МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Чудак Наталія Олександрівна

УДК 518.5+531.2

БАГАТОЧАСТИНКОВІ ПОЛЬОВІ ОПЕРАТОРИ ЯК МЕТОД ОПИСУ РОЗСІЯННЯ АДРОНІВ

01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня

кандидата фізико – математичних наук

Одеса – 2017

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Одеському національному політехнічному університеті Міністерства освіти і науки України.

Науковий керівник — кандидат фізико – математичних наук, доцент
Шарф Ігор Володимирович
Одеський національний політехнічний університет, доцент кафедри теоретичної та експериментальної ядерної фізики

Офіційні опоненти: — доктор фізико-математичних наук, професор
Адамян Вадим Мовсесович
Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова, завідувач кафедри теоретичної фізики

доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник
Болотін Юрій Львович
Інститут теоретичної фізики ім. О.І. Ахієзера Національного наукового центру "Харківський фізико-технічний інститут" НАН України, завідувач відділу теоретико-групових властивостей елементарних частинок, теорії ядра і нелінійної механіки

Захист відбудеться “28” квітня 2017 р. у 14^{00} годин на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 41.052.06 в Одеському національному політехнічному університеті за адресою: пр. Шевченка, 1, м. Одеса, 650044.

З дисертацією можна ознайомитися в науковій бібліотеці Одеського національного політехнічного університету за адресою: пр. Шевченка, 1, м. Одеса, 650044 та на сайті: http://opu.ua/science/dissertation.

Автореферат розісланий “ 27 ” березня 2017 р.

Учений секретар
спеціалізованої вченої ради
д.т.н., професор — Т.М. Зеленцова

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Існуючі польові теорії розглядають багаточастинкові стани з простору Фока, але польові оператори є суто одночастинковими. Як наслідок, всі відомі квантові польові теорії формулюються в термінах чисел заповнення одночастинкових станів. Така ситуація є прийнятною для теорій (наприклад, КЕД), в яких в початковому і кінцевому станах присутні кванти тих самих полів, між якими відбувається взаємодія. Але при опису процесів розсіяння адронів виникає відома проблема, яка полягає в тому, що взаємодія відбувається між кварками, які складають адрони шляхом обміном глюонами, але в початковому та кінцевому станах процесу розсіяння можуть спостерігатися лише їх зв'язані стани - адрони. Це призводить до того, що, розглядаючи процес взаємодії кварків і глюонів, ми не можемо ані «вмикати» взаємодію на початковій стадії процесу розсіяння, ані «вимикати» її - на кінцевій, як це робиться при звичайному $\hat{S}$- матричному розгляді. Тобто асимптотичні кваркові і глюонні стани не є одночастинковими і внаслідок вимоги релятивістської інваріантності принципово не можуть бути виражені через одночастинкові стани. Дійсно, в релятивістській теорії неможливо реалізувати чисто просторовий зсув, тому кожен одночастинковий стан не може характеризуватися лише імпульсом частинки, а повинен характеризуватися чотиривектором енергії-імпульсу. Тому в результаті роботи з числами заповнення таких станів матимемо закон збереження енергії-імпульсу для чотириімпульсів кварків і глюонів, а не адронів, як це є в експерименті.

Зазвичай ці проблеми обходять шляхом застосування партонної моделі (*Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. - М.: Мир, 1975*), де адрон представляється сукупністю невзаємодіючих між собою точкових складових – партонів, між якими розподіляється енергія-імпульс адрону. Такий підхід є ефективним при розгляді процесів, які можна розглядати як такі, що відбуваються за участі невеликої кількості партонів і коли можна не цікавитись, що при цьому відбувається з рештою партонів, як, наприклад, у випадку глибоко непружнього розсіяння лептонів на нуклонах. Якщо ж потрібний повний багатопартонний опис, виникають суттєві проблеми з встановленням виду багатопартонних розподілів (*Diehl M., Ostermeier D., Schafer A. Elements of a theory for multiparton interactions in QCD // JHEP. – 2012).*

В дисертаційній роботі зазначені проблеми ми пропонуємо розв'язати за допомогою моделі багаточастинкових полів. Як відомо, кваркові поля приймають значення в лінійному просторі, який перетворюється за тензорним добутком біспінорного представлення групи Лоренца і фундаментальних представлень груп $SU_c(3)$ і $SU_f(3)$. Багаточастинкові поля реалізують відображення з тензорного добутку декількох просторів Мінковського, звуженого на підмножину, яка відповідає одночасному відносно спостерігача вимірюванню координат кварків – в інваріантний підпростір тензорного добутку областей значень одночастинкових полів, на якому реалізується певне незвідне представлення групи Лоренца (відповідно до спіну складеного адрону) і тривіальне представлення групи $SU_c(3)$ (відповідно до безколірності адрону). При цьому ароматові індекси приймають значення, що відповідають кваркам, які складають адрон.

В дисертації показано, що після квантування операторно-значні функції багаточастинкових полів описують народження і знищення адронів, що призводить до того, що при описанні процесів з ними за допомогою цих операторів зберігається саме енергія-імпульс адронів, а не складаючих їх частинок, як і повинно бути. Розгляд багаточастинкових калібрувальних полів дозволяє при цьому описати взаємодію адронів, а також конфайнмент кварків і глюонів.

Актуальність теми. На сьогоднішній день не існує опису процесів розсіяння адронів з перших принципів. Причиною такої ситуації є неможливість нехтувати сильною взаємодією кварків і глюонів навіть у якості початкового наближення, що спричиняє відому і не розв'язану проблему опису адронізації. Запропонований в дисертації метод багаточастинкових полів, з самого початку враховує взаємодію кварків і глюонів. Отримані в дисертації результати дозволяють розглядати його як ефективний метод розв'язання проблеми опису розсіяння адронів з перших принципів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконувалась у відповідності до держбюджетних науково-дослідних робіт "Розрахунок перерізів непружного розсіяння адронів методом Лапласа" (№ державної реєстрації 0116U004527), "Надповільне нейтронно-ядерне горіння торій-уранового середовища, що поділяється" (№ державної реєстрації 0116U004532) та "Розробка фізичних основ надтеплового ядерного реактора на бігучій хвилі ядерного горіння" (№ державної реєстрації 0116U004540) згідно з програмою науково-дослідних робіт МОН України, програми досліджень за міжнародними договорами про науково-технічне співробітництво між ОНПУ та Інститутом експериментальної фізики Словацької Академії наук, Інститутом ядерних досліджень та ядерної енергетики Болгарської академії наук, а також планами науково-дослідної роботи кафедри теоретичної та експериментальної ядерної фізики ОНПУ на 2014-2017 рр.

При виконанні цих науково-дослідних робіт роль автора дисертації полягала в розробці багаточастинкових моделей адронів для подальшого опису їх розсіяння, а також у врахуванні залежності пружного розсіяння нейтронів на протонах та спінорних властивостей частинок, що розсіюються, при описі уповільнення нейтронів в реакторах.

Мета і задачі дослідження. Метою роботи є побудова моделі розсіяння адронів, яка враховує їх кваркову структуру і водночас дозволяє враховувати закон збереження енергії-імпульсу для адронів, а не для частинок, що їх складають.

Для досягнення сформульованої мети необхідно розв'язати такі задачі:

- знайти закон перетворення стану нерелятивістської квантової системи з кількох взаємодіючих частинок з її системи центру мас до довільної системи відліку, відносно якої імпульс системи, що розглядається, може бути релятивістським;
- побудувати з одночастинкових біспінорних полів, що відповідають кваркам, двочастинкові псевдоскалярні поля, які відповідають мезонам, і тричастинкові біспінорні поля для опису баріонів і, зокрема, протонів;
- знайти динамічні рівняння для цих багаточастинкових полів, які відповідають загальним фізичним принципам – принципу відносності, принципу локальної калібрувальної інваріантності та іншим принципам квантової теорії поля;
- побудувати динамічні рівняння для двочастинкового глюонного поля;
- знайти і фізично інтерпретувати розв'язки цих рівнянь, застосувати процедуру квантування для розглянутих багаточастинкових полів.
- сформулювати принцип побудови амплітуд пружного та непружного розсіяння для розглянутих багаточастинкових полів.

Об'єкт дослідження – взаємодія адронів як систем зв'язаних кварків.

Предмет дослідження – процеси релятивістського розсіяння адронів.

Методи дослідження: метод вторинного квантування для нерелятивістського наближення компонент тензору моменту імпульсу як генератору перетворення стану при переході з однієї інерційної системи відліку до іншої; метод Лагранжа в теорії полів для побудови динамічних характеристик багаточастинкових полів; методи теорії представлень груп для виділення інваріантних підпросторів, які становлять області значень адронних багаточастинкових польових функцій; релятивістський метод квантування полів М.М. Боголюбова для квантування і фізичної інтерпретації багаточастинкових польових операторів; чисельні методи розв'язку нелінійних диференційних рівнянь для розрахунку потенціалу взаємодії між кварками; метод діаграм Р. Фейнмана для побудови амплітуди пружного розсіяння адронів; метод спінової матриці густини для описання розсіяння неполяризованих потоків протонів, методи теорії функцій комплексної змінної для розрахунку унітарних поправок до амплітуди пружного розсіяння.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в тому що:

1. Вперше доведено, що внутрішній стан квантової нерелятивістської системи у випадку, коли він є основним, не змінюється при переході в систему відліку, відносно якої повний імпульс системи є релятивістським.

2. Запропоновано нову модель багаточастинкових полів, в межах якої побудовані динамічні рівняння для двочастинкових псевдоскалярних мезонних полів, біспінорних тричастинкових баріонних полів, скалярного двочастинкового глюонного поля і проведене квантування цих полів. Отримано часткові розв'язки рівнянь двочастинкового глюонного поля, які описують конфайнмент кварків і глюонів, а також їх асимптотичну свободу, і одночасно моделі без конфайнменту для інших калібрувальних теорій.

3. Вперше запропоновано модель адронів в процесах розсіяння, яка призводить до матричних елементів оператору розсіяння, що містять закон збереження енергії-імпульсу для чотириімпульсів адронів, а не складаючих їх частинок.

4. Вперше визначено роль спінорних властивостей протонів в наявності максимуму диференційного перерізу пружного розсіяння протонів при великих значеннях квадрату переданого чотириімпульсу.

5. Вперше в межах однієї й тієї ж моделі описується як утримання кварків всередині адронів, так і взаємодія між кварками різних адронів, що дозволяє описати процеси їх розсіяння.

Практичне значення одержаних результатів полягає в тому що:

- запропоновано метод описання адронів в процесах пружного й непружного розсіяння, який далі можна використовувати для розрахунків в межах теоретичних моделей різних характеристик розсіяння: повних, диференційних та інклюзивних перерізів, топологічних перерізів непружного розсіяння, кореляційних характеристик тощо;
- отримані в дисертації результати можуть бути використані для написання програм для Монте-Карло генераторів процесів розсіяння;
- розроблено комп'ютерні програми для розрахунку диференційного перерізу пружного розсіяння адронів по квадрату переданого чотириімпульсу.

