

Рад

Раджабов Андрей Евгеньевич

Адронные процессы в вакууме, горячей и плотной
среде, поправки к аномальному магнитному моменту
мюона в низкоэнергетической модели КХД

01.04.02 – теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Иркутск – 2019

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте динамики систем и теории управления имени В. М. Матросова Сибирского отделения Российской академии наук (ИДСТУ СО РАН).

Официальные оппоненты:

Катаев Андрей Львович

доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

Кожевников Аркадий Алексеевич

доктор физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института математики им. С. Л. Соболева Сибирского отделения Российской академии наук (ИМ СО РАН)

Эйдельман Семён Исаакович

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН)

Ведущая организация:

Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ).

Защита диссертации состоится 28 ноября 2019 г. в 14:00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.074.04 при Иркутском государственном университете по адресу: 664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 20.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Иркутского государственного университета и на сайте <https://isu.ru>.

Автореферат разослан «___» _____ 2019 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета,

доктор физико-математических наук,
профессор



Ю.В. Аграфонов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Поиск новых взаимодействий за пределами Стандартной Модели (СМ) представляет собой одно из актуальных направлений исследований в современной физике элементарных частиц. Можно отметить возможные стратегии такого поиска: первой из них являются эксперименты при всё больших энергиях сталкивающихся частиц. Большие ожидания в этом направлении связывают с экспериментами на Большом Адронном Коллайдере (ЦЕРН). Альтернативной стратегией является поиск отклонений от предсказаний СМ при небольших энергиях, однако в этом случае требуются как прецизионные экспериментальные измерения, так и теоретические оценки всех возможных вкладов с точностью на уровне (или лучше) экспериментальной ошибки. Одним из наиболее ярких примеров различия между экспериментальными измерениями и теоретическими оценками, который может свидетельствовать о проявлении неизвестных в настоящее время взаимодействий, является величина аномального магнитного момента мюона¹. Наиболее точным экспериментальным результатом в настоящее время являются измерения аномального магнитного момента мюона, проведённые коллаборацией E821 в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США) и опубликованные в 2006 году: $a_\mu = 11659208.0(6.3) \times 10^{-10}$. В ближайшем будущем готовятся новые эксперименты по измерению аномального магнитного момента мюона E989 в Лаборатории им. Энрико Ферми (США) и g-2/EDM (J-PARC, Япония). Теоретический расчёт возможных вкладов в аномальный магнитный момент мюона с точностью не хуже экспериментальной представляет сложную задачу. В рамках СМ возможны вклады в данный процесс от электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий. Наиболее проблемным является вклад сильных взаимодействий, поскольку несмотря на его относительно небольшую величину, именно с ним связана наибольшая теоретическая неопределённость.

Сложности с теоретическими оценками этого вклада связаны с тем, что хорошо разработанные методы теории возмущений квантовой хромодинамики

¹ Аномальный магнитный момент заряженных лептонов ($l = e, \mu, \tau$) равен $a_l = (g_l - 2)/2$, g_l является гиромангнитным отношением магнитного момента лептона к его спину в единицах магнетона Бора. Для свободного точечного фермиона в соответствии с уравнением Дирака $g_l = 2$. Отклонение от двойки появляются при учёте взаимодействий, ведущих к появлению субструктуры у фермионов.

(КХД) могут применяться при больших передачах импульса. В области низких энергий требуется применение непertурбативных методов. По-видимому, единственным непertурбативным подходом к КХД, исходя «из первых принципов» теории, является вычисление в рамках решёточной формулировки КХД. Несмотря на впечатляющий прогресс, достигнутый в рамках решёточных вычислений в последние годы, эти вычисления всё ещё ограничены в области применения. Также актуальным является вопрос их теоретической интерпретации. Поэтому является оправданным применение различных эффективных методов к моделированию КХД в непertурбативной области.

Следует также отметить, что непertурбативные методы требуются для описания фазового перехода сильновзаимодействующей материи от адронной фазы к кварк-глюонной плазме. На поиск возможных сигналов образования нового состояния вещества направлены как существующие эксперименты по столкновениям тяжелых ионов в коллайдерах RHIC (BNL, США) и LHC (ЦЕРН), экспериментах с фиксированной мишенью SPS (ЦЕРН), так и готовящиеся эксперименты NICA (ОИЯИ) и FAIR (ФРГ).

