omega_1 + \omega_2 + \cdots \omega_b + \omega_1\omega_2 + \omega_1\omega_3 + \cdots \omega_{b-1}\omega_b + \cdots + \omega_1\omega_2\cdots\omega_b\,, \tag{29}$$

а перерассеяние на ядре - остатке определяет оператор Ω_{A-x}.

Как и в случае приближения Глаубера третье слагаемое, которым является оператор Ω_{A-x}, можно не рассматривать в случае квазиупругого выбивания кластеров вперед.

В приближении прямого взаимодействия налетающей частицы и кластера с учетом двух первых членов в операторе (27) амплитуда выбивания запишется следующим образом

$$\begin{gathered} M_{if} = -i\frac{\beta p_0^2}{2\pi\mu dE/dp_0}\int d^2 r_\perp e^{i\vec{p}\vec{r}_\perp}\int d\tau \Psi_f^*(\Omega_x + A_1\Omega_x^2)\Psi_i = \\ \tilde{M}_{if} + \Delta_1 M_{if} \end{gathered}\,, \tag{30}$$

где в формуле (30)

$$\tilde{M}_{if} = -i\frac{\beta p_0^2}{2\pi\mu dE/dp_0}\int d^2 r \perp e^{i\vec{p}\vec{r}_\perp}\int d\tau \Psi_f^* \Omega_b \Psi_i\,. \tag{31}$$

В соотношении (31) μ - приведенная масса ядра и налетающей частицы, Ψ_i и Ψ_f - функции начального состояния ядра и конечного состояния системы ядро – остаток соответственно. Добавка $\Delta_1 M_{if}$ - связана с оператором $A_1\Omega_b^2$.

Для случая выбивания дейтрона окончательное выражение для усреднённого квадрата амплитуды с учетом первых двух членов разложений запишется в следующем виде

$$\overline{\left|M_{if}(\vec{p},\vec{q})+\Delta_1 M_{if}(\vec{p},\vec{q})\right|^2}=\left(\frac{\beta p_0^2}{2\pi\mu dE/dp_0}\right)^2$$

$$\sum_{n_\Lambda \Lambda n_{\Lambda'}\Lambda' N_0 L_0 N_0' L_0' j l \tilde{l}} A_{n_\Lambda \Lambda n_{\Lambda'}\Lambda' N_0 L_0 N_0' L_0' j l \tilde{l}} \sum_{M_\Lambda M_{\Lambda'} M_{L_0} M_{L_0'} m} (-1)^{M_\Lambda + M_{\Lambda'}} \cdot$$

$$\left\langle \Lambda M_\Lambda \Lambda' - M_{\Lambda'} \middle| lm \right\rangle \left\langle L_0 M_{L_0} L_0' - M_{L_0'} \middle| lm \right\rangle \zeta_{n_\Lambda \Lambda M_\Lambda}(\vec{q}) \cdot \qquad (32)$$

$$\zeta^*_{n_{\Lambda'}\Lambda' M_{\Lambda'}}(\vec{q}) \{ B_{N_0 L_0 M_0}(\vec{p}) B^*_{N_0' L_0' M_0'}(\vec{p}) + D_{N_0 L_0 M_0}(\vec{p}) D^*_{N_0' L_0' M_0'}(\vec{p}) +$$

$$B_{N_0 L_0 M_0}(\vec{p}) D^*_{N_0' L_0' M_0'}(\vec{p}) + D_{N_0 L_0 M_0}(\vec{p}) B_{N_0' L_0' M_0'} \}$$

В формуле (32) А - алгебраический множитель, который легко восстановить из формулы (16), N_0, L_0, M_0 и $n_\Lambda, \Lambda, M_\Lambda$ - квантовые числа внутреннего состояния виртуального кластера и состояния относительного движения кластера и ядра-остатка соответственно. $\zeta_{n_\Lambda \Lambda M_\Lambda}(\vec{q})$ есть Фурье-образ функции относительного движения кластера и остаточного ядра. Амплитуды $B_{N_0 L_0 M_0}(\vec{p})$ - динамические факторы, аналогичные тем, которые определяются формулами (18) и (8).

Первая поправка $\Delta_1 M_{if}$ а следовательно и $D_{N_0 L_0 M_0}(\vec{p})$ в формуле (33) можно найти, используя формулу (7), взяв второе слагаемое в сумме (n=2) и заменив при этом дейтронную функцию в начальном и конечном состояниях на внутреннюю функцию кластера в начальном и конечном состоянии, а затем воспользовавшись методикой вычислений подобных выражений в недифракционном приближении /27,28/.

