

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ
РЕСПУБЛИКИ
БАКИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

На правах рукописи

РАУФ ГАДИР ОГЛЫ ДЖАФАРОВ

**ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВОПОЛЕВЫХ ФУНКЦИЙ ГРИНА
И ФИЗИЧЕСКИХ НАБЛЮДАЕМЫХ МЕТОДАМИ ТЕОРИИ
МНОГОЧАСТИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ**

01.04.02 – Теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

**диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

БАКУ – 2007

Работа выполнена в отделении теоретической физики научно-исследовательского института Физических Проблем при Бакинском Государственном Университете.

Научный консультант: Член-корреспондент НАН Азербайджана,
доктор физико-математических наук,
профессор **С.А. ГАДЖИЕВ**

Официальные оппоненты: Доктор физико-математических
наук, профессор **И.Г. ДЖАФАРОВ**

Доктор физико-математических
наук, профессор **А.А. ХЕЛАШВИЛИ**

Член-корреспондент НАН Азербайджана,
доктор физико-математических наук,
профессор **В.А. ГУСЕЙНОВ**

Ведущая организация: НИИ Ядерной Физики имени
Д.В.Скобельцына, Московский
Государственный Университет
им. М.В. Ломоносова

Защита состоится “ 10 ” ноября 2007 г. в 12-00 часов
на заседании Диссертационного Совета Д.02.012 при Бакинском Го-
сударственном Университете по адресу: Баку, AZ1148,
ул. З. Халилова, 23, главный корпус, аудитория № 310

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке
Бакинского Государственного Университета.

Автореферат разослан “ 03 ” октября 2007 г.

Ученый секретарь
Диссертационного
Совета Д 02.012

д.б.н. И.Н. Алиева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. При вычислении различных квантово-полевых функций в моделях квантовой теории поля (КТП), а также в квантовой хромодинамике (КХД) – физике глюонов и кварков, являющихся составными частями адронов, надежным инструментом является теория возмущений (ТВ). Однако, несмотря на многочисленные успехи в описании взаимодействий элементарных частиц в рамках ТВ, до сих пор не удается выяснить ряд принципиальных вопросов, возникающих внутри этих теорий. К ним, например, можно отнести вопросы инфростабильности КХД и происхождение хиггсовских бозонов, проблемы, связанные с неразложимыми по константе связи членами точных решений полевых уравнений, а также ряд других вопросов. ТВ неприменима также при малых импульсах и для исследования важной проблемы инфракрасного поведения амплитуды в КХД, спектра масс адронов, удержания кварков и др.

С начала создания теории квантованных полей были предприняты различные попытки выхода за рамки ТВ. Проблема непертурбативных вычислений в КТП стала практически необходимой сразу же после принципиального решения проблемы пертурбативных вычислений, основой для которой послужила перенормированная ТВ по константе связи.

На первый взгляд основной проблемой в непертурбативных вычислениях является разумный выбор какого-либо универсального малого параметра. По этой причине любое частное суммирование ряда ТВ выглядит произвольной процедурой, оправданием которой может служить только физическая значимость результатов.

Следует признать, однако, что прогресс в непертурбативных вычислениях за последние несколько десятилетий весьма невелик. Количественное описание непертурбативных эффектов базируется либо на нерелятивистской основе (например описание связанных состояний на основе нерелятивистской кулоновской задачи), либо весьма уязвимо для критики. Кроме этого, в частности, в квантовой электродинамике (КЭД) существует внутренняя противоречивость, связанная с ее тривиальностью в непертурбативной области, означающей, что единственным значением перенормированного заряда, не приводящего к противоречиям, является нулевое значение.

Вообще, общей проблемой для различного рода непертурбативных приближений в калибровочных теориях элементарных частиц (в том числе в КЭД, КХД и в некоторых других моделях) является последовательный учет требований, налагаемых калибровочной инвариантностью и перенормируемостью. Для учета этих требований необходимо, чтобы приближенные вычисления были оформлены в виде некоторой итерационной схемы, позволяющей проделать такое необходимое количество шагов, чтобы приблизиться к более точному решению задачи.

Полезным методом, позволяющим проводить непертурбативные вычисления в различных калибровочных теориях является итерационная схема, предложенная В.Е. Рочевым. Эта схема основана на аппроксимации системы уравнений Швингера-Дайсона (ШД) для производящего функционала функций Грина с точно решаемым уравнением. Это решение генерирует линейную итерационную схему, каждый шаг которой описывается замкнутой системой интегрально-дифференциальных уравнений.

Уравнения для многочастичных функций в теоретико-полевоом описании частиц являются важными в корректной постановке задачи о связанных состояниях в релятивистской КТП. В этом контексте хронологически первым считается уравнение Бете-Солпитера(БС) для двухчастичной функции Грина, представляющей собой линейное интегральное соотношение между двухчастичной функцией Грина, ядром уравнения и одночастичной функцией Грина. Обычно, в пионерских работах ядро уравнения БС определялось по ТВ как набор двухчастично неприводимых в рассматриваемом канале диаграмм, что в низшем порядке только лишь сводилось к одночастичному обмену. Здесь часто использовались так называемые лестничные и радужные приближения, а также обмен двумя частицами и др.

Исследование лестничного приближения в простых моделях послужило толчком к мультипериферической модели, долгие годы служившей согласованием теории поля с реджевским подходом. Лестничное уравнение БС, как стало известно уже позже, оказалось в ряде моделей идентичным главному приближению $1/N$ – разложения.

При больших значениях N , $1/N$ – разложение послужило аппаратом для описания низкоэнергетической физики в рамках КХД, несмотря

на очевидные успехи в описании сильных взаимодействий адронов при высоких энергиях. Но связь уравнения БС и других многочастичных уравнений с общим формализмом теории поля долгое время оставалась невыясненной при апелляции к конкретной квантово-полевой модели. Кроме того, многочастичные уравнения не включались на вне-модельном уровне в общую схему КТП, в связи с отсутствием адекватного математического аппарата. Высшие функциональные преобразования Лежандра, внедренные в КТП дали новый толчок развитию непертурбативных подходов к изучению многочастичных функций Грина.

При изучении эффекта удержания кварков, предсказании спектра масс адронов и описании ряда других низкоэнергетических характеристик успешно применяется модель Намбу – Иона-Лазинио (НИЛ), являющаяся хорошим приближением для исследования такого непертурбативного явления, как спонтанное нарушение киральной инвариантности. В настоящее время существует два широко известных способа нарушить симметрию спонтанным образом. В первом–спонтанное нарушение происходит в теориях со вспомогательными полями Хиггса, где спонтанное нарушение фактически происходит на уровне классического действия. Именно на этом подходе и основана стандартная теория электрослабых взаимодействий, теория большого объединения которое включает гипотезу существовании неоткрытых еще хиггсовских бозонов. Другой подход нарушения киральной симметрии основан на динамическом нарушении, где и не требуется введение полей Хиггса. Модели НИЛ с четырехфермионным взаимодействием обнаруживают такой механизм нарушения симметрии. Кроме этого эта модель успешно применима в КХД легких адронов в непертурбативной области. Вот почему уже более 40 лет не ослабевает, а возрастает интерес к ним, причем особое внимание уделяется исследованиям структуры вакуума и его критическим свойствам при наличии окружающей среды, то есть учету таких факторов, как температура и ненулевая плотность частиц, различные внешние поля, нетривиальная топология и кривизна пространства-времени, вопросы регуляризации и т.д.

Целью диссертационной работы является исследование уравнений типа БС в лестничном приближении, развитие непертурбативных вычислений в рамках функциональных методов, исследование многофермионных уравнений в КЭД, изучение моделей типа НИЛ с

ДНКС в разных регуляризациях, развитие методов получения и исследования уравнений для многочастичных функций Грина и их применение для различных процессов адронной физики.

Основными инструментами исследования являются метод суммирования лестничных диаграмм, который, безусловно, всегда приводит к приближенным интегральным уравнениям типа БС для амплитуды рассеяния, и функциональные методы получения точных уравнений БС и других уравнений для связанных состояний и функций Грина в КТП и в хромодинамических моделях.

Научная новизна проведенных в работе исследований заключается в следующем:

1. Разработан метод обоснования реджевской асимптотики S^α при высоких энергиях. Показан универсальный характер реджевской асимптотики при решении уравнений БС для амплитуд рассеяния вперед и при малых переданных импульсах с участием бозонов и фермионов. Во всех случаях имеется согласованность с ограничением Фруасара.

2. Впервые получены уравнения для четырехфермионной, трехфермионной функций Грина в КЭД, как в цепочечном, так и в лестничном приближениях. В обоих этих приближениях также получены уравнения для двухфермионной функции Грина, а также уравнения для поправки к пропагатору фермиона первого порядка.

3. Получены уравнения БС для скалярных и псевдоскалярных связанных состояний в лестничном приближении. Найдено частное решение уравнения БС для волновой функции псевдоскалярных связанных состояний.