Особистий внесок здобувача. Всі результати, що складають основний зміст дисертації, отримано особисто автором, а саме:

- сформульоване нерелятивістське наближення для генератору буста на двочастинковому підпросторі простору Фока,
- розраховано комутатор внутрішнього гамільтоніану двочастинкової системи з цим генератором, показано, що ці оператори комутують і внаслідок цього основний внутрішній стан адрону не змінюється при переході з однієї інерційної системи відліку до іншої;
- отримано динамічні рівняння для багаточастинкових скалярних і псевдоскалярних полів, модифіковане доведення і результати теореми Нетер для цих полів; на основі цих результатів проведено квантування багаточастинкових полів релятивістським методом М.М. Боголюбова;
- отримано частковий розв'язок динамічного рівняння для двочастинкового калібрувального поля і показано, що цей розв'язок описує конфайнмент кварків і глюонів та їх асимптотичну свободу;
- побудовано модель пружного розсіяння протонів з урахуванням їх спінорних властивостей;

Разом з Меркотаном К.К., Пташинським Д.А. і Потієнком О.С. показано, що а) діаграми з глюонними петлями з утворенням масивних вторинних частинок еквівалентні діаграмам з обміном масивними віртуальними частинками [9]; б) рівняння для двочастинкового глюонного поля призводять до конфайнменту глюонів [10]; в) координатна частина внутрішнього стану системи нерелятивістських кварків є власною функцією операторів просторово-часових компонент моменту імпульсу системи, якщо ці оператори розглядати в нерелятивістському наближенні в системі спокою, складеної з кварку і антикварку частинки [11] і розраховано матрицю других похідних від логарифму часткової суми інтерференційних внесків, на підставі якої були отримані чисельні результати щодо розрахунків інклюзивних розподілів вторинних піонів по бистротах [15]. Спільно з Меркотаном К.К. було побудовано динамічні рівняння для тричастинкових біспінорних полів [10] і розраховано згортки по спінорним індексам [12,14]. Динамічні рівняння для двочастинкового глюонного поля побудовано спільно з Меркотаном К.К. і Пташинським

Д.А.[10]. Разом з Волкотрубом Ю.В., Меркотаном К.К., Пташинським Д.А., Потієнко О.С. були згенеровані інклюзивні перерізи по бистротах вторинних адронів [13].

Апробація результатів дисертації. Основні положення і результати дисертації доповідалися й обговорювалися на 4-th International Conference Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (Київ, 2012), International conference "Large Hadron Collider Physics Conference" - LHCP 2013 (Барселона, Іспанія 2013), Trans-European School of High Energy Physics (Харьків, 2013), міжнародній конференції молодих учених та аспірантів (Ужгород, 2015), міжнародній конференції студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики "ЕВРИКА"(Львів 2012, 2014), International Symposium "Frontier of Theoretical Physics in Western China" (Ланчьжоу, Китай, 2016).

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи викладено в 15 публікаціях, 6 з яких індексуються в наукометричній базі Scopus, у тому числі в 9 статтях у наукових фахових виданнях України та інших держав і додатково висвітлено в 3 статтях і 3 тезах доповідей в збірниках наукових праць міжнародних конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається із вступу, чотирьох розділів, висновків і списку літератури. Загальний обсяг дисертації складає 185 сторінок друкованого тексту, включаючи 13 рисунків. Список літературних джерел містить 169 найменувань цитованої літератури.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

Вступ містить загальну характеристику роботи та обґрунтування її актуальності. Також наведені наукове і практичне значення отриманих результатів, мета і задачі дослідження. Окрім того, у вступі формулюються основні результати і положення, які виносяться на захист.

В першому розділі на основі огляду літератури аналізуються існуючі підходи до представлення адронів в процесах пружного і непружного розсіяння, описання адронів як багатокваркових систем і конфайнменту кварків, акцентується увага на тих припущеннях та наближеннях, що робляться при розгляді цих процесів і визначають різницю між існуючими результатами і тими, що отримано в дисертації. Виходячи з цього аналізу, формулюється постановка задач, які розв'язуються в дисертації.

Всі формули в авторефераті і в дисертації записані в системі одиниць, в якій фундаментальні константи c і $\hbar$ є безрозмірними і дорівнюють 1. Використовується правило підсумування по індексах, що повторюються.

У другому розділі розглядається задача про перетворення внутрішнього стану адрону, як зв'язаного стану конституентних кварків при переході з однієї інерційної системи відліку до іншої.

Розглянуто дві інерційні системи відліку K і K', а також деякий стан системи релятивістських взаємодіючих частинок. В кожній з систем відліку він описується за допомогою фоківського стовпця. Ці стовпці, задані відносно K і K', позначатимемо відповідно $|\Psi\rangle$ і $|\Psi'\rangle$. Якщо розглядати компоненту $\Psi_n(t,\vec{r}_1,\vec{r}_2,\ldots,\vec{r}_n)$ стовпця $|\Psi\rangle$ і $\Psi'_n(t',\vec{r}'_1,\vec{r}'_2,\ldots,\vec{r}'_n)$ стовпця $|\Psi'\rangle$, то при $n \geq 2$, їх квадрати модуля описують результати вимірювання координат частинок, які проводяться кожне одночасно відносно своєї системи відліку. Якщо спостерігач, який користується системою відліку K, при вимірюванні одночасно відносно себе виявить n частинок в околах точок з радіус-векторами $\vec{r}_1,\vec{r}_2,\ldots,\vec{r}_n$, то таке вимірювання буде неодночасним відносно системи K'. Тому спостерігач, що користується цією системою відліку, повинен провести інше незалежне вимірювання координат частинок в тому ж стані, одночасне відносно себе. Таким чином, внаслідок того, що для різних спостерігачів розглядаються різні сукупності подій, аргументи компонент $|\Psi\rangle$ і $|\Psi'\rangle$ неможливо пов'язати ані перетвореннями Лоренца, ані якимось іншим чином. При розгляді перетворення стану при обертах не виникає зазначених вище проблем з одночасністю. Тому можна обмежитись розглядом задачі у випадку буста. В цьому випадку розв'язок задачі базується на співвідношенні

$$\left|\Psi'\right\rangle = \hat{U}(Y)\left|\Psi\right\rangle, \quad \hat{U}(Y) = \exp\left(i\hat{M}_{0b}Y\right), \quad b = 1,2,3, \tag{1}$$

де b- відповідає номеру просторової вісі координат уздовж якої розглядається буст, а $\hat{M}_{0b}$ - оператор відповідної компоненти тензору моментів імпульсу, що є генератором буста на просторі Фока, Y - бистрота буста. При цьому права і ліва частини рівності (1) залежать від одних і тих самих аргументів і дія оператору в (1) описує лише зміну форми залежності. При цьому і задача описати стан $\left|\Psi\right\rangle$, і задача подіяти на нього оператором $\hat{U}(Y)$ є складними, але для випадку перетворення внутрішнього стану адронів, який розглядається в дисертації можливе суттєве спрощення за рахунок застосування нерелятивістського наближення для опису цього стану в системі спокою адрону.

Розглянемо вільний адрон в початковому або кінцевому стані розсіяння. Внаслідок того, що він складається з певної кількості конституентних кварків, нові конституентні кварки в їх взаємодії народжуватись не можуть. Тому адрон в його системі спокою K може розглядатися як система нерелятивістських кварків і задача полягає в тому, як описати стан цього адрону $\left|\Psi'\right\rangle$ в системі K', такої що рухається відносно K із релятивістською швидкістю. Наслідком нерелятивістського наближення відносно K є такі спрощення. У стовпця $\left|\Psi\right\rangle$ відмінна від нуля тільки компонента, яка відповідає наявності або кварку і антикварку або трьох кварків. При цьому ця компонента може вважатися розв'язком рівняння Шредінгера із відповідним потенціалом, тобто при опису стану відносно K ми можемо уникнути опису квантово-польової динаміки. Окрім того, компоненти операторів тензору моменту імпульсу $\hat{M}_{ab}$ і чотиривектору енергії-імпульсу $\hat{P}^{a}$ відносно системи K можуть бути задані в нерелятивістському наближенні, а відносно системи K' вони можуть бути розраховані за допомогою тензорного і чотиривекторного законів перетворення відносно групи Лоренца. В другому розділі дисертації формулюються відповідні наближення як за допомогою диференційних операторів, так і в представленні вторинного квантування. При цьому можливість нерелятивістського наближення для оператора $\hat{P}^{0}$ дозволяє розкласти його звичайним образом в суму гамільтоніану центру мас $\hat{P}^{0}_{\vec{R}}$ і внутрішнього гамільтоніану $\hat{P}^{0}_{\text{internal}}$.

Нерелятивістський стан $\left|\Psi(t)\right\rangle$ в системі спокою адрону зручно представити як результат дії оператору часової еволюції на стан в якійсь фіксований момент часу (наприклад, $\left|\Psi(t=0)\right\rangle$). Нас цікавить ситуація коли, $\left|\Psi(t)\right\rangle$ є власним станом для енергії системи кварків, що утворюють адрон, і який відповідає найменшому власному значенню. Тоді $\left|\Psi(t=0)\right\rangle$ співпадає із координатною частиною такого стану. Враховуючи, що в системі спокою вільного адрону його стан є власним для повного імпульсу кварків і відповідає нульовому власному значенню, можемо записати:

$$\left|\Psi(t)\right\rangle = \hat{u}\left(t,R_x,R_y,R_z\right)\left|\Psi(t=0)\right\rangle, \hat{u}\left(t,\vec{R}\right) = \exp\left(-\left(i\hat{P}_0 t - \left(\hat{\vec{P}}\cdot\vec{R}\right)\right)\right), \vec{R} = \left(R_x,R_y,R_z\right), \tag{2}$$

де $\hat{P}_0$- нерелятивістський гамільтоніан системи зв'язаних кварків в системі спокою адрону, $\hat{\vec{P}}$ - оператор повного імпульсу системи зв'язаних кварків в цій же системі відліку. У якості $\vec{R}$ можна обрати радіус-вектор довільної точки простору, бо він увійде в вираз в виді добутку на нульове власне значення оператора.

Співвідношення (1) для перетворення стану (2) можемо записати в виді:

$$\left|\Psi'(t')\right\rangle = \exp\left(i\hat{M}_{0b}Y\right)\hat{u}(X)\exp\left(-i\hat{M}_{0b}Y\right)\exp\left(i\hat{M}_{0b}Y\right)\left|\Psi(t=0)\right\rangle. \qquad (3)$$

Тут X - чотирикомпонентний стовпець, з нульовою компонентою t і рештою компонент R_x, R_y, R_z. Вираз $\exp\left(i\hat{M}_{0b}Y\right)\hat{u}(X)\exp\left(-i\hat{M}_{0b}Y\right)$ формально співпадає із перетворенням операторно-значної польової функції скалярного поля при переході з однієї інерційної системи відліку до іншої. Тому згідно із законом перетворення такої функції, можемо записати

$$\exp\left(i\hat{M}_{0b}Y\right)\hat{u}(X)\exp\left(-i\hat{M}_{0b}Y\right) = \hat{u}\left(\Lambda^{(0b)}X\right), \qquad (4)$$

де $\Lambda^{(0b)}X$ - позначений добуток матриці буста $\Lambda^{(0b)}$ на стовпець X. Тепер можемо скористатись невизначеністю у виборі $\vec{R}$. Для кожної системи відліку, до якої ми переходимо, обиратимемо його так, щоб просторові компоненти чотиривектора $\Lambda^{(0b)}X$ співпадали з координатами центру мас системи зв'язаних частинок відносно тієї системи відліку, до якої ми переходимо, тобто з координатами центру мас, розрахованими по координатах частинок, виміряних одночасно відносно тієї системи відліку, до якої ми переходимо. При цьому, переходячи до різних систем відліку K' в системі спокою адрону K, доведеться обирати різні значення $\vec{R}$. Але це не становить проблеми внаслідок того, що різні $\vec{R}$ входитимуть у вираз (2) в вигляді скалярного добутку із рівним нулю власним значенням оператора $\hat{\vec{P}}$. Звернемо увагу на те, що поява матриці $\Lambda^{(0b)}$ в співвідношенні (4) пов'язана саме з перетворенням операторно-значної функції $\hat{u}(X)$, а не з перетворенням координат. При цьому поява $\Lambda^{(0b)}$, як видно з (2), призводить до того, що власні значення повної енергії і повного імпульсу адрону перетворюються при переході з однієї системи відліку до іншої за чотиривекторним законом, як і повинно бути.