Одним из таких подходов к КХД являются рассмотренные в диссертационной работе эффективные низкоэнергетические модели. Одной из наиболее известных моделей, основанных на киральной симметрии сильных взаимодействий, является модель, предложенная в 1961 Намбу и Иона-Лазинио (НИЛ). Несмотря на свою простоту, на кварковом уровне модель имеет большой потенциал для возможных расширений: включения странных частиц и новых секторов взаимодействия, процессов мезонных распадов и рассеяния, моделирования поведения сильновзаимодействующей материи в экстремальных состояниях, происходящих в столкновениях тяжёлых ионов или астрофизических условиях. Однако модель НИЛ является неперенормируемой ввиду локального четырехфермионного взаимодействия, а также в ней отсутствует конфайнмент кварков. Параметр модели, который вводится для регуляризации петлевых интегралов обычно называют параметром «обрезания» Λ , имея ввиду ограничение петлевых импульсов в ультрафиолетовой области. Этот параметр имеет порядок 1 ГэВ и соответствует энергетическому масштабу области, в которой происходит спонтанное нарушение киральной симметрии. В нелокальном расширении модели НИЛ отсутствует необходимость регуляризации кварковых петлевых интегралов. На микроскопическом уровне нелокальное взаимодействие мотивируется моделью вакуума КХД как жидкости

инстантонов. Описание фазового перехода деконфайнмента требует привлечения дополнительной информации о поведении глюонных степеней свободы.

Целью диссертационной работы являлось построение эффективных киральных кварковых моделей (локальной и нелокальной) и их использование для изучения адронных вкладов в аномальный магнитный момент мюона, адронной фазы сильно-взаимодействующей материи и области фазового перехода к кварк-глюонной плазме, а также различных процессов мезонных распадов. На разных этапах выполнения работы решались следующие задачи: проверка в нелокальной модели известных низкоэнергетических соотношений пионной физики; получение нелокальных вершин взаимодействия кварков с внешними полями, необходимых для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете; вычисление переходных форм-факторов мезонов, являющихся составными частями диаграмм с мезонным обменом в тензоре рассеяния фотона на фотоне при произвольных виртуальностях частиц; развитие схемы получения мезонных поправок на основе $1/N_c$ разложения в нелокальной модели и дальнейшее расширение на случай конечных температур; разработка механизмов учёта поправок мезонных флуктуаций и оценок вкладов от процессов, индуцированных нарушением лоренц-инвариантности, при конечных температуре и химическом потенциале в локальном приближении; построение способов вычисления вероятности редких распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$, $\rho(\omega) \rightarrow \pi^0(\eta) \pi^0 \gamma$ в рамках локальной модели.

Методы исследования. Для исследования применялись локальная и нелокальная киральные кварковые модели типа НИЛ, основанные на группах симметрий $SU(2) \times SU(2)$ и $U(3) \times U(3)$. Для эффективного подавления кварковых степеней свободы в адронной фазе (моделирования температурного аспекта фазового перехода конфайнмент/деконфайнмент) использовалось одно из расширений модели НИЛ – модель НИЛП, которая включает эффективный потенциал калибровочных степеней свободы, записанный в виде петли А.М. Полякова. В нелокальной версии модели использовалась схема строгого $1/N_c$ разложения, а именно, учитывались только поправки следующего за лидирующим порядком разложения по обратного числу цветов кварков, возможные поправки более высокого порядка отбрасывались.

Научная новизна.

- Впервые в рамках нелокальной киральной кварковой модели вычислены адронные поправки к аномальному магнитному моменту мюона от процесса рассеяния света на свете. Дана оценка ошибки теоретических расчётов полученных на основе выбранной модели.
- Впервые показана важность учёта эффектов связанных мезонами вне массовой поверхности при оценке вклада диаграмм с промежуточными мезонами в аномальный магнитный момент мюона.
- Впервые получен явный вид вершин взаимодействия динамических кварков с четырьмя фотонами в рамках нелокальной киральной кварковой модели.
- Впервые в рамках нелокальной модели практически применена схема оценки вклада мезонных флуктуаций в кварковый конденсат и свойства пиона на основе $1/N_c$ разложения и показана сходимость многопетлевых диаграмм с динамическими кварками.
- Впервые нелокальная модель с мезонными поправками на основе $1/N_c$ разложения расширена на случай конечных температур с учётом фоновое поля, задаваемого потенциалом петли Полякова. Показана важность поправок при рассмотрении адронной фазы.