4. Развита вариант построения разложения среднего поля (РСП) в рамках формализма билакального источника кварков для модели НИЛ. Исследована модель НИЛ с размерно – аналитической регуляризацией в следующем за главным порядком РСП. В первом порядке РСП получены уравнения для одночастичной функции Грина $S^{(1)}$ и для двухчастичной функции Грина S_2 . Определены скалярная амплитуда A_σ - соответствующая сигма-мезону и псевдоскалярная амплитуда A_π -соответствующая пиону. Определены параметры модели в главном приближении РСП, так же определены улучшенные парамет-

ры модели за счет поправок к киральному конденсату как в размерно-аналитической регуляризации, так же в регуляризации четырехмерным обрезанием.

5. Помимо поправок к киральному конденсату, были вычислены поправки к массе кварка. Установлено, что поправка пиона в массу кварка в $SU(2)$ - модели НИЛ равна нулю. Показано, что в модели НИЛ с регуляризацией 4 – мерным обрезанием мезонные вклады могут привести к дестабилизации ситуации относительно квантовых флуктуаций.

6. Впервые получены уравнения второго порядка РСП: уравнения для пропагатора $S^{(2)}$, двухкварковой функции первого порядка $S_2^{(1)}$, трехкварковой S_3 и четырехкварковой S_4 функций.

Найдены решения уравнений для четырехкварковой функции S_4 и трехкварковой функции S_3 . Определены трехкварковые амплитуды.

7. Впервые получены уравнения третьего порядка РСП модели НИЛ: уравнения для шестикварковой S_6 и пятикварковой S_5 функций Грина, а также уравнения для четырехкварковой функции первого порядка $S_4^{(1)}$, трехкварковой функции первого порядка $S_3^{(1)}$, двухкварковой функций Грина второго порядка $S_2^{(2)}$ и поправка к пропагатору кварка третьего порядка $S^{(3)}$. Найдено решение уравнения для шестикварковой функции.

8. Определены пропагаторы и вершины мезонов (σ - мезон и пион) в обоих моделях ($U(1)$ - и $SU(2)$ - модели НИЛ). Определена вершина сигма – мезон пион-пион через кварковые поля.

Практическая значимость работы.

Развитый в диссертации метод позволил выявить универсальный характер реджевской асимптотики амплитуд различных процессов рассеяния при высоких энергиях.

Предложенный метод, позволяет найти решение интегральных уравнений типа БС для амплитуды рассеяния в высокоэнергетической области в виде степенной функции. Этот метод может быть применен

при исследовании различных интегральных уравнений современной КТП.

Полученные многофермионные уравнения в КЭД могут быть успешно применены при различных исследованиях. Уравнение БС для волновой функции и найденное частное решение, дает возможность надеяться на нахождение точных решений уравнений этого типа в различных калибровках.

Полученные физические значения параметров в обоих регуляризациях (в размерно-аналитической регуляризации и в регуляризация четырехмерным обрезанием) могут быть использованы при конкретных вычислениях в моделях НИЛ.

Учет улучшенных параметров моделей НИЛ за счет поправок к киральному конденсату может привести к новым более точным результатам, при вычислениях в рамках этой модели.

Многокварковые функции модели НИЛ в высших порядках РСП имеют следующие возможные физические приложения:

- в некоторой обобщенной модели НИЛ представляется возможным описание распадов векторных мезонов в трехкварковых функциях;
- описание нуклонов как связанные состояния в трехкварковой функции $S_3^{(1)}$;
- пентакварки как пятикварковые связанные состояния в пятикварковой функции $S_5^{(1)}$;
- $\pi\pi$ – рассеяние в четырехкварковой функции $S_4^{(2)}$.

Достоверность полученных результатов определяется строгими математическими выводами, проведением сравнительных анализов с существующими результатами в различных теориях, а так же численной обработкой результатов.

Апробация работы.

Результаты, полученные в настоящей диссертации, докладывались на республиканских (“Актуальные проблемы физики” 2001 и 2004 гг., Баку) и международных конференциях (XXIV International Workshop on Quantum Field Theories and High Energy Physics, 2001, Протвино, Россия; International Regional Conference Tusi-800 Astrophysics and Astronomy, 2002, Баку, Азербайджан; President of Azerbaijan Republic H.A. Aliev Anniversary – 80 International Conference on Inverse Problems of Theoretical and Mathematical Physics, 2003, Сумгаит,

Азербайджан; XXVIII International Workshop on Quantum Field Theories and High Energy Physics, 2005, Протвино, Россия; IV International Workshop of Quantum Particles and Fields, 2005, Баку, Азербайджан; IPM School & Conference on Lepton and Hadron Physics, Tehran, 2006; Fourth Eurasian Conference on Nuclear Physics and its Applications, Баку, Азербайджан), и на теоретических семинарах кафедры “Строения вещества” и НИИ Физических Проблем Бакинского Государственного Университета.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 29 работах.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы из 231 наименования. Полный объем диссертации составляет 272 страницы, 35 рисунков и 8 таблиц.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы задачи исследования и кратко изложено содержание работы.

Первая глава посвящена, в основном, исследованию уравнения БС для амплитуды рассеяния и описанию некоторых методов, позволяющих выйти за рамки ТВ.

В разделе 1.1 сделан краткий исторический обзор работ и показано современное состояние исследования квантово-полевых величин методами, позволяющими выйти за рамки ТВ. Обсуждаются уравнение ШД, метод Тамма-Данкова, квазипотенциальные подходы Логунова-Тавхелидзе, Арбузова и др., уравнение Кадышевского-Тодорова, эйкональное приближение, уравнения БС.

Раздел 1.2 посвящен ранним исследованиям по нахождению возможных решений уравнения БС в разных скалярных моделях в лестничном приближении. Эти модели были построены на базе суммирования класса лестничных диаграмм и на основе определения ядра уравнений по ТВ, как набор двухчастично неприводимых в данном приближении диаграмм, что в конечном итоге в низшем порядке сводится к одночастичному обмену.

Найдено асимптотическое решение уравнения БС для мнимой части амплитуды рассеяния вперед с взаимодействием $\varphi\phi^2$ в виде реджевской асимптотики $F(s) \cong s^\alpha$, где определены реджевские показатели для больших обменных масс

1) $\mu \gg t$,

$$\alpha = -\frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\lambda^2}{8\pi^2 \mu^2} \right)^{1/2}; \quad (1)$$

и также для малых обменных масс

2) $\mu \ll t$,

$$\alpha \approx -n \pm \left[-\frac{32\pi^2 m^2}{\lambda^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right], \quad n = 1, 2, \dots, \quad (2)$$

причем,

$$\left| \frac{32\pi^2 m^2}{\lambda^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right| \ll 1. \quad (3)$$

Исследовано уравнение БС для мнимой части амплитуды рассеяния на произвольные углы в скалярной теории $\lambda\varphi\phi^2$ и найдено асимптотическое решение уравнения БС для мнимой части амплитуды рассеяния на малые передаваемые импульсы в виде реджевской асимптотики

$$F(s, t) = s^{\alpha(t)},$$

где реджевский показатель $\alpha(t)$ определен в двух предельных значениях для обменной массы:

1) $\mu \gg t$,

$$\alpha(t) = -\frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\lambda^2 \left(1 + \frac{t}{6m^2} \right)}{8\pi^2 \mu^2} \right]^{1/2}; \quad (4)$$

2) $\mu \ll m$,

$$\alpha(t) \approx -n \pm \left[-\frac{32\pi^2 m^2}{\left(1 + \frac{t}{6m^2}\right)\lambda^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right], \quad n = 1, 2, \dots, \quad (5)$$

причем

$$\left| \frac{32\pi^2 m^2}{\left(1 + \frac{t}{6m^2}\right)\lambda^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right| \ll 1. \quad (6)$$

Отметим, что в (4), (5) возможен предельный переход в случай рассеяния вперёд ($t=0$). Тогда выражения (4) – (6) переходят в (1) – (3), соответственно. Этот факт не оставляет сомнений в надёжности полученных результатов для процесса рассеяния при малых передаваемых импульсах. В (4), как и в случае рассеяния вперёд, сохраняется особенность по массе (μ) обменной частицы, которая содержалась в исходном уравнении, и только последовательный учёт этих особенностей может обеспечить реджевскую асимптотику амплитуды рассеяния.

В разделе 1.3 исследуются решения уравнения БС в лестничном приближении с участием фермионов, где найдено решение в виде

реджевской асимптотики $F(s, p^2) \cong c \left(\frac{s}{m^2} \right)^{\alpha(t)} \frac{m^2}{p^2}$, как для случая

рассеяний вперед, так и на малые переданные импульсы. Для случая рассеяния вперед для реджевского показателя найдены следующие выражения:

1) $\mu \gg m$.

$$\alpha = -\frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{e^2 p^2}{8\pi^2 \mu^2}}. \quad (7)$$

2) $\mu \ll m$.

$$\alpha = -n \pm \left[-\frac{32\pi^2 m^2}{e^2 p^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right], \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

$$\left| \frac{32\pi^2 m^2}{e^2 p^2} + \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right| \ll 1. \quad (9)$$

В случае рассеяния на малые передаваемые импульсы для реджевского показателя найдены следующие выражения

$$1) \quad \mu^2 \gg m^2,$$

$$\alpha(t) = -\frac{3}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{1 + \frac{e^2(2m^2 - t)}{16\pi^2 \mu^2}}, \quad (10)$$

При $t = 0$ (рассеяние вперед) выражение (10) переходит в (7).

$$2) \quad \mu^2 \ll m^2,$$

$$\alpha(t) \cong -n \pm \left[-\frac{64\pi^2 m^2}{e^2(2m^2 - t)} - \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right], \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (11)$$

$$\left| \frac{64\pi^2 m^2}{e^2(2m^2 - t)} + \frac{1}{2} \ln \frac{\mu^2}{m^2} \right| \ll 1. \quad (12)$$

Как видно, при $t = 0$, $p^2 = m^2$ формулы (10)-(12) переходят в (7)-(9), соответственно. Также найдено решение для случая рассеяния на произвольные углы.