Отже, виходячи з формули (3) для опису перетворення стану, нам потрібно визначити чому дорівнює вираз $\exp\left(i\hat{M}_{0b}Y\right)\left|\Psi(t=0)\right\rangle$. В дисертації показано, що генератор $\hat{M}_{0b}$ комутує з внутрішнім гамільтоніаном $\hat{P}^0_{\text{internal}}$. Внаслідок того, що $\left|\Psi(t=0)\right\rangle$, будучи основним власним станом $\hat{P}^0_{\text{internal}}$, є невиродженим, це призводить до того, що $\left|\Psi(t=0)\right\rangle$ оказується власним станом і генератора $\hat{M}_{0b}$.

Виходячи з міркувань симетрії, показано, що відповідне власне значення дорівнює нулю, тобто внутрішній стан системи нерелятивістських кварків при переході від системи центру мас цих кварків в систему відліку, що рухається відносно неї із релятивістською швидкістю, не змінюється.

В третьому розділі розглядається модель багаточастинкових полів. Зауважимо, що в цьому розділі припускається, що внутрішній стан адрону може бути описаний як стан конституентних нерелятивістських кварків (антикварків). При цьому енергія і повний імпульс адрону вважаються релятивістськими.

Як відомо, довільний елемент простору Фока в представленні взаємодії розглядається в вигляді:

$$\left|\Psi\right\rangle = \sum_{n=0}^{\infty}(n!)^{-1/2}\int\left(\prod_{k=1}^{n}d\vec{p}_k\right)\Psi_n\left(t,\vec{p}_1,\cdots,\vec{p}_n\right)\prod_{k=1}^{n}\hat{a}^+\left(p_{0k},\vec{p}_k\right)\left|0\right\rangle, \qquad (5)$$

де n- кількість частинок, якій відповідає компонента фоківського стовпця $\Psi_n\left(t,\vec{p}_1,\cdots,\vec{p}_n\right)$, $\vec{p}_1,\cdots,\vec{p}_n$- імпульси цих частинок, p_{0k}- їх енергії, виражені через імпульси з умови масової поверхні $p_{0k} = \sqrt{m^2 + \vec{p}_k^{\,2}}$, $\hat{a}^+ \left(p_{0k}, \vec{p}_k \right)$ - оператори народження, $\left| 0 \right\rangle$ - вакуумний стан.

Проте для системи взаємодіючих частинок рівність (5) містить протиріччя. Дійсно, величини $\vec{p}_k$, що є аргументами операторів народження, при переході до нової системи відліку перетворюються як просторові компоненти чотиривектора, бо оператори $\hat{a}^+ \left(p_{0k}, \vec{p}_k \right)$ в представленні взаємодії пов'язані із розв'язками релятивістські інваріантних польових рівнянь. Але, ті ж самі величини $\vec{p}_k$, що є аргументами компонент фоківського стану $\Psi_n \left(t, \vec{p}_1, \cdots, \vec{p}_n \right)$, внаслідок вимоги одночасності вимірювання не можуть бути пов'язані із аргументами в новій системі відліку ніяким чином. Це протиріччя доводить, що система станів, побудованих за допомогою одночастинкових операторів народження, по якій проводиться розклад в (5), насправді не є повною у випадку, коли розглядається система взаємодіючих частинок. Дійсно, якщо довільний стан системи взаємодіючих частинок можна було б розкласти в лінійну комбінацію добутків одночастинкових станів, то кожний одночастинковий стан можна було б представити далі в вигляді лінійної комбінації станів власних для імпульсу. Тоді власне значення, що відповідає такому стану, визначатиме як цей стан перетворюватиметься при просторовому зсуві. Однак в релятивістській ситуації неможливо реалізувати чисто просторовий зсув, бо легко знайти систему відліку, відносно якої цей зсув буде зсувом й в часі, але тоді доведеться розглядати енергію цього одночастинкового стану. Проте, в системі взаємодіючих частинок немає симетрії відносно часового зсуву однієї частинки, а є симетрія відносно зсуву в часі всієї системи в цілому. Тому існує лише власне значення енергії всієї системи взаємодіючих частинок і не існує енергій окремих частинок. В цьому принципова відмінність від нерелятивістської теорії, де можливий чисто просторовий зсув в усіх інерційних системах відліку, і тому довільний стан може бути побудований з одночастинкових станів. Якщо ж релятивістський багаточастинковий стан неможливо виразити за допомогою операторів, змінюючи числа заповнення одночастинкових станів, то й динаміку цього стану неможливо виразити в термінах зміни цих чисел заповнення. Розглянуті протиріччя зумовлюють доцільність розгляду моделі багаточастинкових польових операторів.

Як вихідний пункт цієї моделі розглянуто неквантоване біспінорне поле $\Psi^f_{s,c}(x)$ разом з його дираківським спряженим полем $\bar{\Psi}^f_{s,c}(x)$. Ці поля зіставляються кваркам та антикваркам. Тут $\Psi^f_{s,c}$ - елемент лінійного простору, на якому реалізується біспінорне представлення групи Лоренца по індексу $s = 1, 2, 3, 4$, фундаментальне представлення групи $SU_c(3)$ - по кольоровому індексу c і фундаментальне представлення групи $SU_f(3)$ по ароматовому індексу $f = "u", "d", "s"$. Цей лінійний простір позначатимемо як B, а лінійний простір, на якому реалізується представлення оберненими матрицями, позначатимемо через $\bar{B}$. При цьому тут і далі всі внутрішні індекси пишуться зверху виключно для зручності і скорочення позначень. Для лоренцевих індексів, які з'являться далі, верхнє і нижнє написання відрізняють контраваріантний і коваріантний закони перетворення відносно групи Лоренца. Окрім того $x \equiv \left(x^0, x^1, x^2, x^3\right)$- елемент лінійного простору Мінковського, який позначатимемо як M. Розглянемо відображення $\Psi^{f_1, f_2}_{s_1, s_2; c_1, c_2}\left(x_1, x_2\right)$ з тензорного добутку $M \otimes M$, який позначатимемо як M^2 в тензорний добуток $\bar{B} \otimes B$, а також $\Psi^{f_1, f_2, f_3}_{s_1, s_2, s_3; c_1, c_2, c_3}\left(x_1, x_2, x_3\right)$ - з $M^3 = M \otimes M \otimes M$ в $B \otimes B \otimes B$. Оскільки функції $\Psi^{f_1, f_2}_{s_1, s_2; c_1, c_2}\left(x_1, x_2\right)$ і $\Psi^{f_1, f_2, f_3}_{s_1, s_2, s_3; c_1, c_2, c_3}\left(x_1, x_2, x_3\right)$ пов'язані із системами взаємодіючих частинок, для них потрібно «заборонити» перетворення просторово-часового зсуву для окремих частинок. Тому ці функції потрібно звузити з M^2 і M^3 на підмножини одночасності. Для M^2 таку підмножину визначимо як множину всіх пар $\left(x_1, x_2\right)$, у яких $x_1^0 = x_2^0 = t$, і позначимо цю підмножину як M_t^2. Аналогічно сукупність трійок $\left(x_1, x_2, x_3\right)$, у яких $x_1^0 = x_2^0 = x_3^0 = t$, також будемо називати підмножиною одночасності і позначати як M_t^3. Звуження відображень $\Psi^{f_1, f_2}_{s_1, s_2; c_1, c_2}\left(x_1, x_2\right)$ і $\Psi^{f_1, f_2, f_3}_{s_1, s_2, s_3; c_1, c_2, c_3}\left(x_1, x_2, x_3\right)$ відповідно на M_t^2 і M_t^3 позначатимемо як $\Psi^{f_1, f_2 | M_t^2}_{s_1, s_2; c_1, c_2}\left(x_1, x_2\right)$ і $\Psi^{f_1, f_2, f_3 | M_t^3}_{s_1, s_2, s_3; c_1, c_2, c_3}\left(x_1, x_2, x_3\right)$ і називатимемо багаточастинковими полями. Звичайно, ці звуження неможливо зробити Лоренц-інваріантним чином, але якщо ввести на M^2 і M^3 координати Якобі (перша строчка відноситься до M^2, а друга до M^3)

$$
\begin{aligned}
&X^a = \left(x_1^a + x_2^a\right)\big/2,\ y_1^a = x_2^a - x_1^a, \\
&X^a = \left(x_1^a + x_2^a + x_3^a\right)\big/3,\ y_1^a = x_3^a - \left(x_1^a + x_2^a\right)\big/2,\ y_2^a = x_2^a - x_1^a,\ a = 0,1,2,3,
\end{aligned}
\tag{6}
$$

то, як було показано в попередньому розділі X^a, при переході до нової системи відліку перетворюються як компоненти контраваріантного чотиривектору, а внутрішні координати y_1^a, y_2^a на M_t^2 і M_t^3 в різних системах відліку не зв'язуються ніяким чином. Але внаслідок того, що залежність від них є однаковою в різних інерційних системах відліку, принцип відносності при цьому виконується.

Основною метою третього розділу дисертації є побудова динамічних рівнянь багаточастинкових полів та їх квантування. При цьому спочатку розглянемо систему невзаємодіючих частинок, в якій можлива одночастинкова динаміка, а потім перейдемо до більш реалістичної моделі, що враховує взаємодію. Це дає змогу в такому окремому випадку побудувати багаточастинкові поля та їх динамічні рівняння з одночастинкових. Але після звуження на M_t^2 і M_t^3 і врахування взаємодії багаточастинкові поля стають самостійним динамічним об'єктом, вже ніяким чином не пов'язаним з одночастинковими полями.