Научная и практическая ценность. Наибольшую ценность имеет результат для оценки адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона от процесса рассеяния света на свете в нелокальной модели. Данный результат показывает, что суммарный вклад в рамках Стандартной Модели не может описать экспериментальное значение аномального магнитного момента мюона, так как существует расхождение на уровне 3 стандартных отклонений.

Результаты по учёту $1/N_c$ поправок в рамках нелокальной модели, предсказания для ширин редких распадов, возможный механизм влияния аномальных мод каонов на наблюдаемые также имеют определённую теоретическую ценность.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 22 работы в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК.

Личный вклад автора. Диссертация обобщает результаты исследований, проведённых в соавторстве. В большинстве работ, выполненных в соавторстве, автору принадлежит существенный вклад в постановке задач и их практической реализации при проведении аналитических и численных вычислений. Автором проведены анализ и обобщение результатов исследований, определены отличительные особенности и место развитого подхода в указанной проблематике.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Существенно развита нелокальная киральная модель. Дано ее калибровочно-инвариантное обобщение на случай взаимодействия спинорных и скалярных частиц с произвольным числом фотонов. На основе кирального разложения показано выполнение низкоэнергетических теорем: соотношений Голбердера-Треймана, Гелл-Мана-Окса-Реннера и формулы Вайнберга.
2. Предложенная модель систематически расширена за рамки приближения среднего поля на основе схемы строгого $1/N_c$ разложения. Показано, что в таком расширении пион остаётся голдстоуновской частицей. Переопределены параметры модели с учётом $1/N_c$ поправок и показано их малое влияние на кварковый конденсат и свойства пиона. Впервые выполнено обобщение нелокальной модели с учётом $1/N_c$ поправок на случай конечных температур. Показана согласованность результата с вычислениями в КХД на решетке в области фазового перехода и выше, а также с киральной теорией возмущений в области малых температур.
3. В рамках нелокальной киральной кварковой модели исследованы адронные вклады в аномальный магнитный момент мюона от адронной поляризации вакуума и процесса рассеяния света на свете. В процессе рассеяния света на свете учтён полный набор диаграмм: от петли кварков и обменов псевдоскалярными и скалярными мезонами. Показано, что петля с динамическими кварками даёт наибольший вклад в процесс рассеяния света на свете, а в диаграммах с обменом мезоном оказывается важным учёт зависимости переходных форм-факторов от виртуальности мезона (эффектов немассовости частиц). Нелокальная модель предсказывает более высокое значение для вклада от процесса рассеяния света на свете, чем используемое в большинстве оценок. Несмотря на это, полный

вклад Стандартной Модели существенно расходится с экспериментальными измерениями.

4. Для рассеяния пионов в нелокальной модели вычислены s-, p-, и d- длины рассеяния во всех изотопических каналах, а также параметр наклона в s-волне. В рамках локальной модели Намбу–Иона-Лазинио исследованы процессы редких распадов $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ и $\rho(\omega) \rightarrow \pi^0(\eta) \pi^0 \gamma$. Учтены вклады от петли кварков и диаграмм с обменом промежуточными скалярными и векторными мезонами.
5. В непертурбативной модели с эффективной кварк-глюонной вершиной, индуцированной инстантонами, вычислен электромагнитный форм-фактор кварка. Показано, что аномальное кварк-глюонное хромагнитное взаимодействие, индуцированное инстантонами, приводит к большому магнитному моменту для u- и d-кварков.
6. В среде при конечной температуре и плотности в локальной модели изучены двухфотонные распады векторных мезонов и дилептонные распады скалярных мезонов, индуцированные нарушением лоренц-инвариантности. Показан возможный механизм возникновения пика в отношении выходов K/π в результате появления аномальных мод каонов в случае, когда химические потенциалы странного и нестранного кварка различны.