В разделе 1.4 обсуждены методы многочастичных уравнений и на примере уравнения БС определена общая схема включения многочастичных уравнений в формализм квантовой теории поля, основанная на производящем функционале функций Грина.

Во второй главе в рамках нового непертурбативного метода в КЭД обсуждаются вопросы получения уравнений для многофермионных функций Грина. Также исследуются уравнения БС.

В разделе 2.1. получены уравнения для двухэлектронной функции Грина (здесь и далее, с некоторыми исключениями, все уравнения для многочастичных функций Грина приведем только графически)

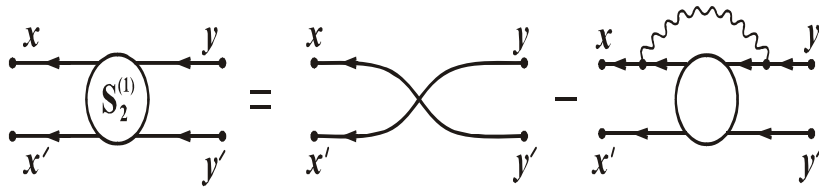


Рис.1 Уравнение для двухэлектронной функции Грина

и уравнение для поправки к пропагатору электрона первого порядка

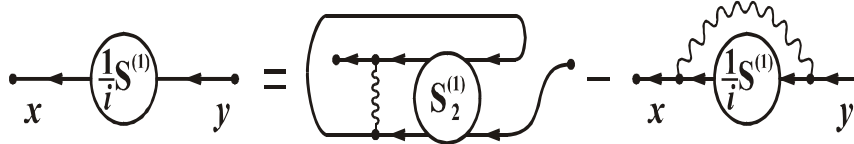


Рис. 2 Уравнение для поправки к пропагатору электрона

$$\text{---} \leftarrow \text{---} = \frac{1}{i} \mathbf{S}$$

$$\begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \leftarrow \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} = i \mathbf{D}_{\mu\nu}^c$$

$$\text{---} \leftarrow \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} = e \gamma_\mu$$

Рис. 3 Графические правила в КЭД

Получено лестничное уравнение БС в КЭД

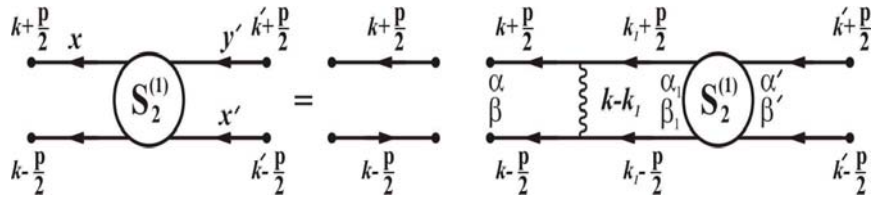


Рис. 4 Лестничное уравнение БС в КЭД

и приведено в калибровке Ландау к системам из трех уравнений для волновой функции для скалярных и псевдоскалярных связанных состояний, соответственно,

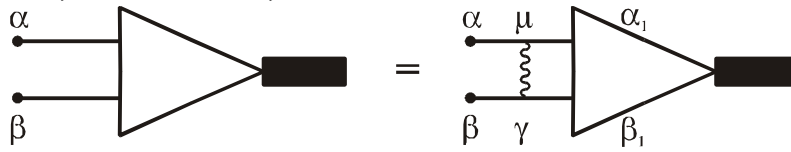


Рис. 5 Уравнение БС для связанных состояний где найдено частное решение.

В разделе 2.2. в цепочечном приближении в КЭД впервые получены уравнение для четырехфермионной функции Грина

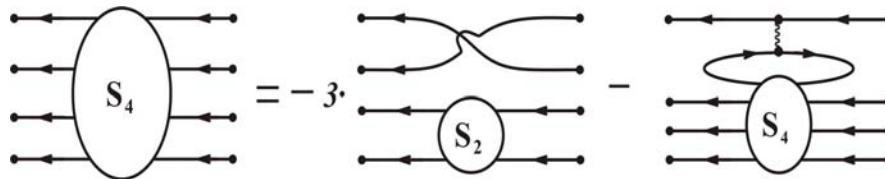


Рис. 6 Уравнение для четырехфермионной функции в цепочечном приближении

и уравнение для трехфермионной функции Грина

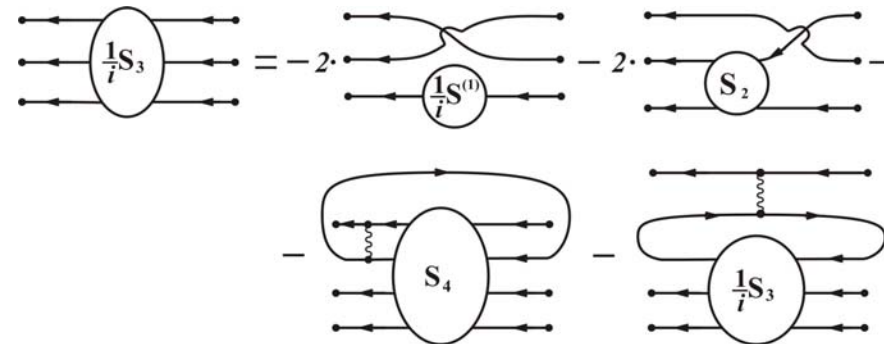


Рис. 7 Уравнение для трехфермионной функции Грина в цепочечном приближении

Также получены уравнения для двухфермионной функции Грина первого порядка

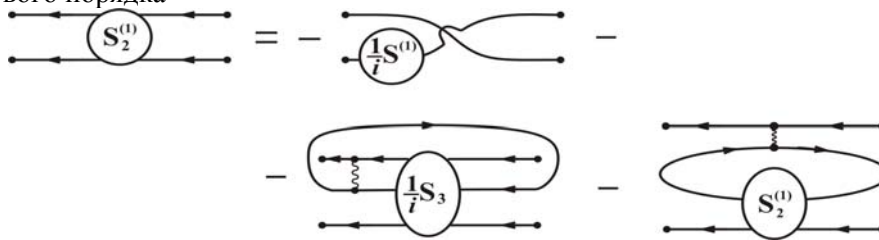


Рис. 8 Уравнение для двухфермионной функции Грина первого порядка в цепочечном приближении

а также уравнение для поправки к пропагатору фермиона второго порядка

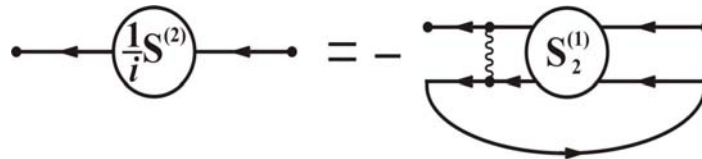


Рис. 9 Уравнение для поправки к пропагатору электрона второго шага итераций в цепочечном приближении

В разделе 2.3. в лестничном приближении в КЭД впервые получены и исследованы уравнения для четырехфермионной, трехфермионной функций Грина и двухфермионной функции первого порядка, а также уравнение для поправки к пропагатору фермиона второго порядка.

В III главе в РСР подробно исследуется модель НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией. Получено уравнение для пропагатора кварка в главном приближении. В следующем шаге за главным приближением РСР получены и исследованы уравнения для пропагатора и для двухкварковой функции Грина S_2 .

Подробно исследовано уравнение для двухкварковой функции. Определены параметры моделей как в теории с симметрией группы $U(1)$, так и в теории с симметрией группы $SU(2)$. Также проведено улучшение параметров моделей за счет поправок к киральному конденсату.

Здесь приводится новый подход к размерной регуляризации как аналитической, которая позволяет провести все вычисления петлевых интегралов в 4-х мерном пространстве. Следует отметить, что модель НИЛ в научной литературе изучалась, в основном, в главном порядке РСР, или в эквивалентном ему главном порядке $\frac{1}{N_c}$ – разложения.

В то же время успехи в феноменологическом отношении стимулировали изучение структуры модели НИЛ за рамками главного приближения РСР, т.е. в следующих порядках РСР.