У випадку невзаємодіючих частинок поля $\Psi^{f_1, f_2}_{s_1, s_2; c_1, c_2}\left(x_1, x_2\right)$ і $\Psi^{f_1, f_2, f_3}_{s_1, s_2, s_3; c_1, c_2, c_3}\left(x_1, x_2, x_3\right)$ можна побудувати з польових функцій

$$
\begin{aligned}
&\Psi^{f_1, f_2}_{s_1, s_2; c_1, c_2}\left(x_1, x_2\right) = \bar{\Psi}^{f_1}_{s_1, c_1}\left(x_1\right)\Psi^{f_2}_{s_2, c_2}\left(x_2\right), \\
&\Psi^{f_1, f_2, f_3}_{s_1, s_2, s_3; c_1, c_2, c_3}\left(x_1, x_2, x_3\right) = \Psi^{f_1}_{s_1, c_1}\left(x_1\right)\Psi^{f_2}_{s_2, c_2}\left(x_2\right)\Psi^{f_3}_{s_3, c_3}\left(x_3\right).
\end{aligned}
\tag{7}
$$

Простори $\overline{B}\otimes B$ і $B\otimes B\otimes B$ можна розкласти в прямі суми підпросторів, інваріантних відносно відповідних тензорних добутків біспінорних представлень групи Лоренца:

$$\begin{aligned}&\Psi^{f_1,f_2}_{s_1,s_2;c_1,c_2}\left(x_1,x_2\right)=\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}\left(x_1,x_2\right)\gamma^5_{s_1s_2}+\ldots,\\&\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_1,s_2,s_3;c_1,c_2,c_3}\left(x_1,x_2,x_3\right)=\varepsilon_{s_0s_1s_2s_3}\gamma^1_{s_0s_4}\gamma^3_{s_4s_5}\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}\left(x_1,x_2,x_3\right)+\ldots.\end{aligned}\tag{8}$$

де $\gamma^a_{s_js_k}$ –елементи матриць Дірака, $\varepsilon_{s_0s_1s_2s_3}$- символ Леві-Чівітта, $\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}\left(x_1,x_2\right)$ і $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}\left(x_1,x_2,x_3\right)$- проекції на інваріантні підпростори, на яких реалізуються псевдоскалярне і біспінорне представлення групи Лоренца. Як і «трикрапки» позначені проекції відповідних тензорів на решту інваріантних підпросторів. Окрім інваріантного підпростору, виділеного в (8), в розкладі $B\otimes B\otimes B$ в пряму суму інваріантних підпросторів є ще декілька підпросторів, на яких реалізуються еквівалентні між собою біспінорні представлення. Нас цікавитимуть динамічні рівняння для полів, які реалізують відображення з $M\otimes M\otimes M$ у відповідний інваріантний підпростір. Ці рівняння не залежать від того, яке саме з еквівалентних біспінорних представлень розглядається, тому в (8) ми розглянули один з прикладів такого підпростору.

Якщо спробувати отримати динамічні рівняння для полів $\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}\left(x_1,x_2\right)$ і $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}\left(x_1,x_2,x_3\right)$, виходячи з того, що одночастинкові польові функції в (7) задовольняють рівнянню Дірака, матимемо наступну проблему. Застосовуючи до розкладів (8) відповідний динамічний оператор $i\gamma^a_{s_1s_2}\,\partial/\partial x^a-m\delta_{s_1s_2}$ (тут $\delta_{s_1s_2}$- компоненти символу Кронекера, m- маса конституентного кварку), внаслідок наявності в ньому матриць Дірака бачимо, що структура інваріантних підпросторів не зберігатиметься, тобто внаслідок динаміки невзаємодіючих частинок змінюватиметься повний спін системи. Щоб уникнути цієї проблеми врахуємо, що кожна з компонент $\Psi^f_{s,c}\left(x\right)$ і $\overline{\Psi}^f_{s,c}\left(x\right)$ задовольняє рівнянню Клейна-Гордона-Фока (КГФ). Скориставшись цим, для проекцій $\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}\left(x_1,x_2\right)$ і $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}\left(x_1,x_2,x_3\right)$ можна отримати рівняння

$$\hat{K}^{(2)}\left(\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}\left(x_1,x_2\right)\right)=0,\hat{K}^{(3)}\left(\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}\left(x_1,x_2,x_3\right)\right)=0,\hat{K}^{(n)}=-g^{a_1a_2}\sum_{b=1}^{n}\partial^2\big/\partial x_b^{a_1}\partial x_b^{a_2}-nm^2\hat{E}.\tag{9}$$

Тут $\hat{E}$ позначає одиничний оператор і прийнято наближення в якому маси кварків різних ароматів вважаються однаковими. В змінних (6) оператори $\hat{K}^{(n)}$ приймають вид:

$$\begin{aligned}&\hat{K}^{(n)}=g^{a_1a_2}\hat{P}_{a_1}\hat{P}_{a_2}-\left(\hat{I}^{(n)}\right)^2,\hat{P}_a=i\partial/\partial X^a,\hat{I}^{(2)}=\left(2m\right)\hat{E}+g^{a_1a_2}\left(1/m\right)\partial^2\big/\partial y_1^{a_1}\partial y_1^{a_2},\\&\hat{I}^{(3)}=\left(3m\right)\hat{E}+\left(3/4m\right)g^{a_1a_2}\,\partial^2\big/\partial y_1^{a_1}\partial y_1^{a_2}+g^{a_1a_2}\left(1/m\right)\partial^2\big/\partial y_2^{a_1}\partial y_2^{a_2}.\end{aligned}\tag{10}$$

Тут враховано, що внаслідок того, що внутрішній стан адрону вважається нерелятивістським, всі енергії кварків малі у порівняні з їх енергією спокою. Тому при розрахунку $\left(\hat{I}^{(n)}\right)^2$ квадратами всіх операторів, що містять в знаменнику масу кварка, ми знехтували. Враховуючи, що оператор $\hat{P}_a$ комутує із $\hat{I}^{(3)}$, до оператора $\hat{K}^{(3)}$ можна застосувати відому процедуру «розкладання на множники», яка використовується при переході від рівняння КГФ до рівняння Дірака. В результаті для функцій $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}(X,y_1,y_2)$ отримуємо рівняння

$$i\hat{\gamma}^{a}_{s_1 s_2}\,\partial\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_2;c_1,c_2,c_3}(X,y_1,y_2)\big/\partial X^a-\hat{I}^{(3)}\left(\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_2;c_1,c_2,c_3}(X,y_1,y_2)\right)=0. \qquad (11)$$

Якщо звузити це рівняння на M_t^3, то оператор $\hat{I}^{(3)}$ співпадає з внутрішнім гамільтоніаном системи трьох невзаємодіючих частинок. Але таке звуження доцільно зробити пізніше, після врахування взаємодії між кварками.

Отримавши аналог рівняння Дірака для біспінорної функції $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}(X,y_1,y_2)$, далі в цьому рівнянні можна повернутись до вихідних координат x_1^a,x_2^a,x_3^a. Для отриманого таким чином рівняння, як і для рівняння $\hat{K}^{(2)}\left(\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}(x_1,x_2)\right)=0$, в дисертації записуються лагранжіани, для яких вони є рівняннями Лагранжа-Ейлера. Після цього взаємодія кварків з калібрувальним полем враховувалася звичайним шляхом, вимагаючи симетрію лагранжіанів відносно локальних $SU_c(3)$- перетворень і досягаючи цього заміною звичайних похідних на коваріантні. При цьому, маючи на меті опис безкольорових адронів, з лінійних просторів тензорів по кольоровим індексам були виділені інваріантні підпростори, на яких реалізується тривіальне представлення глобальної групи $SU_c(3)$:

$$\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5;c_1,c_2,c_3}(x_1,x_2,x_3)=\varepsilon_{c_1c_2c_3}\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5}(x_1,x_2,x_3)+\ldots,\phi^{f_1,f_2}_{c_1,c_2}(x_1,x_2)=\delta_{c_1c_2}\phi^{f_1,f_2}(x_1,x_2)+\ldots \quad (12)$$

де $\varepsilon_{c_1c_2c_3}$- символ Леві-Чівітта, $\delta_{c_1c_2}$- символ Кронекера, $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_5}(x_1,x_2,x_3)$ і $\phi^{f_1,f_2}(x_1,x_2)$ - проекції кольорових тензорів на відповідні інваріантні підпростори. Після розглянутої процедури лагранжіани взаємодії полів $\phi^{f_1,f_2}(x_1,x_2)$ і $\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_1}(x_1,x_2,x_3)$ з калібрувальним полем $A^{g_1}_{a_1}(x)$ (a_1- лоренцев індекс, g_1- внутрішній) приймають вид:

$$\begin{aligned}
&L^{(meson)}_{\text{int}}=(4/3)g^2\left(\phi^{f_1f_2}(x_1,x_2)\right)^*\phi^{f_1f_2}(x_1,x_2)\chi_1(x_1,x_2),\\
&L^{(barion)}_{\text{int}}=\left(g^2/9m\right)\bar{\Psi}^{f_1,f_2,f_3}_{s_1}(x_1,x_2,x_3)\Psi^{f_1,f_2,f_3}_{s_1}(x_1,x_2,x_3)\times\\
&\times\Big(\big(\chi_1(x_1,x_2)+\chi_2(x_1,x_2)\big)+\big(\chi_1(x_2,x_3)+\chi_2(x_2,x_3)\big)+\big(\chi_1(x_1,x_3)+\chi_2(x_1,x_3)\big)\Big), \qquad (13)\\
&\chi_1\left(x_{b_1},x_{b_2}\right)=g^{a_1a_2}\left(A^{g_1}_{a_1}\left(x_{b_1}\right)A^{g_1}_{a_2}\left(x_{b_1}\right)+A^{g_1}_{a_1}\left(x_{b_2}\right)A^{g_1}_{a_2}\left(x_{b_2}\right)\right),\chi_2\left(x_{b_1},x_{b_2}\right)=\\
&=g^{a_1a_2}A^{g_1}_{a_1}\left(x_{b_1}\right)A^{g_1}_{a_2}\left(x_{b_2}\right),b_1\neq b_2=1,2,3.
\end{aligned}$$

Тут по ароматовим індексам сума не передбачається й їх фіксовані значення визначаються типом адрону, що розглядається. Натомість по кольоровим індексам калібрувального поля g_1, а також по лоренцевим індексам a_1 і a_2, які повторюються, мається на увазі сума. Внутрішні індекси g_1 супроводжуються субіндексом, щоб відрізняти їх від константи сильної взаємодії, яка позначена як g.

Зауважимо, що інваріантні підпростори (12) відносно глобальних перетворень не залишаються інваріантними відносно локальних перетворень. Це означає, що «безколірність», наприклад, баріону описується не тільки символом Леві-Чівітта по кольоровим індексам, а й будь-яким тензором, який можна отримати з нього локальним $SU_c(3)$-перетворенням. Цей тензор тим самим буде фізично еквівалентним вихідному символу Леві –Чівітта. З тих фізично еквівалентних конфігурацій ми обиратимемо ті, що в (12) як найпростіші.

У відповідності із попереднім розглядом в лагранжіанах (13) потрібно перейти до координат Якобі і звузити їх на підмножину одночасності $y_1^0 = y_2^0 = 0$. Після таких перетворень калібрувальне поле також стає двочастинковим. Тому далі розглядаються динамічні рівняння для двочастинкового калібрувального поля.