Апробация работы. Все основные результаты докладывались и обсуждались: на международном семинаре “International Workshop on e^+e^- Collisions from Phi to Psi” (2019, 2013, 2011), на международном рабочем совещании “QED and QCD Effects in Atomic and Hadron Physics” (Китай, Ланьчжоу, 2018), на встрече рабочей группы по теории адронной материи в экстремальных условиях (2016, Дубна), на рабочих совещаниях АРСТР-ЛТФ ОИЯИ (2015, 2014, 2013), на международной конференции “Hadron Structure” (2011, 2009), на международной конференции CPOD (Дубна, 2010), на международной конференции “Проблемы теоретической и математической физики” (Дубна, 2009), на международной конференции “Избранные проблемы современной теоретической физики” (Дубна, 2008), на международном Балдинском семинаре (Дубна, 2006), на международной школе по плотной материи (Дубна, 2006), на Байкальских летних школах по физике элементарных частиц и

астрофизике (Дубна-Иркутск, 2005, 2007), на семинаре по современным методам в релятивистской ядерной физике (Дубна, 2003), на международной конференции по отдельным проблемам современной физики (Дубна, 2003), на семинарах “Структура адронов” Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова ОИЯИ (Дубна), на семинарах Института математики им. С. Л. Соболева СО РАН (Новосибирск), на семинарах Института Современной Физики (Китай, Ланьчжоу), на семинарах Института ядерной физики технического университета Дармштадта (Германия), на семинарах Института теоретической физики Вроцлавского университета (Польша), на семинарах ИДСТУ СО РАН (Иркутск).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, приложения и списка литературы из 346 наименований. Объем работы составляет 238 страниц, включая 77 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении приводится мотивировка данной работы, обсуждается постановка задачи и её актуальность, формулируются цели работы и даётся краткая характеристика её содержания.

В первой главе рассматриваются вопросы построения эффективной киральной кварковой модели и исследуется применение кварковых моделей к процессам в вакууме.

В § 1.1 приводятся основные положения локальной модели Намбу–Иона-Лазинио и её нелокального расширения на основе четырехфермионного взаимодействия. Так наиболее простое действие, инвариантное относительно группы преобразований $SU(2) \times SU(2)$ имеет вид

$$\mathcal{S}(\bar{q}, q) = \int d^4x \left\{ \bar{q}(x)(i\hat{\partial}_x - m_c)q(x) + \frac{G_1}{2} (J_\pi^a(x)J_\pi^a(x) + J_\sigma(x)J_\sigma(x)) \right\}, \quad (1)$$

где $\bar{q}(x) = (\bar{u}(x), \bar{d}(x))$ – поля u и d кварков, m_c – диагональная матрица токовых кварковых масс, G_1 – константа связи скалярных и псевдоскалярных кварковых токов. В нелокальной версии модели кварковые токи $J_I(x)$ могут быть записаны в виде

$$J_I(x) = \int d^4x_1 d^4x_2 f(x_1)f(x_2) \bar{q}(x - x_1) \Gamma_I q(x + x_2), \quad (2)$$

$$J_I(x) = \int d^4x_1 f(x_1^2) \bar{q}(x + x_1/2) \Gamma_I q(x - x_1/2), \quad (3)$$

где $f(x)$ – нелокальный форм-фактор, а Γ_I – спин-флейворные матрицы $\Gamma_\sigma = \mathbf{1}$, $\Gamma_\pi^a = i\gamma^5 \tau^a$. Структура нелокальности (2) возникает в модели вакуума КХД как жидкости инстантонов, при этом нелокальные форм-факторы, характеризующие такое взаимодействие, зависят от виртуальности кварков. Структура нелокальных токов вида (3) мотивирована глюонными обменами. В основном в диссертации используется «инстантонная» структура нелокальности. Модель может быть бозонизована стандартным образом. В результате спонтанного нарушения киральной симметрии вместо токовой кварковой массы m_c возникает нелокальная кварковая масса $m(p^2)$, явный вид которой определяется уравнением «щели»

$$m(p^2) = m_c + G_1 f^2(p^2) S, \quad S = iN_f N_c \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} f^2(k^2) \text{Tr} [S(k)], \quad (4)$$

а кварковый пропагатор $S(p)$ в лидирующем порядке $1/N_c$ разложения принимает вид

$$S(p) = (\hat{p} - m(p))^{-1}. \quad (5)$$

Поведение массовой функции кварка почти полностью определяется форм-фактором $f(p^2)$. Если для простоты предположить, что форм-фактор имеет вид гауссовой экспоненты $\exp(-p^2/\Lambda^2)$, убывающей в евклидовом пространстве, то параметр Λ будет соответствовать эффективной области нелокального взаимодействия. При возрастании Λ все большая область импульсов будет участвовать во взаимодействии и предел $\Lambda \rightarrow \infty$ будет соответствовать локальной модели НИЛ.