В разделе 3.1 в первом порядке РСР в теории с симметрией группы $U(1)$ получены уравнение для двухкварковой функции Грина и уравнение для пропагатора кварка в модели НИЛ:

$$S_2 \begin{pmatrix} x & y \\ x' & y' \end{pmatrix}_{\alpha'\beta'}^{\alpha\beta} = -S^{\alpha\beta'}(x-y)S^{\alpha'\beta}(x'-y) +$$

$$+ ig \int dx_1 \left\{ (S(x-x_1)S(x_1-y))^{\alpha\beta} \text{tr} S_2 \begin{pmatrix} x_1 & x_1 \\ x' & y' \end{pmatrix} \right.$$

$$\left. (S(x-x_1)\gamma_5 S(x_1-y))^{\alpha\beta} \text{tr} \gamma_5 S_2 \begin{pmatrix} x_1 & x_1 \\ x' & y' \end{pmatrix} \right\},$$

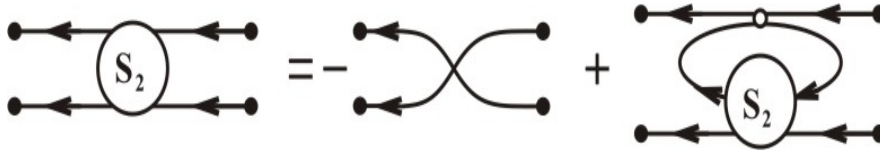


Рис. 10 Уравнение для двухкварковой функции

$$S^{(1)\alpha\beta}(x-y) = ig \int dx_1 S^{\alpha\alpha_1}(x-x_1) \left\{ S_2 \begin{pmatrix} x_1 & y \\ x_1 & x_1 \end{pmatrix}_{\alpha_2\alpha_2}^{\alpha\beta} - \gamma_5^{\alpha_1\beta_1} S_2 \begin{pmatrix} x_1 & y \\ x_1 & x_1 \end{pmatrix}_{\alpha_3\alpha_2}^{\beta_1\beta} \gamma_5^{\alpha_2\alpha_3} \right\} +$$

$$+ ig \int dx_1 S^{\alpha\alpha_1}(x-x_1) S^{\alpha_1\beta}(x_1-y) \text{tr} S^{(1)}(0),$$

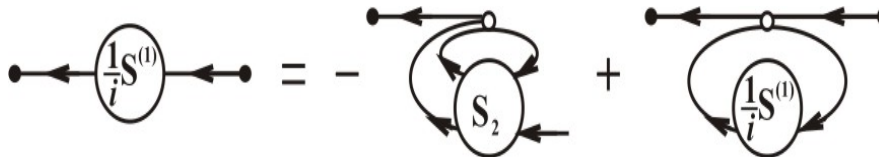


Рис. 11 Уравнение для поправки к пропагатору кварка первого порядка

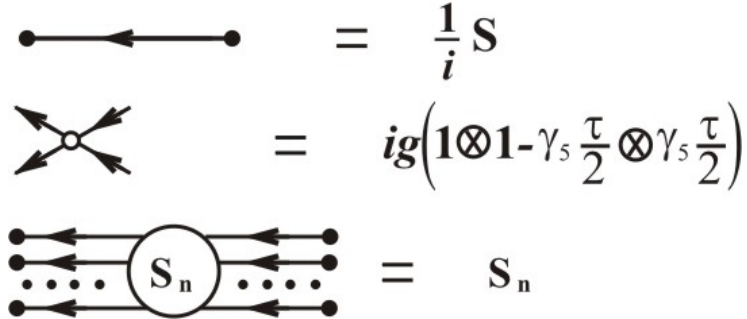


Рис. 12 Графические правила в модели НИЛ

В разделе 3.2 исследуется главный порядок, также приведены основные положения размерно-аналитической регуляризации в модели НИЛ.

В разделе 3.3 исследуется двухчастичная амплитуда в следующем порядке за главным приближением РСП и вычислены мезонные вклады в киральный конденсат.

В качестве меры мезонных вкладов в киральный конденсат выбрано отношение конденсата первого шага к конденсату главного приближения:

$$r \equiv \frac{\chi^{(1)}}{\chi^{(0)}} = r_\sigma + r_\pi = -\frac{4ig}{1-4igJ} \int \frac{d\tilde{q} d\tilde{p}}{(m^2 - (p-q)^2)(m^2 - p^2)^2} \times$$

$$\times \left[(3p^2 - 2(pq) + m^2) A_\sigma(q) + (-p^2 + 2(pq) + m^2) A_\pi(q) \right].$$

Здесь r_σ - вклад скалярного мезона (сигма-мезон), r_π - вклад псевдоскалярного мезона (пион),

$$A_\sigma = \frac{2igm^2(1+2\xi)}{(4m^2 - p^2)^\xi} - \text{амплитуда сигма-мезона},$$

а,

$$A_\pi = -\frac{2igm^2}{p^2 \xi} - \text{амплитуда, соответствующая пиону}.$$

Интегралы для r_π вычисляются в размерно-аналитической регуляризации в замкнутом виде, и ответ имеет очень простой вид

$$r_\pi = \frac{1}{4\xi}.$$

Скалярный вклад может быть представлен в виде

$$r_\sigma = \frac{4^\xi \Gamma\left(\frac{3}{2} + \xi\right)}{2\sqrt{\pi} \Gamma(3 + \xi)} \int_0^1 \frac{du}{(4-3u)^{1+\xi}} \left[(3-2u)(1-\xi) F\left(1+\xi, 2-\xi; 3+\xi; \frac{(u-2)^2}{4-3u}\right) - (1+2\xi) F\left(1+\xi, 1-\xi; 3+\xi; \frac{(u-2)^2}{4-3u}\right) \right].$$

Здесь: ξ - параметр регуляризации.

Обращает на себя внимание тот факт, что как r_π , так и r_σ зависят только от параметра регуляризации ξ и не зависят от других параметров модели. Эта особенность характерна только для размерно-аналитической регуляризации. Результаты вычислений в области значений параметра $0 < \xi \leq 1$ представлены в виде табл. 1.

Таблица 1

Относительные вклады сигма-мезона (r_σ) и пиона (r_π) в киральный конденсат c^3 $U(1)$ - модели и отношение конденсата первого шага к конденсату главного приближения ($c^{(1)}/c^{(0)}$) как функции параметра регуляризации ξ

ξ	r_σ	r_π	$c^{(1)}/c^{(0)}$
0.1	0.264	2.50	0.556
0.2	0.189	1.250	0.346
0.3	0.119	0.833	0.250
0.4	0.057	0.625	0.189
0.5	0	0.50	0.145
0.6	-0.050	0.417	0.110
0.7	-0.094	0.357	0.081
0.8	-0.131	0.313	0.057
0.9	-0.162	0.278	0.037
1.0	-0.188	0.250	0.021

В разделе 3.4 результаты разделов 3.1 - 3.3 обобщены для теории с симметрией группы $SU(2)$. Найдены амплитуды

$$A_\sigma = \frac{igm^2(1+2\xi)}{n_c(4m^2-p^2)^\xi},$$

$$A_\pi = -\frac{igm^2}{n_c p^2 \xi}.$$

Вычислены относительные вклады сигма-мезона и пиона в киральный конденсат. Численные значения приведены в табл. 2.

Таблица 2

Относительные вклады сигма-мезона (r_σ) и пиона (r_π) в киральный конденсат c^3 $SU(2)$ - модели и отношение конденсата первого шага к конденсату главного приближения ($c^{(1)}/c^{(0)}$) как функции параметра регуляризации ξ .

ξ	r_σ	r_π	$c^{(1)}/c^{(0)}$
0.1	0.044	1.250	0.319
0.2	0.032	0.625	0.183
0.3	0.020	0.417	0.128
0.4	0.010	0.313	0.098
0.5	0	0.250	0.077
0.6	-0.008	0.209	0.063
0.7	-0.016	0.179	0.052
0.8	-0.022	0.157	0.043
0.9	-0.027	0.139	0.036
1.0	-0.031	0.125	0.030

В разделе 3.5 вычислены поправки к массе кварка. Определены параметры модели. С учетом поправок в киральный конденсат и в массу кварка определены улучшенные параметры $SU(2)$ - модели НИЛ.

Таблица 3

Параметры модели в размерно-аналитической регуляризации в главном порядке : киральный конденсат C , динамическая масса кварка m , параметр регуляризации ξ и безразмерная константа связи κ .

$c(MэВ)$	$m(MэВ)$	ξ	$\kappa = 3gm^2/2\pi^2$
-210	357	0.333	0.373
-220	356	0.289	0.322
-230	354	0.252	0.277
-240	353	0.221	0.242
-250	352	0.195	0.212

Найдены формулы для поправок к массе кварка. Для поправки пиона в массу кварка получено:

$$\frac{\delta m^{(\pi)}}{m} = r_{\pi} - \frac{3}{8n_c \xi}.$$

где r_{π} имеет следующий вид: $r_{\pi} = \frac{3}{8n_c \xi}$, согласно которой получа-

ем очень важный результат: в размерно-аналитической регуляризации в $SU(2)$ - модели НИЛ поправка пиона в массу кварка равна нулю.