Для отримання таких рівнянь помножимо рівняння для одночастинкового калібрувального поля $A_{a_k}^{g_k}(x_1)$ на $A_{a_4}^{g_4}(x_2)$:

$$L_{a_1,a_4}^{g_1,g_4}(x_1,x_2)=0,\ \text{де}\ L_{a_1,a_4}^{g_1,g_4}(x_1,x_2)=A_{a_4}^{g_4}(x_2)\,g^{a_2a_3}\hat{D}_{a_3}\left(A_{a_3}^{g_3}(x_1)\right)F_{a_1,a_2}^{g_1}\left(A_{a_k}^{g_4}(x_1)\right). \quad (14)$$

Тут $F_{a_1a_2}^{g_1}\left(A_{a_k}^{g_k}(x_1)\right)$ - тензор калібрувального поля, а $\hat{D}_{a_3}\left(A_{a_3}^{g_3}(x_1)\right)$ - оператор подовженої похідної в приєднаному представленні групи $SU_c(3)$. Внаслідок рівняння для одночастинкового поля $A_{a_k}^{g_k}(x_1)$, неоднорідний доданок в законі перетворення для $A_{a_4}^{g_4}(x_2)$ множиться на нуль. Тому величина $L_{a_1,a_4}^{g_1,g_4}(x_1,x_2)$ перетворюється при локальному $SU_c(3)$ - перетворенні по тензорному добутку двох локальних приєднаних представлень. Як і раніше, розкладемо лінійний простір тензорів $L_{a_1,a_4}^{g_1,g_4}(x_1,x_2)$ в пряму суму інваріантних підпросторів, виділяючи підпростір на якому реалізується скалярне представлення груп Лоренца і $SU_c(3)$:

$$\begin{aligned} &L_{a_1,a_2}^{g_1,g_2}(x_1,x_2)=l(x_1,x_2)\,g_{a_1,a_2}\delta^{g_1,g_2}+\ldots, \\ &l(x_1,x_2)=(1/32)\,g^{a_1a_4}\delta^{g_1g_4}A_{a_4}^{g_4}(x_2)\,g^{a_2a_3}\hat{D}_{a_3}\left(A_{a_3}^{g_3}(x_1)\right)F_{a_1,a_2}^{g_1}\left(A_{a_k}^{g_4}(x_1)\right). \end{aligned} \quad (15)$$

Рівняння $l(x_1,x_2)=0$, яке є наслідком (14), містить лише тензори:

$$(\chi_1)_{a_1,a_2}^{g_1,g_2}(x_1,x_2)=A_{a_1}^{g_1}(x_1)A_{a_2}^{g_2}(x_1)+A_{a_1}^{g_1}(x_2)A_{a_2}^{g_2}(x_2),(\chi_2)_{a_1,a_2}^{g_1,g_2}(x_1,x_2)=A_{a_1}^{g_1}(x_1)A_{a_2}^{g_2}(x_2). \quad (16)$$

Знов виділимо скалярні інваріантні підпростори:

$$(\chi_1)_{a_1,a_2}^{g_1,g_2}(x_1,x_2)=(1/32)\chi_1(x_1,x_2)g_{a_1,a_2}\delta^{g_1,g_2}+\cdots;(\chi_2)_{a_1,a_2}^{g_1,g_2}(x_1,x_2)=(1/32)\chi_2(x_1,x_2)g_{a_1,a_2}\delta^{g_1,g_2}+\cdots. \quad (17)$$

Суттєво, що скалярні функції $\chi_1(x_1,x_2)$ і $\chi_2(x_1,x_2)$, які входять в (17), визначаються в (13) і, таким чином, ті ж самі, що входять до лагранжіанів взаємодії (13). Замість цих функцій зручно ввести нові $a(x_1,x_2)$ і $b(x_1,x_2)$, представляючи:

$$\chi_1(x_1,x_2)=a(x_1,x_2)+b(x_1,x_2),\chi_2(x_1,x_2)=a(x_1,x_2)-b(x_1,x_2) \quad (18)$$

Тоді з рівняння $l(x_1,x_2)=0$ отримаємо:

$$\left(-\hat{K}^{(2)}(a(x_1,x_2))-\left(g^2/2\right)\left(a(x_1,x_2)\right)^2\right)-\left(-\hat{K}^{(2)}(b(x_1,x_2))-\left(g^2/2\right)\left(b(x_1,x_2)\right)^2\right)=0, \quad (19)$$

де оператор $\hat{K}^{(2)}$ визначено в (9).

Як видно з (19), вирази в обох дужках повинні дорівнювати одній й тій самій функції від x_1 і x_2. Нав'яжемо цьому рівнянню частковий розв'язок, вимагаючи, щоб ця функція зводилася до деякої константи k :

$$-\hat{K}^{(2)}\left(a\left(x_1,x_2\right)\right)-\left(g^2/2\right)\left(a\left(x_1,x_2\right)\right)^2=k,\quad -\hat{K}^{(2)}\left(b\left(x_1,x_2\right)\right)-\left(g^2/2\right)\left(b\left(x_1,x_2\right)\right)^2=k, \tag{20}$$

Враховуючи, що рівняння для $b\left(x_1,x_2\right)$ таке саме що й для $a\left(x_1,x_2\right)$, далі будемо аналізувати тільки рівняння для $a\left(x_1,x_2\right)$, маючи при цьому на увазі, що функції $a\left(x_1,x_2\right)$ і $b\left(x_1,x_2\right)$ можуть не співпадати, якщо вони представляються різними елементами множини розв'язків рівняння (20).

Переходячи до двочастинкових координат Якобі (6) і звужуючи рівняння на підмножину одночасності $y_1^0=0$ (позначатимемо $\vec{y}_a=\left(y_a^1,y_a^2,y_a^3\right),a=1,2$), отримаємо:

$$\left(g^{b_1b_2}/4\right)\partial^2 a\left(X,\vec{y}_1\right)/\partial X^{b_1}\partial X^{b_2}-\Delta_{\vec{y}_1}a\left(X,\vec{y}_1\right)-\left(g^2/4\right)a^2\left(X,\vec{y}_1\right)=k. \tag{21}$$

Зробимо в рівнянні (21) заміну змінних:

$$a\left(X,\vec{y}_1\right)=a_0\left(\vec{y}_1\right)+a_1\left(X,\vec{y}_1\right), \tag{22}$$

де функція $a_0\left(\vec{y}_1\right)$ задовольняє рівнянню:

$$-\Delta_{\vec{y}_1}a_0\left(\vec{y}_1\right)-\left(g^2/4\right)a_0^2\left(\vec{y}_1\right)=k. \tag{23}$$

Враховуючи вирази для лагранжіанів взаємодії (13), а також визначення (18), підставимо представлення (22) в ці лагранжіани. Після цього динамічні рівняння для полів $\Psi_{s_2}^{f_1,f_2,f_3|M_t^3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right),\phi^{f_1,f_2|M_t^2}\left(X,\vec{y}_1\right)$ і $a_1\left(X,\vec{y}_1\right)$ приймуть вигляд:

$$\begin{gathered}
i\hat{\gamma}^d_{s_1s_2}\,\partial\Psi_{s_2}^{f_1,f_2,f_3|M_t^3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)/\partial X^d-\hat{H}_B^{\text{internal}}\left(\Psi_{s_1}^{f_1,f_2,f_3|M_t^3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)\right)=0,\\
\hat{H}_B^{\text{internal}}=3m\hat{E}-(3/4m)\Delta_{\vec{y}_1}-(1/m)\Delta_{\vec{y}_2}+\left(g^2/9m\right)\left(\left(-a_0\left(\vec{y}_2\right)\right)+\left(-a_0\left(\vec{y}_1+0.5\vec{y}_2\right)\right)+\left(-a_0\left(\vec{y}_1-0.5\vec{y}_2\right)\right)\right)\hat{E},\\
-g^{d_1d_2}\,\partial^2\phi^{f_1,f_2|M_t^2}\left(X,\vec{y}_1\right)/\partial X^{d_1}\partial X^{d_2}-\left(\hat{H}_\mu^{\text{internal}}\right)^2\phi^{f_1,f_2|M_t^2}\left(X,\vec{y}_1\right)=0,\\
\hat{H}_\mu^{\text{internal}}=(2m)\hat{E}+\left(-(1/m)\Delta_{\vec{y}_1}\right)+\left(4g^2/3m\right)\left(\left(-a_0\left(\vec{y}_1\right)\right)+\left(-b_0\left(\vec{y}_1\right)\right)\right)\hat{E},\\
-g^{d_1d_2}\,\partial^2 a_1\left(X,\vec{y}_1\right)/\partial X^{d_1}\partial X^{d_2}-\left(\hat{H}_G^{\text{internal}}\right)^2a_1\left(X,\vec{y}_1\right)-\left(g^2/4\right)a_1^2\left(X,\vec{y}_1\right)=0,\left(\hat{H}_G^{\text{internal}}\right)^2=-4\Delta_{\vec{y}_1}+2g^2\left(-a_0\left(\vec{y}_1\right)\right)\hat{E}.
\end{gathered} \tag{24}$$

Оператор $\hat{H}_B^{\text{internal}}$ співпадає з внутрішнім гамільтоніаном нерелятивістської тричастинкової системи з потенційною енергією взаємодії частинок $\left(-a_0\left(\vec{y}\right)\right)$, де $\vec{y}$ - їх відносний радіус-вектор. Аналогічну роль в операторі $\hat{H}_\mu^{\text{internal}}$ грає функція $\left(-a_0\left(\vec{y}\right)\right)+\left(-b_0\left(\vec{y}\right)\right)$. Отже, рівняння (23) таким чином є рівнянням для міжкваркового потенціалу взаємодії.

В дисертації проведено аналіз властивостей сферично-симетричного розв'язку цього рівняння в залежності від граничних умов і константи k. Зокрема, показано, що при $k\geq 0$ за довільних граничних умов $\left(-a_0\left(|\vec{y}|\right)\right)\xrightarrow{|\vec{y}|\to+\infty}+\infty$. Враховуючи (20), таку саму властивість має й $\left(-b_0\left(\left|\vec{y}\right|\right)\right)$. Отже рівняння (23)-(24) описують не тільки існування адронів як зв'язаних станів кварків, а й конфайнмент кварків. Окрім того, власні значення оператора $\left(\hat{H}_G^{\text{internal}}\right)^2$ мають розмірність квадрату енергії. Однак формально з точністю до множника розмірності оберненої енергії він також співпадає з гамільтоніаном двочастинкової системи з потенціалом взаємодії, пропорційним $\left(-a_0\left(\vec{y}_1\right)\right)$. Отже ця величина описує не тільки конфайнмент кварків, а й конфайнмент глюонів.

При квантуванні полів $\Psi_{s_2}^{f_1,f_2,f_3|M_t^3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right), \phi^{f_1,f_2|M_t^2}\left(X,\vec{y}_1\right)$ і $a_1\left(X,\vec{y}_1\right)$ в роботі використовується представлення взаємодії. При цьому у відповідних рівняннях залишаються тільки лінійні доданки, а нелінійні впливатимуть на розвиток стану, на який діятимуть польові оператори. При цьому маючи на меті описання стабільних адронів, будемо вважати, що залежність полів $\Psi_{s_2}^{f_1,f_2,f_3|M_t^3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right), \phi^{f_1,f_2|M_t^2}\left(X,\vec{y}_1\right)$ і $a_1\left(X,\vec{y}_1\right)$ від внутрішніх змінних визначається власними функціями операторів $\hat{H}_B^{\text{internal}}$, $\hat{H}_\mu^{\text{internal}}$ і $\left(\hat{H}_G^{\text{internal}}\right)^2$, які відповідають найменшим власним значенням, які можна інтерпретувати як маси баріону M_B, мезона M_μ і квадрат маси глюболу M_G^2 – зв'язаного стану двох глюонів. Представляючи

$$\begin{gathered}
\hat{\phi}^{f_1,f_2}\left(X,\vec{y}_1\right)=\hat{\Phi}(X)\psi^{f_1,f_2}\left(\vec{y}_1\right), \hat{H}_\mu^{\text{internal}}\left(\psi^{f_1,f_2}\left(\vec{y}_1\right)\right)=M_\mu\psi^{f_1,f_2}\left(\vec{y}_1\right),\\
\hat{\bar{\Psi}}_s^{f_1,f_2,f_3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)=\hat{\bar{\Psi}}_s(X)\psi^{f_1,f_2,f_3}\left(\vec{y}_1,\vec{y}_2\right), \hat{\Psi}_s^{f_1,f_2,f_3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)=\hat{\Psi}_s(X)\psi^{f_1,f_2,f_3}\left(\vec{y}_1,\vec{y}_2\right),\\
\hat{H}_B^{\text{internal}}\left(\psi^{f_1,f_2,f_3}\left(\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)\right)=M_B\psi^{f_1,f_2,f_3}\left(\vec{y}_1,\vec{y}_2\right),\\
\hat{a}_1\left(X,\vec{y}_1\right)=\hat{\phi}_g(X)\psi\left(\vec{y}_1\right), \left(\hat{H}_G^{\text{internal}}\right)^2\left(\psi\left(\vec{y}_1\right)\right)=M_G^2\psi\left(\vec{y}_1\right),
\end{gathered} \tag{25}$$

отримаємо для відповідних операторів рівняння, позитивно- і негативночастотні розв'язки яких можна інтерпретувати як оператори народження і знищення протонів мезонів і глюболів.