Массы и вершинные функции мезонов как связанные состояния кварк-антикварка могут быть найдены из уравнения Бете–Солпитера. Выражение для матрицы рассеяния имеет следующий вид в мезонном канале a :

$$\begin{aligned} \mathbf{T} &= \hat{\mathbf{T}}(p^2) \delta^4(p_1 + p_2 - (p_3 + p_4)) \prod_{i=1}^4 f(p_i^2), \\ \hat{\mathbf{T}}_a(p^2) &= \bar{\Gamma}_a(p^2) \left(\frac{1}{-G_1^{-1} + \Pi_a(p^2)} \right) \Gamma_a(p^2), \end{aligned} \quad (6)$$

где p_i – импульсы внешних кварковых линий, p – импульс мезона ($p = p_1 + p_2 = p_3 + p_4$), а $\Pi_a(p^2)$ поляризационный оператор мезона в канале a .

Для калибровочно-инвариантного введения взаимодействия с внешними

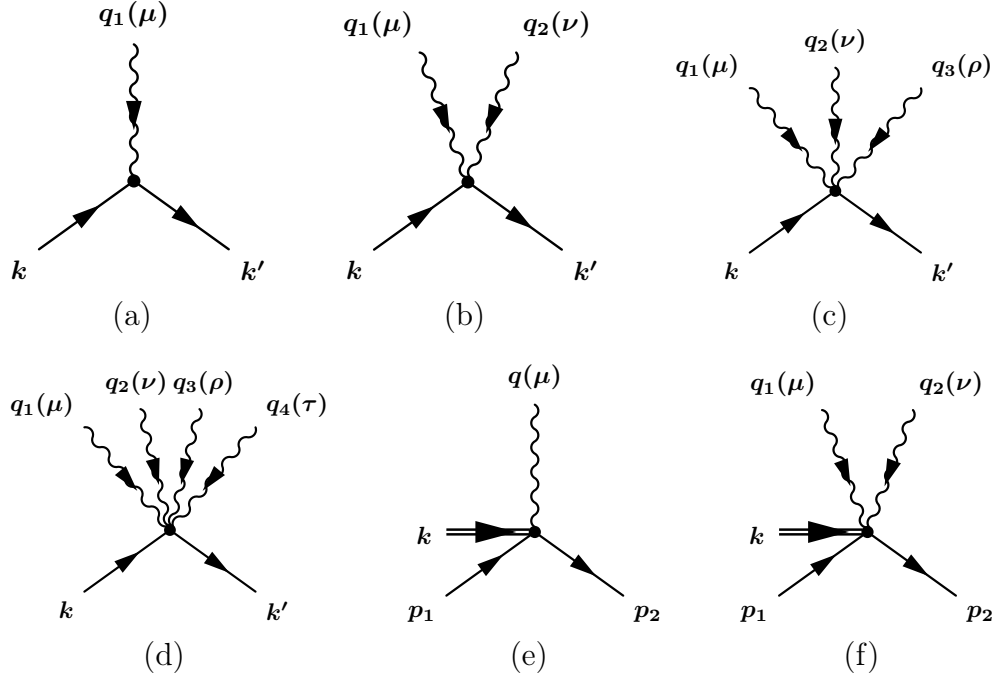


Рис. 1: Вершины взаимодействия кварков с одним (a), двумя (b), тремя (c) и четырьмя (d) фотонами. Вершины взаимодействия кварков с мезоном и одним (e) и двумя (f) фотонами.