ВЫВОДЫ

Из изложенного в части первой данной диссертации можно сделать следующие выводы:

1. Рассмотренный в диссертации новый метод – метод математического эйконала /1-12/, впервые предложенный автором данной диссертации, в настоящее время является единственным методом, которым можно получить решение типа уравнения Липпмана – Швингера для Т-матрицы как с действительным, так и с комплексным потенциалом, удовлетворяющее оптической теореме и при том в виде аналитической функции. Его можно использовать для широкого класса потенциалов сильного взаимодействия и функций Грина, отражающих как релятивистскую, так и нерелятивистскую связь энергии и импульса.

2. Этот метод позволяет использовать практичную процедуру параметризации профильной функции для описания ядерных процессов, когда потенциал не известен.

3. Приведенные в диссертации примеры применения этого метода к упругому рассеянию релятивистских частиц и систем с реальной структурой показывают, что полученные с применением этого метода характеристики процессов вполне адекватно описывают экспериментальную ситуацию.

Материал, рассмотренный во второй части диссертационной работы позволяет резюмировать следующее:

4. Используя концепции как физического [13, 19-21, 25, 26], так и математического [1, 5, 6] эйконала и трансляционно – инвариантную модель оболочек, диссертантке удалось впервые создать новую теорию, а именно динамическую теорию прямых ядерных реакций при высоких энергиях, согласно которой кластер формируется в процессе рассеяния частицы на нуклонах ядра и в реакции могут принимать участие возбужденные кластеры, т.е. группы нуклонов, квантовые числа внутреннего состояния которых отличны от тех, что имеет свободный кластер. Эта новая концепция прямых реакций при средних и высоких энергиях отличается от импульсного микроскопического [[11]] и дисперсионного [[12]] подходов, в основу которых была положена гипотеза [[13]] о прямом взаимодействии адронов с "флуктациями ядерной материи", т.е. кластеров в основном состоянии: дейтронов, α - частиц и тритонов.

5. Впервые диссертантом предложен новый метод перехода к базису, состоящему из произведений несимметризованных осцилляторных функций, что позволило рассматривать участие возбужденных кластеров в прямых процессах, не используя для описания их состояний волновые функции ТИМО, построение которых является сложной и неоднозначной в смысле фазы задачей.

6. Диссертанткой впервые показано, что такие традиционные характеристики, как эффективные числа кластеров и их формфакторы не являются, как это имело место в рамках импульсного приближения или диаграммного подхода, постоянными величинами, а существенно зависят от величины переданного импульса (динамики процесса) и проявления возбужденных кластеров. Кроме того, впервые выявлена чувствительность к вкладу возбужденных кластеров таких характеристик, как распределение по азимутальному углу ядра-остатка $\theta_{\vec{q}}$, и углу $\varphi_{\vec{q}}$ (углу Янга-Треймана).

7. Так же показано, что эффекты искажений не сводят на нет роль возбуждённых кластеров в реакциях выбивания.

8. Из нового динамического подхода следует рекомендация по организации эксперимента, когда при сохранении квазиупругой кинематики (т.е. условия малости импульса ядра-остатка) имелась бы возможность для одной и той же реакции при одной и той же энергии налетающих адронов получить экспериментальные данные в разных областях переданных кластеру импульсов, чтобы увидеть, какую роль играют возбуждённые кластеры в данных процессах.

Дано обобщение описания реакций квазиупругого выбивания кластера в методе математического эйконала.

В разделе Выводы сделаны основные выводы и рекомендации, полученные из результатов исследований, представленных в диссертации.

Диссертация соискателя посвящена актуальным вопросам современной теоретической физики. Совокупность содержащихся в ней основных теоретических положений можно квалифицировать как новое крупное научное достижение.

Так предложенный впервые Н.Ф. Головановой во второй части диссертации теоретический подход к описанию реакций выбивания из ядер кластеров с изменением их внутренних состояний дает ответ на фундаментальный вопрос ядерной физики, в какой мере эти процессы связаны с существованием готовых кластеров в ядрах.

В рамках этого подхода можно получить как традиционно изучаемые количественные характеристики: эффективные числа, импульсные распределения, так и новые такие как: зависимости сечений от ориентации кластера, от переданного ему импульса. При этом и эффективные числа, и формфакторы, и другие характеристики будут зависеть от области переданного кластеру импульса, так как при реализации различных кратностей рассеяния в амплитуду будут вносить свой вклад наряду с основным состоянием, совпадающим с состоянием свободного кластера, другие возбужденные состояния виртуального кластера.

Этот новый, основанный на современных методах теории рассеяния подход существенно расширяет возможности изучения как структуры ядер, так и нуклон – нуклонных взаимодействий и позволяет планировать новые более полные эксперименты.

Список трудов Головановой Н.Ф., на которых основана диссертация:

1. Голованова Н.Ф. Метод математического эйконала в теории рассеяния. М.:МГТУ им. А.Н. Косыгина, 2003. 179с.