Для поправки сигма-мезона в массу кварка окончательно получено

$$\frac{\delta m^{(\sigma)}}{m} = r_{\sigma} - \frac{\cos \pi \xi}{4^{1+\xi} n_c \pi (1/2 - \xi)}.$$

Таблица 4

Поправки к массе кварка как функция параметра регуляризации

$c(MэВ)$	ξ	$\delta m/m$
-210	0.432	-0.052
-220	0.385	-0.061
-230	0.346	-0.067
-240	0.312	-0.074
-250	0.284	-0.079

Таблица 5

Параметры $SU(2)$ – модели с учетом поправок первого порядка в размерно-аналитической регуляризации: киральный конденсат c , динамическая масса кварка m_r , параметр регуляризации ξ и безразмерная константа связи κ

c (МэВ)	m_r (МэВ)	ξ	$\kappa = 3gm^2 / 2\pi^2$
-210	339	0.432	0.486
-220	336	0.385	0.434
-230	333	0.346	0.387
-240	330	0.312	0.334
-250	328	0.284	0.316

В IV главе в регуляризации ковариантным 4-х мерным обрезанием вычислено соотношение конденсатов первого шага к главному приближению модели НИЛ для теории с симметрией группы $SU(2)_V \times SU(2)_A$

В разделе 4.1 приводятся вычисления в регуляризации 4-х мерным обрезанием, найдены амплитуды

$$A_\sigma = \frac{1}{4n_c(4m^2 - p^2)I_0(p^2)},$$

$$A_\pi = \frac{1}{4n_c p^2 I_0(p^2)},$$

(где интеграл $I_0(p^2)$ в регуляризации с обрезанием имеет вид:

$$I_0(p^2) = -\frac{i}{16\pi^2} \int_0^1 du \left[\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - p^2 u(1-u) + m^2} - \log \left(1 + \frac{\Lambda^2}{-p^2 u(1-u) + m^2} \right) \right]$$

и определены параметры модели в главном приближении.

Таблица 6

Параметры $SU(2)$ – модели НИЛ в регуляризации 4-мерным обрезанием в главном порядке: киральный конденсат c , динамическая масса кварка m , параметр регуляризации Λ и безразмерная константа связи κ_Λ

c (МэВ)	m (МэВ)	Λ (МэВ)	$\kappa_\Lambda = 3g\Lambda^2/2\pi^2$
-210	423	733	1.86
-220	323	791	1.448
-230	276	873	1.315
-240	253	947	1.240
-250	236	1029	1.187

В разделе 4.2 вычислены мезонные вклады в киральный конденсат.

Для пионного вклада получено компактное выражение

$$r_\pi = -\frac{\log(1+x)}{8 \left[\log(1+x) - \frac{x}{1+x} \right]}. \quad (13)$$

При этом, однако, не удается получить окончательный компактный вид для r_σ

$$r_\sigma = \frac{1}{24} \cdot \frac{1}{\log(1+x) - \frac{x}{1+x}} \cdot \frac{1}{\log(1+x) + \sqrt{x} \arctan \sqrt{\frac{1}{x}}} \times$$

$$\times \int_0^1 \int_0^x du dz \frac{z[1-(3-2u)]}{(1+z)^2} \left[\log \left(1 + \frac{x}{4-3u+zu(1-u)} \right) - \frac{x}{x+4-3u+zu(1-u)} \right],$$

где $z = \frac{p_e^2}{m^2}$, $x = \frac{\Lambda^2}{m^2}$.

Таблица 7

Зависимость вкладов сигма-мезона r_σ и пиона r_π от отношения квадрата параметра обрезания Λ^2 к квадрату массы кварка m^2 .

r_σ	r_π	$x = \Lambda^2/m^2$
0	-0.449	1
-0.002	-0.318	2
-0.007	-0.272	3
-0.013	-0.249	4
-0.019	-0.234	5
-0.026	-0.223	6
-0.032	-0.216	7
-0.039	-0.210	8
-0.046	-0.205	9
-0.053	-0.201	10
-0.06	-0.198	11
-0.067	-0.195	12
-0.074	-0.193	13
-0.081	-0.191	14
-0.088	-0.189	15
-0.095	-0.187	16
-0.102	-0.186	17
-0.109	-0.184	18
-0.116	-0.183	19
-0.123	-0.182	20

В разделе 4.3 определен модифицированный подбор параметров с учетом поправок в киральный конденсат и вычислены поправки к массе кварка. Найдены формулы для поправки пиона в массу кварка

$$\frac{\delta m^{(\pi)}}{m} = r_\pi + \frac{3}{n_c} \frac{\log(1+x)}{8 \left[\log(1+x) - \frac{x}{1+x} \right]}. \quad (14)$$

Согласно (13), из (14) вытекает, что в $SU(2)$ -модели НИЛ в регуляризации с 4-мерным обрезанием поправка пиона в массу кварка также как и в $SU(2)$ -модели НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией равна нулю. Можно сделать следующий вывод, что этот факт является особенностью $SU(2)$ -модели НИЛ вне выбора регуляризации.

Для поправки сигма-мезона к массе кварка получено:

$$\frac{\delta m^{(\sigma)}}{m} = r_{\sigma} - \frac{4 \log(1+x/4) - \log(1+x)}{8n_c \left[\log(1+x) + \sqrt{x} \arctan \sqrt{\frac{1}{x}} \right]}.$$

Таблица 8

Параметры модели с учетом поправок первого порядка (регуляризация четырехмерным обрезанием): киральный конденсат C , динамическая масса кварка m_r , параметр регуляризации Λ и безразмерная константа связи κ_{Λ} .

c (МэВ)	m_r (МэВ)	Λ (МэВ)	$\kappa_{\Lambda} = 3g\Lambda^2/2\pi^2$
-240	310	785	1.501
-250	283	819	1.408

В табл. 8 не приведены значения параметров при $c = -210$ МэВ, $c = -220$ МэВ и $c = -230$ МэВ. Это не случайно. Дело в том, что система уравнений для определения параметров не имеет вещественных решений при $f_{\pi} = 93$ МэВ и при $|c| \leq 230$ МэВ.

Результаты, представленные в главах III и IV показывают, что модель НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией существенно отличается от модели НИЛ с регуляризацией с 4-мерным обрезанием по крайней мере в двух аспектах.

Во первых, это различное поведение скалярной амплитуды в пороговой области. В регуляризации с 4-мерным обрезанием вблизи порога можно выделить полюсной член, который обычно ассоциируется со скалярной частицей – сигма-мезоном (отметим, однако, что обоснованные сомнения в возможности такой интерпретации были высказаны еще в работе основоположников модели). В размерно-

аналитической регуляризации особенностью скалярной амплитуды при физических значениях параметра регуляризации является наличие полюсного члена, который, если не исключает совсем, то делает затруднительной интерпретацию ее как физической частицы.

Но гораздо более важной нам представляется различие в поведении этих моделей относительно квантовых флуктуаций, вызываемых вкладами скалярных амплитуд в киральный конденсат. Как следует из результатов этого раздела и раздела 3.5, модель НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией стабильна относительно таких флуктуаций, в то время как в модели НИЛ с регуляризацией с 4-мерным обрезанием мезонные вклады могут привести к дестабилизации. Конечно, многие физические приложения модели НИЛ связаны исключительно с главным порядком разложения среднего поля, где возможность такой дестабилизации можно просто игнорировать. Но, с другой стороны, существуют физические приложения модели НИЛ, связанные прежде всего с многокварковыми функциями (такие как, например, барионы, пион-пионное рассеяние, распады σ и ρ – мезонов и т.п.), киральная динамика адронов, также изучение динамики адронов при наличии окружающей среды, т.е. при конечных температурах и плотностях, в которых пренебрежение мезонными вкладами в пропагатор кварка заведомо некорректно с точки зрения разложения среднего поля, и, следовательно, стабильность основных параметров модели относительно таких вкладов приобретает решающее значение.

В V Главе получены уравнения модели НИЛ II шага итераций для теорий с симметриями групп $U(1)$ и $SU(2)$. Также получены уравнения III шага итераций. Определены пропагаторы пиона и сигма-мезона. Вычислена вершина $\sigma\pi\pi$.

В разделе 5.1 по схеме итерации получают уравнения II шага итераций для $U(1)$ – модели:

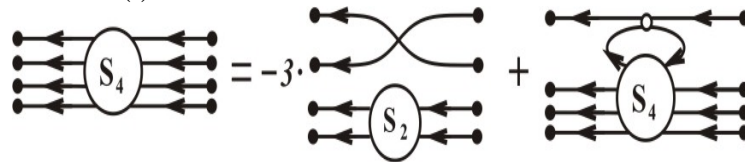


Рис. 13 Уравнение для четырехкварковой функции

-уравнение для четырехчастичной функций Грина и уравнение для трехчастичной функций Грина:

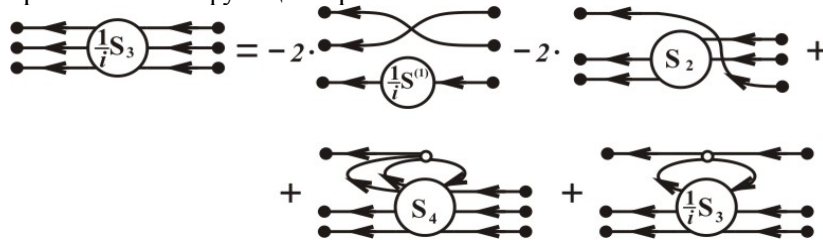


Рис. 14 Уравнение для трехкварковой функции

Получены и исследованы уравнения для пропагатора второго порядка и для двухкварковой функции (четырёххвостка) первого порядка.