Суттєвою обставиною при квантуванні багаточастинкових полів $\hat{\phi}^{f_1,f_2}\left(X,\vec{y}_1\right)$, $\hat{\bar{\Psi}}_s^{f_1,f_2,f_3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)$ і $\hat{\Psi}_s^{f_1,f_2,f_3}\left(X,\vec{y}_1,\vec{y}_2\right)$ є те, що внутрішні змінні $\vec{y}_1,\vec{y}_2$, як видно з (6), не змінюють своїх значень при перетворенні просторово-часового зсуву, а змінні X^a-перетворюються так само, як аргументи звичайних одночастинкових полів. Тому ці оператори при просторово-часовому зсуві перетворюються аналогічно одночастинковим польовим функціям і задовольняють аналогічним рівнянням, що й визначає їх фізичну інтерпретацію через оператори народження та знищення. Отже, маємо модель, в якій адрони можуть взаємодіяти між собою за рахунок обміну глюболами.

Метою **четвертого розділу** дисертації є застосування розглянутих в попередніх розділах багаточастинкових полів для описання експерименту. А саме, модель взаємодіючих тричастинкового біспінорного поля і двочастинкового калібрувального поля із лагранжіаном взаємодії $L_{\text{int}}^{(barion)}$ з формули (13), звуженим, як обговорювалося вище, на множину одночасності, застосовується до розрахунку диференційного перерізу пружного розсіяння протонів за переданим імпульсом $d\sigma^{il}/dt$ в межах теорії збурень.

З урахуванням (25), враховуючи, що залежності від внутрішніх змінних є задані власні функції відповідних гамільтоніанів в лагранжіані взаємодії можна провести інтегрування по внутрішніх змінних. Після цього отримаємо модель взаємодіючих полів $\hat{\bar{\Psi}}_s(X)$, $\hat{\Psi}_s(X)$ і $\hat{\phi}_g(X)$ з лагранжіаном взаємодії

$$L_{\text{int}} = G\int d^4X\left(\hat{\bar{\Psi}}_s(X)\hat{\Psi}_s(X)\hat{\phi}_g(X)\right). \tag{26}$$

Позитивно-частотний оператор поля $\hat{\bar{\Psi}}_s(X)$ відповідає народженню протона, а негативно частотний оператор поля $\hat{\Psi}_s(X)$- знищенню протона. Ефективна константа зв'язку G містить в собі константу $\left(g^2/9m\right)$ з формули (13), помножену на інтеграл по внутрішнім змінним і розглядається в нашій моделі як підгінна константа.

Найпростіші діаграми пружного розсіяння протонів мають вигляд, показаний на рис.1. Хронологічне спарювання операторів $\hat{\phi}_g(X)$, яке зіставляється подвійній лінії на рис.1, містить квадрат маси двоглюонного зв'язаного стану $\left(M_G\right)^2$, який також, як і константа зв'язку G, є підгінним параметром розглядуваної моделі.

Окрім внеску в амплітуду розсіяння, що відповідає діаграмам на рис.1, був також врахований внесок від його унітаризації. Позначаючи цей внесок як $A^{(1)}\left(P_3,\nu_3,P_4,\nu_4;P_1,\nu_1,P_2,\nu_2\right)$, виходячи з умови унітарності, матимемо:

$$\begin{aligned}
&\left(A^{(1)}\left(P_1,\nu_1,P_2,\nu_2;P_3,\nu_3,P_4,\nu_4\right)\right)^* - A^{(1)}\left(P_3,\nu_3,P_4,\nu_4;P_1,\nu_1,P_2,\nu_2\right) = \\
&= \sum_{\mu_3\mu_4}\int d\vec{Q}_3 d\vec{Q}_4 4(2\pi)^6\left(\sqrt{M_P^2+\vec{Q}_3^2}\sqrt{M_P^2+\vec{Q}_4^2}\right)^{-1}\delta\left(\left(P_3+P_4\right)-\left(Q_3+Q_4\right)\right)\times \\
&\times A^{(0)}\left(Q_3,\mu_3,Q_4,\mu_4;P_1,\nu_1,P_2,\nu_2\right)A^{(0)*}\left(Q_3,\mu_3,Q_4,\mu_4;P_3,\nu_3,P_4,\nu_4\right).
\end{aligned} \tag{27}$$

Тут M_P- маса протону, $A^{(0)}$- внесок в амплітуду розсіяння від різниці діаграм на рис.1, δ-дельта-функція Дірака.

Інтегрування проводиться по чотириімпульсам частинок Q_3 і Q_4 в проміжному стані з урахуванням умови масової поверхні. Також проводиться підсумування по спіральностях μ_3,μ_4 частинок в проміжному стані. Решта внесків від непружних процесів поки що не були розраховані внаслідок обчислювальних труднощів.

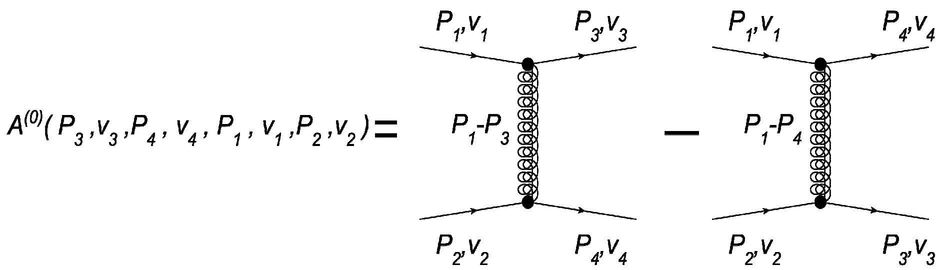

Рис. 1. Найпростіші діаграми пружного розсіяння в моделі з лагранжіаном взаємодії (26). Прямі лінії відповідають протонам, подвійні лінії - двоглюонним зв'язаним станам, P_1,P_2- чотириімпульси вихідних протонів, P_3,P_4 - чотириімпульси протонів після розсіяння, ν_1,ν_2,ν_3,ν_4 - початкові і кінцеві спіральності протонів. Знак «-» пов'язаний з антикомутативністю протонних операторів.

Внаслідок наявності в моделі біспінорних полів, амплітуда пружного розсіяння виражається не тільки через Лоренц-інваріанти $s=\left(P_1+P_2\right)^2, t=\left(P_1-P_3\right)^2, u=\left(P_1-P_4\right)^2$, але й через інваріанти, побудовані з матриць Дірака і розв'язків рівняння Дірака, що зіставляються початковим і кінцевим протонам на рис.1. Зокрема, права частина рівності (27) виражається через інваріанти трьох типів:

$$
\begin{aligned}
L_+\left(P_{b_2},P_{b_1}\right)&=0.5(P_1+P_2)_a\left(\left(\bar{v}^+_{\nu_{b_2}}\left(P_{b_2}\right)\right)_{s_1}\gamma^a_{s_1s_2}\left(v^-_{\nu_{b_1}}\left(P_{b_1}\right)\right)_{s_2}\right)+M_p\left(\bar{v}^+_{\nu_{b_2}}\left(P_{b_2}\right)\right)_{s_1}\left(v^-_{\nu_{b_1}}\left(P_{b_1}\right)\right)_{s_1},\\
L_-\left(P_{b_2},P_{b_1}\right)&=0.5(P_1+P_2)_a\left(\left(\bar{v}^+_{\nu_{b_2}}\left(P_{b_2}\right)\right)_{s_1}\gamma^a_{s_1s_2}\left(v^-_{\nu_{b_1}}\left(P_{b_1}\right)\right)_{s_2}\right)-M_p\left(\bar{v}^+_{\nu_{b_2}}\left(P_{b_2}\right)\right)_{s_1}\left(v^-_{\nu_{b_1}}\left(P_{b_1}\right)\right)_{s_1},\\
L_2\left(P_{b_2},P_{b_1}\right)&=\left((-st)\left((s/4)-t-M_P^2\right)\right)^{-1/2}\varepsilon_{a_1a_2a_3a_4}\left(\left(\bar{v}^+_{\nu_{b_2}}\left(P_{b_2}\right)\right)_{s_1}\gamma^{a_1}_{s_1s_2}\left(v^-_{\nu_{b_1}}\left(P_{b_1}\right)\right)_{s_2}\right)P_1^{a_2}P_2^{a_3}P_3^{a_4}.
\end{aligned}
\tag{28}
$$

Тут $\varepsilon_{a_1a_2a_3a_4}$ - символ Леві-Чівітта, індекси b_2 і b_1 відповідають різним комбінаціям зовнішніх чотириімпульсів на рис.1, $v^-_{\nu_{b_1}}\left(P_{b_1}\right)$- негативно частотний розв'язок рівняння Дірака, що відповідає спіральності ν_{b_1} і чотириімпульсу P_{b_1}, $\bar{v}^+_{\nu_{b_2}}\left(P_{b_2}\right)$- позитивно-частотний розв'язок діраківські-спряженого рівняння. Враховуючи, що далі ми збираємось описувати розсіяння неполяризованих потоків протонів, на етапі обчислення диференційного перерізу пружного розсіяння через квадрат модуля амплітуди розсіяння буде проведено усереднення із спіновою матрицею густини. Тому залежність величин (28) від спіральностей не є цікавою. З цієї причини ми не вказали їх в списку аргументів в лівих частинах рівностей (28). Розрахунок правої частини рівності (27) призводить до висновку, що величина $A^{(1)}\left(P_3,\nu_3,P_4,\nu_4;P_1,\nu_1,P_2,\nu_2\right)$ є лінійною комбінацією

$$A^{(1)}\left(P_3,\nu_3,P_4,\nu_4;P_1,\nu_1,P_2,\nu_2\right)=\sum_{k=1}^{7}A_k^{(1)}\left(s,t,u\right)I_k, \tag{29}$$

де

$$
\begin{aligned}
&I_1=\left(L_+\left(P_4,P_1\right)\right)^2, I_2=\left(L_+\left(P_3,P_1\right)\right)^2, I_3=\left(L_-\left(P_4,P_1\right)\right)^2, I_4=\left(L_-\left(P_3,P_1\right)\right)^2,\\
&I_5=L_+\left(P_3,P_1\right)L_-\left(P_3,P_1\right), I_6=L_+\left(P_4,P_1\right)L_-\left(P_4,P_1\right), I_7=L_2\left(P_3,P_1\right)L_2\left(P_4,P_2\right),
\end{aligned}
\tag{30}
$$

а коефіцієнти $A_k^{(1)}\left(s,t,u\right)$ знаходяться з наступних міркувань.