2. Golovanova N. F., Golovanov A. A. Method of mathematical eikonal for solving Lippman-Schwinger-Type equations with complex potential, Russian Journal of Mathematical Physics, 2003, V.10, № 1, p.31-41.

3. Golovanova N. F. & Golovanov A. A. p-p scattering problem at middle and high energies in the eikonal expansion method. Dubna, Joint Institute of Nuclear Research: Proceedings of the V International Symposium «Dubna Deuteron-99» http://relnp.jinr.ru/deuteron99/tr/, 1999, 8c.

4. Голованова Н.Ф., Голованов А.А. Решение уравнения типа Липпмана-Швингера для Т-матрицы с заданными комплексным потенциалом или профильной функцией методом математического эйконала. Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1, Математика. Механика. 2004, №6. С. 14-17.

5. Golovanova N.F. & Golovanov A.A. Mathematical eikonal and spin effects in nucleon-nucleon scattering. In proceedings of the Intern. Workshop "Symmetries and spin" (Prague, July 17-22, 2000), Czech. J. Phys. 2001 v. 51, p.A189-A194.

6. Golovanova N.F. & Golovanov A.A. The interaction of high energy particles with nucleon clasters in the mathemetical eikonal method. In proceedings of the Intern. School-Workshop Advanced study Institute "Symmetries and spin" (Prague, July 15-21, 2001), Czech. J. Phys., 2002, v. 52, Supl. C p.135-142

7. Golovanova N.F., Golovanov A.A. High energy potential scattering in the mathematical eikonal method. In "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics": Proceedings of the XVI Inter. Baldin seminar on high energy physics problems (Dubna, June 10-15, 2002). Dubna: JINR, 2004.

8. Голованова Н.Ф. О решении уравнения Липпмана – Швингера методом разложения в эйкональный ряд в случае упругого рассеяния. Деп. ЦНИИТЭИлегпром, № 3516-лп от 13. 12 1993, 9с., аннотир. Ежем. библ. указ. ВИНИТИ "Депон. науч. работ" 1994, №3 (269), б/о, с.41

9. Golovanova N.F. & Iskra V. Description of elasic medium – energy proton – proton scattering in a wide range of angles. Phys. Lett. B 187, 1987, №1,2, p.7-11

10. Golovanova N.F. and Iskra V. Elastic pp scattering through angles at medium energies Advance copy participants of the X Intern. Conference of Few Body Problems in Physics, Carlsruhe. Germany, August 21-27, 1983, p.19.

11. Golovanova N. F. &. Golovanov A. A. Eikonal expansion solution for T-matrix equation and the unitarity condition. Berlin: ICM'98 Abstracts of Short Communications and posters Sessions, 1998, p.234.

12. Golovanova N. F.&. Golovanov A. A. Solution of the T-matrix's equation by the eikonal expansion method. Berlin: ICM'98 Abstracts of Short Communications and posters Sessions, 1998, p.234.

13. Голованова Н.Ф., Ильин И. М., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Квазиупругое выбивание кластеров из атомных ядер в теории многократного рассеяния. Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20 в.10, с.674-676.

14. Golovanova N.F., Il'in I.M., Smirnov Yu.F., Neudatchin V.G. Quasi-elastic cluster knock-out in the theory of multiple scattering. Preprint Rez, Ceskoslovenska akademie ved ustav. Jaderne Fisika, 1974, 7p.

15. Голованова Н.Ф., Ильин И. М., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Чувильский Ю. М. Зависимость сечения квазиупругого выбивания кластеров из атомных ядер при высоких энергиях от ориентации импульса ядра отдачи Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22 в.2, с.112-114.

16. Golovanova N.F., Ibraeva E. T., Il'in I.M., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F, Tchuvilsky Yu. M. Excited states of virtual clasters in a nucleus end the quasi-elastic cluster knock-out at high energies. The Flinders University of South Australia School of Physical Sciences, FUPII-R-129, December 1975, 34p.

17. Golovanova N.F., Il'in I.M., Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F, Tchuvilsky Yu. M. Excited states of virtual clasters in a nucleus and the processes of quasi-elastic cluster knock-out at high energies. Nucl. Phys., 1976, A 262, p.44-56.

18. Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Неудачин В. Г. Когерентные эффекты в выбивании кластеров быстрыми адронами. Избранные вопросы структуры ядра, ОИЯИ, Дубна, 1976, с.47-49

19. Голованова Н.Ф., Ильин И. М., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф., Чувильский Ю. М. Квазиупругое выбивание кластеров из атомных ядер в теории многократного рассеяния. ЯФ, 1976, т.23, в.1, с.64-76.

20. Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Неудачин В.Г. Анизотропия по углу Янга-Треймана в квазиупругом выбивании кластеров из атомных ядер Письма в ЖЭТФ, т. 27, 1978, с.56-59.