В разделе 5.2 определены пропагаторы мезонов через кварковые поля в теории с симметрией группы $U(1)$. Определена $\sigma\pi\pi$ – вершина.

В разделе 5.3 получены и исследованы уравнения II шага итераций в теории с симметрией группы $SU(2)_V \times SU(2)_A$: уравнение для трехкварковой (шестихвостка) и уравнение для четырехкварковой (восьмихвостка) функций Грина. Получены также уравнения для пропагатора второго порядка и для двухкварковой функции (четырёххвостка) первого порядка.

Найдено решение уравнения для восьмихвостки

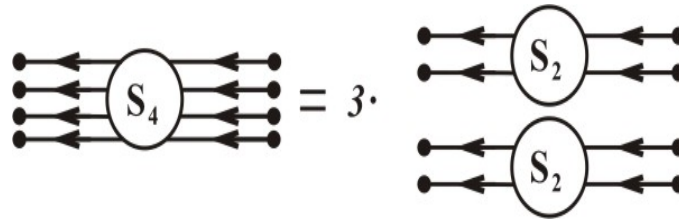


Рис. 15 Решение уравнения для четырехкварковой функции

Как видно из решения уравнения для четырехкварковой функции второго шага, $\pi\pi$ – рассеяние в модели НИЛ подавлено, то есть

во втором порядке разложения среднего поля $\pi\pi$ – рассеяния нет и возникает оно не ранее, чем в третьем шаге разложения.

В разделе 5.4 исследуется уравнение для шестихвостики и применяется для распада $\sigma \rightarrow \pi\pi$. Определены пропагаторы мезонов

$$\Delta_\sigma(p) = \frac{Z(p)}{4m^2 - p^2} \text{ - пропагатор } \sigma \text{ - мезона,}$$

$$\Delta_\pi^{ab}(p) = -\frac{\delta^{ab} Z(p)}{p^2} \text{ - пропагатор пиона (где } Z_\pi(p) = \frac{1}{4gn_c I_0(p)})$$

и вершины: $V_\sigma(xx'x'') \equiv 2in_c \int dx_1 v_S(xx'x_1) \Delta_\sigma(x_1 - x'')$ - скалярная вершина,

где $v_S(xx'x'') = tr_\alpha [S_0(x - x') S_0(x' - x'') S_0(x'' - x)]$ - скалярная треугольная диаграмма;

$V_\pi^{ab}(xx'x'') = 2in_c \int dx_1 v_P(xx'x_1) \Delta_\pi^{ab}(x_1 - x'')$ - псевдоскалярная вершина,

где $v_P(xx'x'') = tr_\alpha S^{(0)}(x - x') \gamma_5 S^{(0)}(x - x'') \gamma_5 S^{(0)}(x'' - x)$ - псевдоскалярная треугольная диаграмма.

Введена функция:

$$W_{\sigma\pi\pi}^{ab}(xx'x'') \equiv S_3 \begin{pmatrix} x & x \\ x' & x' \\ x'' & x'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \alpha_1, c_1 c_1, j_1 j_1 \\ \alpha_1' \beta_1', c_1' c_1', j_1' k_1' \\ \alpha_1'' \beta_1'', c_1'' c_1'', j_1'' k_1'' \end{pmatrix} \gamma_5^{\beta_1' \alpha_1'} \frac{\tau_{k_1' j_1'}^a}{2} \gamma_5^{\beta_1'' \alpha_1''} \frac{\tau_{k_1'' j_1''}^b}{2} \sim$$

$$\left\langle \bar{\psi} \psi(x) \bar{\psi} \gamma_5 \frac{\tau^a}{2} \psi(x') \bar{\psi} \gamma_5 \frac{\tau^b}{2} \psi(x'') \right\rangle.$$

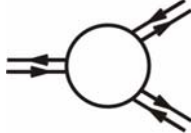


Рис. 16 Вершинная функция $\sigma\pi\pi$

и найдена амплитуда распада $\sigma \rightarrow \pi\pi$:

$$[W_{\sigma\pi\pi}^{ab}(pp'p'')]^{con} = \frac{2n_c}{i} \Delta_\sigma(p) [v_P(pp'p'') + v_P(pp''p')] \Delta_\pi^{aa_1}(p') \Delta_\pi^{a_1b}(p'').$$

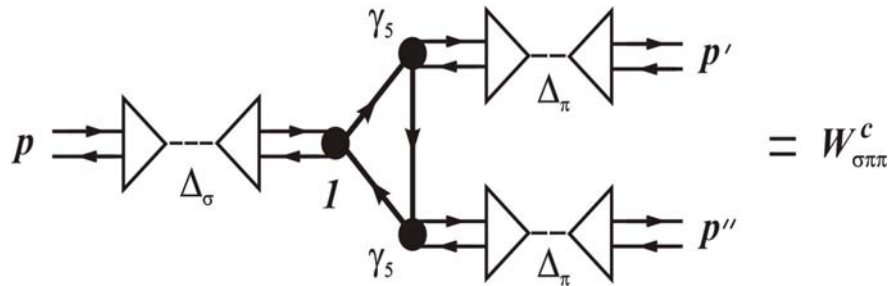


Рис. 17 Распад $\sigma \rightarrow 2\pi$

В разделе 5.5. приводится решение уравнения для трехкварковой функции. Найдены трехкварковые амплитуды.

В разделе 5.6. получены и исследованы уравнения третьего порядка РСП. Уравнения для шестичастичной, пятичастичной функций Грина графически имеют вид:

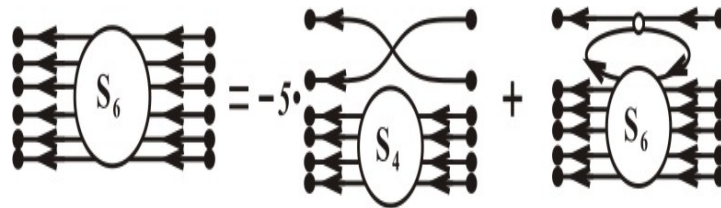


Рис. 18 Уравнение для шестикварковой функции

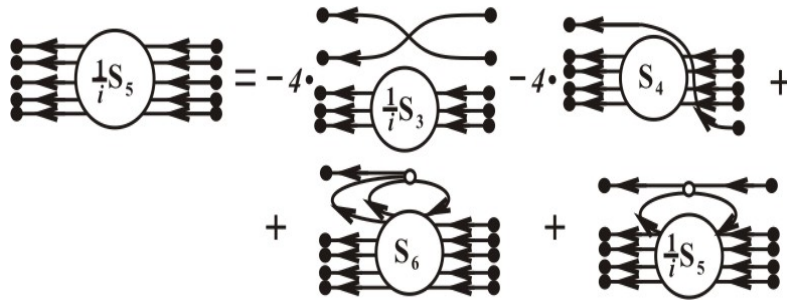


Рис. 19 Уравнение для пятикварковой функции

Уравнения пятикварковой и шестикварковой функций в данной итерационной схеме являются новыми. А также появляются уравнения для 4-х кварковой $S_4^{(1)}$ и 3-х кварковой $S_3^{(1)}$ функций первого порядка, 2-х кварковой функции $S_2^{(2)}$ второго порядка и уравнение для пропагатора кварка $S^{(3)}$ третьего порядка, которые имеют тот же вид, что и соответствующие уравнения второго шага итераций, за исключением неоднородных членов, в состав которых входят шестикварковая и пятикварковая функции.

Найдено решение уравнение для шестикварковой функции, в которое входят двухкварковая и четырехкварковая функция Грина

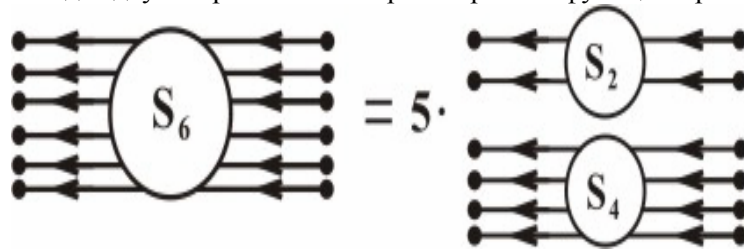


Рис. 20 Решение уравнения для шестикварковой функции

Проведено обобщение уравнений, где заключено, что все уравнения имеют идентичные ядра, однако отличны в них неоднородные части уравнений:

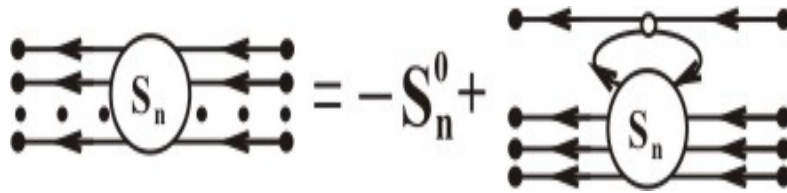


Рис. 21 Графический вид уравнения для функций произвольного порядка (S_n^0 – неоднородная часть уравнений)

Графический вид точного уравнения для функции Грина с четным числом частиц имеет вид:

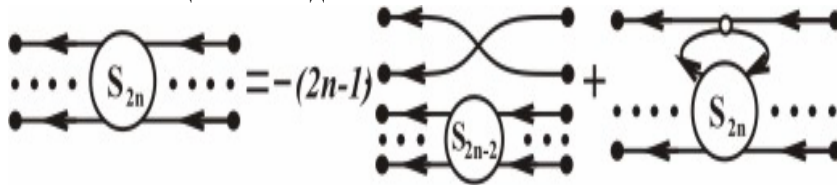


Рис. 22 Графический вид уравнения для функций с четным числом частиц

Также приведены возможные физические приложения:

- в некоторой обобщенной модели НИЛ возможны описывать распады векторных мезонов в трехкварковых функциях;
- описание нуклонов как связанные состояния в трехкварковой функции $S_3^{(1)}$;

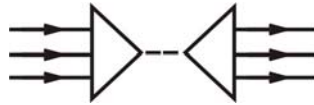


Рис. 23 Нуклон как связанное состояние в трехкварковой функции

- Пентакварки как пятикварковые связанные состояния в пятикварковой функции $S_5^{(1)}$;

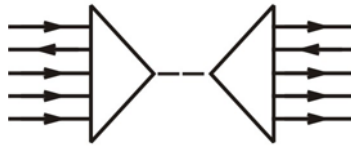


Рис. 24 Пентакварк как связанное состояние в пятикварковой функции

- $\pi\pi$ – рассеяние в четырехкварковой функции $S_4^{(1)}$

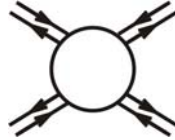


Рис. 25 Вершинная функция рассеяния пионов в четырехкварковой функции

В заключении приведены основные результаты и достижения, полученные в диссертации, которые заключаются в следующем:

1. Разработан метод обоснования реджевской асимптотики S^α при высоких энергиях. Показан универсальный характер реджевской асимптотики при решении уравнений БС для амплитуд рассеяния вперед и при малых переданных импульсах с участием бозонов и фермионов в некоторых моделях. Во всех случаях имеется согласованность с ограничением Фруасара.

2. В рамках РСП с биллокальным источником электронов в калибровке Ландау получены точные уравнения БС для волновой функции в КЭД для скалярных и псевдоскалярных связанных состояний. Найдено частное решение.

3. Впервые получены уравнения для четырехфермионной, трехфермионной функций Грина в КЭД, как в цепочечном, так и в лестничном приближениях. В обоих этих приближениях также получены уравнения для двухфермионной функции Грина первого порядка, а также уравнение для поправки к пропагатору фермиона второго порядка.

4. Развита метод построения РСП в рамках формализма биллокального источника кварков для модели НИЛ. Исследована модель

НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией в следующем порядке за главным приближением РСР. В первом порядке РСР получены уравнения для одночастичной функции Грина $S^{(1)}$ и для двухкварковой функции Грина S_2 . Определены скалярная амплитуда A_σ - соответствующая сигма-мезону и псевдоскалярная амплитуда A_π - соответствующая пиону.

5. В качестве меры мезонных вкладов в киральный конденсат кварка вычислено отношение конденсата первого шага $\chi^{(1)}$ к конденсату главного приближения $\chi^{(0)}$:
$$r \equiv \frac{\chi^{(1)}}{\chi^{(0)}}.$$

6. Аналогичные вычисления проведены как в $U(1)$ - модели НИЛ, так и в модели НИЛ с симметрией группы $SU(2)$.

7. Как следует из полученных нами результатов, в модели НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией вклад пиона в киральный конденсат довольно значителен и должен учитываться при выборе физических значений параметров модели.

8. Вместе с тем проведенное исследование показывает, что в модели НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией учет следующего за главным порядком РСР не приводит к каким-либо патологиям в области физических значений параметров, типа исчезновения параметра порядка ДНКС, или голдстоуновского бозона. Определены улучшенные параметры модели за счет поправок к киральному конденсату. Помимо поправок к киральному конденсату, вычислены поправки к массе кварка. Установлено, что поправка пиона в массу кварка в $SU(2)$ - модели НИЛ равна нулю.

9. Исследована модель НИЛ с регуляризацией четырехмерным обрезанием. Определены параметры $SU(2)$ - модели НИЛ с четырехмерным обрезанием в главном порядке РСР. Вычислены поправки к киральному конденсату кварка. Основным вкладом в киральный конденсат первого порядка является вклад псевдоскалярной амплитуды (пиона). Также вычислены поправки к массе кварка. Поправка пиона в массу кварка как и в модели НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией равна нулю. Этот факт в модели НИЛ не зависит от выбора

регуляризации. Определены параметры модели с учетом мезонных поправок.

10. В модели НИЛ с регуляризацией 4-мерным обрезанием мезонные вклады могут привести к дестабилизации ситуации относительно квантовых флуктуаций. Эта дестабилизация проявляется в том, что само существование набора параметров модели оказывается критически зависящим от значения кирального конденсата c , при $|c| \leq 230 \text{ МэВ}$ система уравнений для параметров модели не имеет решения.

11. В рамках РСП впервые получены уравнения второго порядка РСП: уравнения для пропагатора $S^{(2)}$, двухкварковой функции $S_2^{(1)}$, трехкварковой S_3 и четырехкварковой функции S_4 , для $U(1)$ - модели НИЛ, также и для $SU(2)$ - модели НИЛ, соответственно. Найдены решения уравнений для четырехчастичной функции S_4 и для трехкварковой функции S_3 . Найдены трехкварковые амплитуды.

12. Проведено систематическое сравнение $SU(2)$ - модели НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией с классическим вариантом модели НИЛ, в котором используется регуляризация 4-мерным обрезанием. Основное различие проявляется в следующем порядке, за главным приближением РСП. Модель НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией стабильна относительно таких флуктуаций, в то время как в модели НИЛ с регуляризацией 4-мерным обрезанием мезонные вклады могут привести к дестабилизации. Таким образом, мы можем утверждать, что модель НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией и модель НИЛ с регуляризацией 4-мерным обрезанием представляют собой, по-существу, две различные модели взаимодействия легких кварков в непертурбативной области.

13. Определены пропагаторы и вершины мезонов (σ - мезон и пион) в обоих моделях ($U(1)$ - и $SU(2)$ - модели НИЛ). Определена вершина сигма – мезон пион-пион через кварковые поля.

14. Впервые получены уравнения третьего порядка РСП модели НИЛ: уравнения для шестикварковой и пятикварковой функций Грина, а также уравнения для четырехкварковой, трехкварковой функций первого порядка, двухкварковой функции Грина второго порядка и

поправка к пропагатору кварка третьего порядка. Найдено решение уравнения для шестикварковой функции.

15. Определены возможные физические приложения.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К. О реджевской асимптотике амплитуды рассеяния скалярных частиц на произвольные углы // Краткие сообщения по физике ФИАН СССР, 1986, №11, с. 25-28
2. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К. Абсорбтивная часть амплитуды рассеяния двух скалярных частиц // Докл. АН Азерб. ССР, 1986, т. 42, №11, с. 20-23
3. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К. О генерировании траекторий Редже при решении уравнения Бете – Солпитера для амплитуды рассеяния вперед // Докл. АН Азерб. ССР, 1987, т. 43, №1, с. 34-37
4. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К., Ливашвили А.И. Асимптотика амплитуды рассеяния в скалярной теории поля // Изв. Вузov СССР, Физика, 1989, №5, с. 49-52
5. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К. К вопросу о квантовании систем со связями зависящими от времени // Краткие сообщения по физике ФИАН СССР 1990, № 2, с. 35-38
6. Jafarov R.G., Hadjiev S.A. Fermion – Boson Scattering in Ladder Approximation // Modern Phys. Letters, 1993, №8, p.237-243 (Int. Report Abdus Salam ICTP, 1992, IC/92/326)
7. Jafarov R.G. , Gadjiiev S.A. Regge Asymptotics of the Scattering Amplitude at small momentum transfers in Ladder Approximation. /Fundamental Problems of High Energy Physics and Field Theory. XXIV Int. Workshop: Protvino, IHEP, 2001, p.336-347
8. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К. О диагонализации уравнения Бете-Солпитера для мнимой части амплитуды рассеяния // Изв. Вузov, Физика, 2001, №5, с. 14-19
9. Гаджиев С.А., Джафаров Р.К. Уравнение Бете-Солпитера для мнимой части амплитуды рассеяния в лестничном приближении //Сообщения ОИЯИ (Дубна), P2-2001-100, 2001, 11 с.
10. Джафаров Р.Г. О реджевской асимптотике амплитуды рассеяния в скалярной КЭД //Вестник Бакинского Университета, сер. физ.мат., 2001, №2, с. 50-57