Безпосереднім розрахунком можна перевірити що обмін місцями чотириімпульсів частинок в початковому і кінцевому станах і комплексне спряження переводять кожен з інваріантів (30) самого в себе, в той час як коефіцієнти $A_k^{(1)}\left(s,t,u\right)$ переходять в комплексно спряжені величини. Це призводить до того, що кожна з функцій $A_k^{(1)}\left(s,t,u\right)$ має порогові точки розгалуження. Обмежуючись у відповідності з (27) внеском порогу пружного розсіяння, в дисертації розраховано стрибки кожної з функцій $A_k^{(1)}\left(s,t,u\right)$ на $s-$ і $u-$канальних розрізах. Всі ці стрибки можуть бути розраховані аналітично і в дисертації наведено відповідні результати. Далі функції $A_k^{(1)}\left(s,t,u\right)$ розраховувались через ці стрибки за допомогою дисперсійних співвідношень без вирахувань (нас цікавить залежність диференційного перерізу по переданому чотириімпульсу від самого цього чотириімпульсу t, в той же час, можливі вирахування впливали б лише на залежність від s).

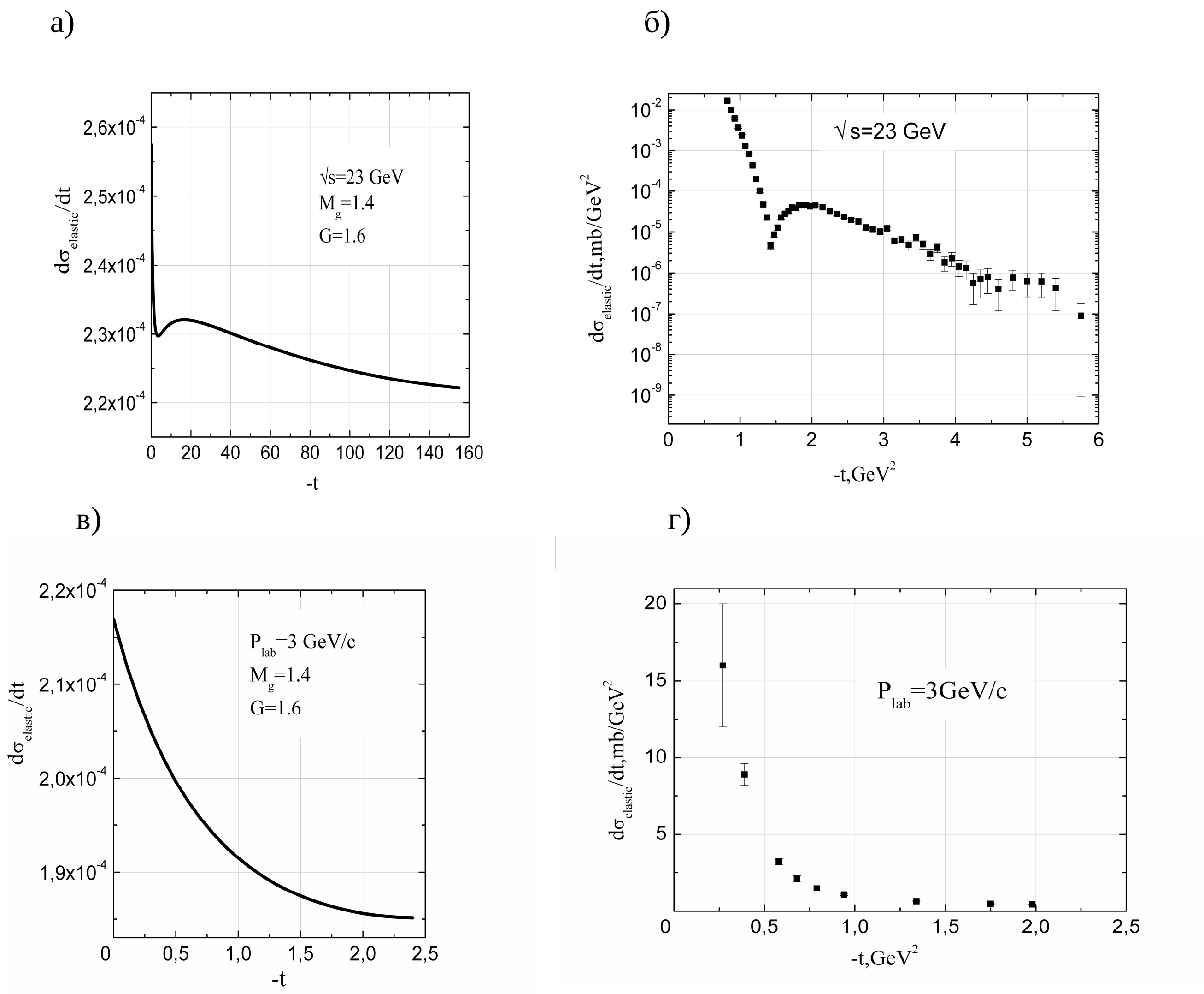

Рис. 2. Порівняння залежності диференційного перерізу пружного розсіяння за квадратом переданого чотириімпульсу $d\sigma_{elastic} / dt$ від t, отриманої в нашій моделі а), в) і в експерименті б) (*Nagy E. et al. Measurements of Elastic Proton Proton Scattering at Large Momentum Transfer at the CERN Intersecting Storage Rings // Nuclear Physics B. – 1979. - Vol. 150. – P. 221-267.*) і г) (*Ankenbrandt C. M. et al. Nucleon Isobar Production in Proton-Proton Collisions between 3 and 7 GeV/c // Physical Review. - 1968. - Vol. 170, № 5. – P. 1223-1236.*). На рис а) і в) t обезрозмірено на квадрат маси протону, а $d\sigma_{elastic} / dt$ - на обернений квадрат маси протону. На рис. б) по вертикальній вісі - логарифмічний масштаб.

Відповідні інтеграли вже довелося розраховувати чисельно. Після цього амплітуда пружного розсіяння представлялася в вигляді суми функцій $A^{(0)}$ і $A^{(1)}$, а її квадрат модуля усереднювався із спіновою матрицею густини. Нажаль, при цьому вдалося досягти узгодження з експериментальними даними лише на рівні якісного, але не кількісного збігу, що видно з результатів, представлених на рис.2.

З рис.2 також видно, що модель описує появу немонотонності в залежності перерізу від квадрату переданого чотириімпульса t із зростанням енергії $\sqrt{s}$. На наш погляд, це пов’язано з тим, що не були враховані внески непружних процесів в праву частину (27). В той же час, якісний збіг дозволяє зробити висновок, що фізичною причиною немонотонності залежності $d\sigma_{elastic} / dt$ від t в розглянутій моделі є спінові ефекти. Для перевірки цього були проведені розрахунки, аналогічні наведеним, але для частинок з нульовим спіном. Ці розрахунки призводять до спадаючої монотонної залежності $d\sigma_{elastic} / dt$ від t .

ВИСНОВКИ

1. Вперше показано, що внутрішній стан адрону, як частинки, що складається з нерелятивістських конституентних кварків, не змінюється при переході з однієї інерційної системи до іншої, навіть якщо ці системи рухаються одна відносно іншої з релятивістською швидкістю. На основі цього результату показана неможливість побудови адронного стану за допомогою польових операторів, що змінюють числа заповнення одночастинкових станів.

2. Запропоновано модель багаточастинкових полів, яка, з одного боку, описує народження та знищення адронів, а, з іншого – враховує їх кваркову структуру. Це дозволяє описувати взаємодію кварків з глюонним полем звичайним шляхом – за допомогою подовження похідних. Сформульовано динамічні рівняння для багаточастинкових полів і проведено квантування цих полів.

3. Вперше розглянуто двочастинкове калібрувальне поле. Показано, що воно описує процеси народження і знищення зв'язаних станів двох глюонів. Таким чином, вперше вдалося в межах однієї й тієї ж моделі описати існування зв'язаного стану кварків в адронах і взаємодію між кварками різних адронів, що призводить до пружного і непружного розсіяння адронів. При цьому модель забезпечує те, що закон збереження енергії-імпульсу виконується саме для адронів, а не для складаючих їх кварків.

4. Доведено, що модель двочастинкового глюонного поля описує конфайнмент кварків і глюонів та їх асимптотичну свободу.

5. Вперше модель взаємодіючих тричастинкового біспінорного поля і двочастинкового глюонного поля застосована для розрахунку перерізу пружного розсіяння протонів за квадратом переданого чотириімпульсу. Враховано внесок найпростіших полюсних діаграм і внесок від двочастинкової точки розгалуження.

Порівняння з експериментальними даними показало відтворення цих даних на рівні якісного збігу: описаний ефект появи немонотонності залежності диференційного перерізу від квадрату переданого чотириімпульсу із зростанням енергії в системі центру мас. Для відтворення експериментальних даних на рівні кількісного збігу, на нашу думку, потрібно врахувати внески непружних процесів в умову унітарності, що потребує значно більшої кількості обчислювальної роботи. В розглянутій моделі немонотонність є наслідком спінових властивостей протонів.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ РОБІТ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Чудак Н.О. Внутрішні стани адронів в релятивістських системах відліку / Чудак Н.О., Меркотан К.К., Пташинський Д.А., Потієнко О.С., Делієргієв М.А., Тихонов А.В., Сохранний Г.О., Жарова О.В., Березовський О.Д., Войтенко В.В., Волкотруб Ю.В., Шарф І.В., Русов В.Д. // Укр. фіз. жур. – 2016. – Т. 61, № 12. – Ст. 1039-1054.

2. Подолян Н.О. Метод Лапласа для опису непружного розсіяння адронів і нові механізми зростання перерізів / Шарф І.В., Тихонов А.В., Сохранний Г.О., Яткін К.В., Делієргієв М.А., Подолян Н.О., Русов В.Д. // Укр. фіз. жур.- 2011. – Т.56, №11. – Ст. 1151-1164.

3. Podolyan N. Mechanisms of Proton-Proton Inelastic Cross-Section Growth in Multi-Peripheral Model within the Framework of Perturbation Theory. Part 1 / I. Sharf, A. Tykhonov, G. Sokhrannyi, M. Deliyergiyev, N. Podolyan, V. Rusov // Journal of Modern Physics. – 2011. -Vol. 2, No. 12. – P. 1480-1506.

4. Podolyan N. Mechanisms of Proton-Proton Inelastic Cross-Section Growth in Multi-Peripheral Model within the Framework of Perturbation Theory. Part 2 / I. Sharf, A. Tykhonov, G. Sokhrannyi, M. Deliyergiyev, N. Podolyan, V. Rusov // Journal of Modern Physics. – 2012. – Vol. 3, No. 1. – P.16-27.