21. Голованова Н.Ф., Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Новожилова В. Н. Динамика образования кластерных фрагментов в реакции квазиупругого выбивания с учетом искажающих факторов ЯФ, 1978, т.27, в.5, с.1385-1394.

22. Golovanova N.F., Ibraeva E.T., Neudatchin V.G. Analysis of different multiplicities and their interference in quasi-elastic knock-out by fast hadrons. Progress of Theor. Phys., 1978, v.59, p.127-140.

23. Голованова Н.Ф., Ильин И.М. Спектроскопическая информация в реакциях выбивания нуклоных кластеров из ядер 1p-оболочки. Известия АНСССР сер. физическ., 1978, т.42, N7, с.1528-1539.

24. Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Golovanova N.F. Clustering phenomena and high -energy reaction. Advances in Nuclear Physics, 1979, v.11, N1, p.1-133

25. Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Неудачин В. Г. Эффекты искажений в микроскопической теории выбивания нуклонных кластеров быстрыми адронами. ЯФ, 1983, т.37, в.4, с.883-890.

26. Голованова Н.Ф., Куровский В.В. Динамическая природа эффективных чисел кластеров, извлекаемых из реакций выбивания Известия АНСССР сер.физическ., 1986, т.50, N5, с.963-967.

27. Голованова Н.Ф., Искра В. Полозов А.Д. Реакции квазиупругого выбивания кластеров из ядер в недифракционном приближении Препринт ИТФ 84-130Р, Киев, 1984, 28с.

28. Голованова Н.Ф., Искра В. Полозов А.Д. p-d рассеяние в недифракционном приближении. Труды II симпозиума "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Ленинград, 1984, с.323-329.

29. Агабабян Н.М., Батусов Ю.А., Бунятов С.А., Голованова Н. Ф. и др. Исследование многочастичных реакций с образованием ^{8}Li при захвате остановившихся π^{-}-мезонов ядрами ^{12}C. ЯФ, 1971, т. 13, с.283-292.

Агабабян Н.М., Батусов Ю.А., Бунятов С.А., Голованова Н. Ф. др. Исследование реакций поглощения остановившихся мезонов ядрами кислорода с образованием ^{8}Li. ЯФ, т. 18, 1973, с.264-269.

Агабабян Н.М., Батусов Ю.А., Бунятов С.А., Голованова Н. Ф. др. Исследование реакций поглощения остановившихся мезонов ядрами азота с образованием Li^{8}. ЯФ, т. 18, 1973, с.256-263.

Golovanova N.F., Zelenskaya N.S. and El Nagar N. Claster absorption of stopped π^{-} - mesons on ^{12}C Nucl. Phys., A113, 1968, c.1-13.

30. Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Неудачин В. Г. Эффекты искажений в реакциях квазиупругого выбивания кластеров. Тезисы докладов XXVII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград, Л., Наука, 1977, с.327

31. Голованова Н.Ф., Неудачин В. Г. Явления ассоциирования при высоких энергиях. Тезисы докладов XXVIII Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра, Тбилиси, Л., Наука, 1978, с.288

32. Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Неудачин В. Г. Анизотропия по углу Янга-Треймана в квазиупругом выбивании кластеров из атомных ядер. Тезисы докладов XXVIII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Тбилиси, Л., Наука, 1978, с.289

33. Голованова Н.Ф., Искра В., Полозов А.Д. Согласованное описание p-p и p-d рассеяния в недифракционном приближении. Тезисы стендовых докладов IX Европейской конференции по проблеме несольких тел в физике. Тбилиси, 1984, с.65.

34. Голованова Н.Ф., Куровский В.В. Динамическая природа эффективных чисел кластеров, извлекаемых из реакций выбивания. Тезисы докладов XXXV совещания по ядерной спектроскопии и структуры атомного ядра, Москва, Наука, 1985, с.422.

35. Голованова Н.Ф., Искра В., Куровский В.В., Полозов А.Д. Учет френелевских поправок в динамической теории выбивания кластеров. Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуры атомного ядра, Москва, 1985, с.421.

36. Голованова Н.Ф., Ильин И.М. Спектроскопическая информация в реакциях выбивания нуклоных кластеров из ядер 1р-оболочки. Тезисы докладов XXXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Москва, Наука, 1985, с.421.

37. Голованова Н.Ф., Жусупов М.А., Ибраева Е.Т., Новожилова В. Н. Динамика образования кластерных фрагментов в реакции (p,pt) с учетом искажающих факторов Тезисы докладов XXVI Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра, Москва, Л., Наука, 1976, с.18

38.Голованова Н.Ф., Ибраева Е.Т., Ильин И.М. Квазиупругое выбивание быстрыми протонами дейтронов, тритонов и α -частиц из ядер р-оболочки в теории многократного рассеяния Тезисы XXVI Совещания по ядерной спектр. и структ. атомного ядра, Москва, Л., Наука, 1976, с.18