11. Jafarov R.G., Rochev V.E. On the problem of quantum fluctuations in Nambu-Jona-Lasinio model // Sumgait State University Scientific News, 2003, N 2, p.16-23
12. Jafarov R.G. and Rochev V.E. Mean-field expansion and meson effects in chiral condensate of analytically regularized Nambu- Jona-Lasinio model //Central European Journal of Physics, 2004, N 2, p.367-381 (Препринт ИФВЭ N 23-2003, 13с., Preprint hep- ph/0311339, 15 p.)
13. Джафаров Р.Г., Рочев В.Е. Две регуляризации - две разные модели Намбу – Иона-Лазинио // Изв. Вузов, Физика, 2006, N 4, с.20-31 (Препринт ИФВЭ (Протвино), N 27-04, 15с., Preprint hep-ph/0406333, 15p.)
14. Джафаров Р.Г. Мезонные вклады в киральный конденсат модели Намбу - Иона-Лазинио // Научные Известия СГУ, 2004, N 4, с. 37-42
15. Jafarov R.G. On pion correction to quark mass in next-leading order of mean-field expansion in NJL model // Fizika, 2006, v. XII, N1-2, p.27-29 (Preprint hep-ph/0412114, 4 p.)
16. Сəфəров R.Q. Nambu—Yona-Lazinio modelində çoxzərrəcikli Qrin funksiyaları üçün tənliklər. Naхçıvan Dövlət Universitetinin Xəbər-ləri, N 15, 2004, s. 60-64
17. Джафаров Р.Г. К квантовым флюктуациям в модели НИЛ с регуляризацией четырехмерным обрезанием вне приближения главной сингулярности // Вестник Бакинского Университета, 2004, N 4, с. 145-150
18. Джафаров Р.Г. Квантовые флюктуации в модели НИЛ с размерно-аналитической регуляризацией вне полюсном приближении амплитуд // Вестник Бакинского Университета, 2005, N 1, с. 155-162
19. Джафаров Р.Г. Новый непертурбативный метод и уравнение Бете-Солпите-ра в квантовой электродинамике // Изв. НАН Азерб., сер. Физ.-мат. и тех., 2005, т. XXV, N 5, с. 19-26
20. Jafarov R.G. On multi-quark equations in Nambu – Jona-Lasinio Model /Proceedings of IV Int. Workshop “Quantum Particles and Fields”: Baku, 2005, www.science.az/physics/QPFS/QPFS.HTM, 10p.
21. Jafarov R.G. The Equations for the multi-quark Green function in Nambu – Jona-Lasinio Model // Fizika, 2005, v. XI, N3, p. 27-31
22. Jafarov R.G., Rochev V.E. On multi-quark Green functions in Nambu – Jona –Lasinio model / Proceedings of the XXVIII International Workshop on the Fundamental Problems of High Energy Physics and

- Field Theory(2005), New Physics at Colliders and Cosmic Rays, Moscow Region, Protvino, 2006, p.27-33
23. Джафаров Р.Г. Уравнения третьего порядка разложения среднего поля в модели Намбу – Иона-Лазинио // Изв. НАН Азерб., серия Физ.мат. и тех., 2006, т. XXVI, N 2, с. 3-8
 24. Джафаров Р.Г. Уравнения для многочастичных функций Грина КЭД в формализме бислокального источника фермионов в лестничном приближении // Научные Известия СГУ, 2006, N 2, с. 18-21
 25. Гаджиев С.А., Джафаров Р.Г. К многофермионным уравнениям в квантовой электродинамике // Изв. НАН Азерб., сер. Физ.-мат. и тех., 2006, т. XXVI, N 5, с.20-24
 26. Джафаров Р.Г. Мезонные поправки в пропагатор кварка в модели НИЛ //Изв. Вузов. Физика, 2006, N 7, с.31-36
 27. Jafarov R.G. On equations for the multi-quark bound states in Nambu – Jona-Lasinio model // Proceedings of Conference Lepton and Hadron Physics, Tehran, 2006, May, 15-20, <http://physics.ipm.ac.ir/conferences/lhp06/notes/jafarov.pdf> ; Preprint arXiv hep-ph/0609183, 5 p.
 28. Джафаров Р.К. О квантовании релятивистской бесспиновой частицы во внешнем электромагнитном поле // Вестник Бакинского Университета, 2000, № 4, с. 52-57
 29. Gadjiiev S.A. and Jafarov R.G. On quantization of time-dependent systems with constraints // J.Phys.A:Theor.Math., 2007, v.40, p.3665-3669 (Preprint arXiv hep-th/0609218, 4 p.)

RAUF QƏDİR OĞLU CƏFƏROV

**ÇOXZƏRRƏCİKLİ TƏNLİKLƏR NƏZƏRİYYƏSİ METODLARI
İLƏ KVANT SAHƏSİNİN QRIN FUNKSIYALARININ VƏ FİZİKİ
KƏMİYYƏTLƏRİN TƏDQIQI**

XÜLASƏ

Çoxzərrəcikli tənliklər metodlarının tədqiqi və imkan daxilində inkişaf etdirilməsi təqdim olunan dissertasiyanın əsasını təşkil edir. Çoxzərrəcikli tənliklər metodları və onların həlli üsulları nəzərəcar-pacaq dərəcədə inkişaf etdirilmişdir. Konkret olaraq, müxtəlif kvant-sahə modellərində bozon və fermionların səpilmə amplitudları üçün yazılmış Bete-Solpiter tipli tənliklərin həlli üsulu təklif edilmiş və inkişaf etdirilmişdir.

Daha nəzərəcarpacaq cəhət, Qrin funksiyasının törədici funksionalının Şvinqer-Dayson tənliyinin həllini təmin edən ardıcıl yaxınlaşma üsuluna əsaslanan yeni qeyri-perturbativ metod çərçivəsində, kvant elektrodinamikasında və yüngül adronlar fizikasının ən səmərəli modellərindən biri olan Nambu-İona-Lazinio modelində daha dəqiq Bete-Solpiter tənliklərinin və onlara identik çoxzərrəcikli Qrin funksiyaları üçün tənliklərin alınması və tədqiq olunması faktorudur.

Kvant elektrodinamikasında dalğa funksiyası üçün skalyar və psevdoskalyar rəbitəli hallarda Landau kalibrovkasının nəticəsi olaraq Bete-Solpiter tənlikləri əldə olunmuş və tədqiq edilmişlər. Kvant elektrodinamikasında orta sahə paylanması üçün yüksək tərtiblərdə pilləvari və zəncirvari yaxınlaşmalarda çoxfermionlu Qrin funksiyaları üçün tənliklər əldə edilmiş və tədqiq olunmuşlar.

Daha sonra bu yaxınlaşma fermionların bilokal mənbə formalizmində Nambu-İona-Lazinio modelində orta sahə paylanmasını qurmaq üçün inkişaf etdirilmişdir. Nambu-İona-Lazinio modelində orta sahə paylanmasının üçüncü tərtibi də daxil olmaqla yüksək tərtiblərdə çoxkvarklı Qrin funksiyaları üçün tənliklər tədqiq olunmuşdur.

Dördölçülü kəsmə və ölçülü requlyarlaşmalı Nambu-İona-Lazinio modelləri sistematik müqayisəli tədqiq olunmuşlar.

RAUF GADIR JAFAROV

**AN INVESTIGATION OF THE QUANTUM FIELD GREEN
FUNCTIONS AND PHYSICAL OBSERVABLES
IN THE FRAMEWORK OF THE THEORY OF
MULTI-PARTICLE EQUATIONS**

SUMMARY

The investigation and a possible advancement of methods of multi-particle equations in different theories is a basic motivation for this thesis. The methods of multi-particle equations and their solutions have been essentially developed. In particular, an original approach to solution of Bethe-Salpeter-type equations, applicable to the derivation of asymptotics for scattering amplitudes of scalar and spinor particles in various quantum-field models is proposed and developed.

The most important part consists in the derivation of a more exact Bethe-Salpeter equation with corresponding equations for multi-particle Green functions developed in this thesis in the framework of quantum electrodynamics and successfully applied to light-hadron physics with Nambu – Jona-Lasinio model in the new approach to nonperturbative calculation, which based on a regular iteration scheme for solution of Schwinger-Dyson equations for generation functional of the Green functions. Bethe-Salpeter equations for quantum electrodynamics are obtained and results in the Landau gauge for the wave function with scalar and pseudo-scalar bound states, respectively. Equations for multi-fermion Green functions for the higher orders of the mean-field expansion in quantum electrodynamics in both the ladder and ‘chained’ approximations are obtained and investigated.

Then this approach has been generalized for the developing of the constructing of mean-field expansion in fermion bilocal source formalism in Nambu–Jona-Lasinio models. The high orders of mean-field expansion for Nambu–Jona-Lasinio model and considered equations for multi-quark Green functions up to the third order of mean-field expansion is investigated. Two variants of the Nambu-Jona-Lasinio model – the model with 4-dimensional cutoff and the model with dimensionally-analytical regularization – are systematically compared.

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI TƏHSİL NAZİRLİYİ

BAKİ DÖVLƏT UNİVERSİTETİ

Əlyazması hüququnda

RAUF QƏDİR OĞLU CƏFƏROV

**ÇOXZƏRRƏCİKLİ TƏNLIKLƏR NƏZƏRİYYƏSİ METODLARI
İLƏ KVANT SAHƏSİNİN QRIN FUNKSIYALARININ VƏ FİZİKİ
KƏMİYYƏTLƏRİN TƏDQIQI**

01.04.02 – Nəzəri fizika

**fizika-riyaziyyat elmləri doktoru alimlik dərəcəsi
almaq üçün təqdim olunmuş dissertasiyanın**

A V T O R E F E R A T I

BAKİ – 2007