5. Podolyan N. Mechanisms of Proton-Proton Inelastic Cross-Section Growth in Multi-Peripheral Model within the Framework of Perturbation Theory. Part 3 / I. Sharf, A. Tykhonov,

G. Sokhrannyi, M. Deliyergiyev, N. Podolyan, V. Rusov // Journal of Modern Physics. - 2012. – Vol. 3, No. 2. – P.129-144.
6. Подолян Н.А. Проблемы учета закона сохранения энергии-импульса и интерференционных эффектов в адрон-адронных взаимодействиях / Шарф И.В., Тихонов А.В., Сохранный Г.О., Делиергиев М.А., Подолян Н.А., Русов В.Д. // Вопросы атомной науки и техники. – 2012. - № 1. – Ст. 21- 26.
7. Podolyan N. On the Role of Longitudinal Momenta in High Energy Hadron-Hadron Scattering / I. Sharf, A. Tykhonov, G. Sokhrannyi, M. Deliyergiyev, N. Podolyan, V. Rusov // Central European Journal of Physics. – 2012. - Vol.10, No. 4. – P. 858-887.
8. Podolyan N. Gluon Loops in the Inelastic Processes in QCD / I.V. Sharf, K. K. Merkotan, N. A. Podolyan, D. A. Ptashynskyy, A. V. Tykhonov, M. A. Deliyergiyev, G. O. Sokhrannyi, V. D. Rusov // Proc. of the 4-th Int. Conf. “Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy”. – Kyiv, Ukraine, September 3-7, 2012: . – P. 651-656.
9. Podolyan N. On equivalence of gluon-loop exchange in the inelastic processes in perturbative QCD to pion exchange in φ3 theory / I.V. Sharf, K. K. Merkotan, N. A. Podolyan, D. A. Ptashynskyy, A. V. Tykhonov, M. A. Deliyergiyev, G. O. Sokhrannyi, Y. V. Volkotrub , O.S. Potiyenko, V. D. Rusov // Proc. of International conference “Large Hadron Collider Physics Conference”. – Barcelona, Spain, May 13-18, 2013. - Vol.60. – P. 20018.
10. Chudak(Podolian) N. Multi-Particle Quantum Fields / N. Chudak(Podolian), M. Deliyergiyev, K. Merkotan, O. Potiienko, D. Ptashynskyi, Y. Shabatura, G. Sokhrannyi, A. Tykhonov, Y. Volkotrub, I. Sharph, V. Rusov // Physics Journal. – 2016. – Vol. 2, No. 3. – P. 181-195.
11. Podolyan N. A state transformation of a non-relativistic quantum system in the transition from one inertial system to another / N.A. Podolian, V.D. Rusov, I.V. Sharph, K.K. Merkotan, G.O. Sokhrannyi, D.A. Ptashynskyy, Y. V. Volkotrub, O.S. Potiyenko, A.V. Tykhonov, M.A. Deliyergiyev, A.G. Kotandjan // Proc. of the Trans-European School of High Energy Physics. – Kharkov region, Ukraine, July 9-16, 2013. – P. 165-166.
12. Чудак(Подолян) Н. Протонні блоки для діаграм пружного розсіяння в КХД / Н.Чудак(Подолян), К. Меркотан, Д. Пташинський, О. Потієнко, Ю. Волкотруб // Матеріали Міжнародної конференція молодих вчених та аспірантів “ІЕФ’2015”. – Ужгород, 2015. – С. 113.
13. Чудак (Подолян) Н. Метод Лапласа для Монте-Карло-генераторів процесів розсіяння / Ю.Волкотруб, І. Шарф, В. Русов, Н.Чудак (Подолян),О. Потієнко, Д. Пташинський, К.Меркотан, А.Тихонов, М.Делієргієв, В.Урбаневич // Науковий вісник Ужгородського університету. Серія Фізика. - 2015. - № 38. – Ст. 96 – 101.
14. Подолян Н. Зв’язані стани кварків і антикварків у процесах розсіяння адронів / І.Шарф, Н.Подолян, Д.Пташинський, К.Меркотан, А.Тихонов, М.Делієргієв, В.Русов // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “Еврика-2012”. – Львів, 19-22 квітня, 2012: Тези доповідей. – С. 17.
15. Подолян Н. Новий метод врахування інтерференційних внесків для діаграм непружного розсіяння / І.В.Шарф, О.С.Потієнко, Н.О.Подолян, Ю.В.Волкотруб, Д.А.Пташинський, К.К.Меркотан, А.В.Тихонов, М.А.Делієргієв, В.Д.Русов // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики “Еврика-2014”. – Львів, 15-17 травня, 2014: Тези доповідей. – С. 23.

Чудак Н.О. Багаточастинкові польові оператори як метод опису розсіяння адронів. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій. – Одеський національний політехнічний університет, Одеса, 2017.

Дисертацію присвячено розробці методу багаточастинкових полів в задачах, пов’язаних із розсіянням зв’язаних станів кварків, а також застосуванню цього методу для опису диференційного перерізу пружного розсіяння протонів за квадратом переданого чотириімпульсу.

Показано що, врахування вимоги одночасності при вимірюванні координат взаємодіючих частинок призводить до неможливості зв'язати аргументи амплітуд ймовірності, які є компонентами фоківського стану, як перетворенням Лоренца, так якимось іншим чином. У випадку, коли внутрішній стан зв'язаної частинки можна розглядати як нерелятивістський, показано, що він не змінюється при переході з однієї інерційної системи до іншої, навіть, якщо ці системи рухаються одна відносно одної з релятивістськими швидкостями. На основі цього показано, що стан системи взаємодіючих частинок в релятивістській системі відліку не може бути побудований за допомогою операторів, що змінюють числа заповнення одночастинкових станів. В зв'язку з цим, розглянуто динамічні рівняння для багаточастинкових полів, які після квантування описують народження і знищення адронів і, в той же час, враховують кваркову структуру адронів. Це дозволяє описувати процеси з адронами методами, аналогічними тим, що використовуються в теорії одночастинкових полів, і отримувати при цьому вирази що, задовольняють закону збереження енергії-імпульсу для адронів, а не для складаючих їх кварків і глюонів, як було б при використанні одночастинкових польових операторів.

Показано, що метод багаточастинкових полів дозволяє в одній моделі описати утримання кварків в зв'язаному стані, а також взаємодію цих зв'язаних станів та їх розсіяння. Окрім того, розгляд багаточастинкових калібрувальних полів дозволив знайти потенціал міжкваркової взаємодії, який описує конфайнмент кварків. Показано, що динамічні рівняння для двочастинкового глюонного поля описують також конфайнмент глюонів.

Отримані результати застосовано для розрахунку диференційного перерізу пружного розсіяння протонів за квадратом переданого чотириімпульса. При порівнянні з експериментальними результати показано збіг лише на якісному рівні.

Ключові слова: багаточастинкові поля, кварки, глюони, адрони, зв'язані стани, перетворення стану, диференційний переріз пружного розсіяння адронів.

Чудак Н.А. Многочастичные полевые операторы как метод описания рассеяния адронов. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.16 – физика ядра, элементарных частиц и высоких энергий. – Одесский национальный политехнический университет, Одесса, 2017.

Диссертация посвящена разработке метода многочастичных полей в задачах, которые связаны с рассеянием кварков, а также использование этого метода для описания дифференциального сечения упругого рассеяния по квадрату переданного четырехимпульса.

При описании процессов с адронами существует известная проблема, которая состоит в том, что взаимодействие наблюдается между кварками посредством глюонов, а наблюдаются адроны. В отличие от обычной теории поля с ее $\hat{S}$ - матричной постановкой задачи рассеяния, гамильтониан системы не стремится асимптотически к гамильтониану невзаимодействующих частиц: взаимодействие между кварками в адронах не включается и не выключается. Поэтому симметрия относительно пространственно-временного сдвига имеет место только для адронов, но не для кварков и глюонов. В то же время, если рассматривать процесс рассеяния в терминах одночастичных полей, вне зависимости от метода решения закон сохранения энергии-импульса будет накладываться на четырехимпульсы кварков и глюонов, а не адронов, как должно быть. В то же время, вследствие взаимодействия между кварками не может быть энергий отдельных кварков, а может быть лишь собственное значение энергии системы связанных кварков – адрона. В качестве средства решения этой проблемы в работе предложено рассмотрение многочастичных полей.

В работе показано, что учет условия одновременности при измерении координат взаимодействующих частиц приводит к тому, что невозможно связать аргументы амплитуд вероятности, которые являются компонентами фоковского столбца, с помощью преобразования Лоренца или каким-либо другим способом. Для случая, когда внутреннее состояние частицы можно рассматривать как нерелятивистское, показано, что оно не меняется при переходе от одной инерциальной системы к другой, даже если эти системы движутся одна относительно другой с релятивистскими скоростями. На основе этого результата рассматриваются динамические уравнения для многочастичных полей, которые после квантования описывают рождение и уничтожение адронов и, в то же время, учитывают кварковую структуру адронов. Это позволяет описывать процессы с адронами методами, которые аналогичные тем, что используются в теории одночастичных полей и при этом получать выражения, удовлетворяющие закону сохранения энергии-импульса для адронов, а не для составляющих их кварков и глюонов, как это было бы при использовании одночастичных полевых операторов.

Показано, что метод многочастичных полей позволяет в одной модели описать удержание кварков в связанном состоянии, а также взаимодействие этих связанных состояний и рассеяние. Кроме того, рассмотрение многочастичных калибровочных полей позволяет найти потенциал взаимодействия между кварками, который описывает конфайнмент кварков. Также показано, что динамические уравнения для двухчастичного глюонного поля описывают также конфайнмент глюонов.

Получены результаты для расчета дифференциального сечения упругого рассеяния протонов по квадрату переданного четырехимпульса. Достичь количественного совпадения с экспериментом не удалось, но на качественном уровне результаты воспроизводят экспериментальные данные.

Ключевые слова: многочастичные поля, кварки, глюоны, адроны, связанные состояния, преобразования состояния, дифференциальное сечение упругого рассеяния адронов.

Chudak N.O. Multi-particle field operators as a method for hadron scattering description. - Manuscript.

Thesis for candidate's degree of physical and mathematical sciences by speciality 01.04.16 – nuclear and elementary particles physics and high-energy physics. – Odessa National Polytechnic University, Odessa, 2017.

Thesis is devoted to development of multi-particle field method in problems, which are associated with the quarks scattering and use this method for describing differential cross section of elastic scattering by square of the transferred four-momentum.

It is shown the measurement of the interacting particles coordinates with simultaneity condition leads to impossible binding of probability amplitudes arguments, which are the coordinates of Fock column with Lorentz transformation or any other way. The state does not change in the transition from one inertial system to another in the case when the internal state of the particle can be considered as non-relativistic state, even if these systems are moving with relativistic velocities relative to one another. With this result we consider dynamical equations for multi-particle fields, which describe creation and annihilation of hadrons after quantization and appreciate hadrons quark structure. Methods, which are similar for single-particle fields describe the hadrons processes and help us to receive expressions of hadrons energy-momentum conservation law. If we consider single-particle field operators we will get expressions for constituent quarks and gluons.

It is shown that multi-particle fields method allows to describe formation of quarks bound state, bound states interaction and scattering in one model. In addition multi-particle gauge field's consideration allows to find interaction potential between quarks, which describes quarks confinement. It is also shown that dynamic equations for two-particle gluon field describe the gluons confinement.

The results for differential cross section of protons elastic scattering by square of the transferred four-momentum calculation are obtained. Unfortunately we could not achieve quantitative agreement with experiment, but qualitative results reproduce the experiment.

Keywords: multi-particle fields, quarks, gluons, hadrons, bound states, state transformation, differential cross-section of hadrons elastic scattering.