полями следует добавить в кварковому полю дополнительный фазовый фактор Швингера $q(y) \rightarrow Q(x, y)$

$$Q(x, y) = P \exp \left\{ -i \int_x^y dz^\mu (V_\mu^a + A_\mu^a(z) \gamma_5) T^a \right\} q(y), \quad (7)$$

где $V_\mu^a(z)$ и $A_\mu^a(z)$ – внешние векторные и аксиально-векторные поля, T^a являются генераторами группы флейворов, P – оператор упорядочения генераторов T^a вдоль пути интегрирования в каждом члене разложения экспоненты в ряд Тейлора. После разложения экспоненты в ряд возникают дополнительные нелокальные вершины взаимодействия кварков с произвольным количеством калибровочных полей. При этом существуют как простые вершины взаимодействия динамического кварка с произвольным количеством калибровочных полей показанные на рисунке 1(a-d), так и вершины, возникающие из взаимодействия мезонного поля с нелокальным кварковым током, в которых дополнительно участвует мезонное поле, показанные на рисунке 1(e-f).

Однозначным образом определяются продольные проекции вершин с участием внешних полей, поскольку они связаны тождествами Уорда. Для получения поперечных компонент требуется дополнительно определить методику работы с контурным интегралом в фазовом множителе. Одним из способов введения внешних полей является формализм «прямой линии», когда путь в

контурном интеграле есть $z^\mu = x^\mu + \alpha(y^\mu - x^\mu)$ при $0 \leq \alpha \leq 1$. Альтернативной является схема, основанная на правилах, согласно которым производная контурного интеграла не зависит от формы пути и явный вид пути оказывается не важным

$$\frac{\partial}{\partial y^\mu} \int_x^y dz^\nu F_\nu(z) = F_\mu(y), \quad \delta^{(4)}(x - y) \int_x^y dz^\nu F_\nu(z) = 0.$$

Возможные неминимальные члены взаимодействия при этом отсутствуют. Явный вид нелокальных вершин взаимодействия, полученный таким способом, приводится в Приложении А. В Приложении Б обсуждается ещё один подход к выводу вершин, основанный на методе Кролла. Ценность этого метода заключается в том, что для получения вершин необходима только форма пропагатора кварка (или вершины пиона) в нелокальной модели. При этом возникает нетривиальный вопрос: если какое-либо взаимодействие модифицирует пропагатор фермиона, то как необходимо изменить вершины, чтобы сохранить калибровочную инвариантность.

Отметим, что простейшая кварк-фотонная вершина имеет обычную локальную часть, а также нелокальную часть, которая выражается через конечно-разностную производную $m^{(1)}(k, k')$

$$\Gamma_\mu^{(1)}(q_1) = \gamma_\mu + \Delta\Gamma_\mu^{(1)}(q_1), \quad \Delta\Gamma_\mu^{(1)}(q_1) = -(k + k')_\mu m^{(1)}(k, k') \quad (8)$$

и удовлетворяет тождеству Уорда-Такахаси. Все остальные вершины с более чем одним внешним полем и вершины с мезоном и внешними полями являются чисто нелокальными.

При низких энергиях поведение распада пионов или амплитуд рассеяния можно описать в терминах разложения Тейлора по импульсам и токовой массе кварка. Для определённости предполагается, что от токовой массы кварка зависит только динамическая масса кварка, а константа четырехкваркового взаимодействия и параметр нелокальности не имеют такой зависимости. В этом случае на основе уравнения щели можно получить киральное разложение для динамической массы кварка

$$m_d = M_q + \alpha m_c + \mathcal{O}(m_c^2), \quad \alpha = \left. \frac{\partial m_d}{\partial m_c} \right|_{m_c=0}, \quad (9)$$

где M_q является массой динамического кварка в кирально-симметричном случае ($m_c = 0 \rightarrow m_\pi = 0$).

Для вычисления константы f_π , следует рассмотреть амплитуду слабого распада пиона $a_{(\pi \rightarrow \mu\nu)}^\mu(p) = ip^\mu f_\pi$. Помимо обычной локальной вершины дополнительные вклады дают нелокальные вершины взаимодействия с аксиально-векторным полем. В результате, выполняя киральное разложение для f_π в киральном пределе $f_\pi|_{m_c=0} = F_\pi$ и поляризационного оператора пиона, можно показать справедливость соотношения

$$g_\pi(0)|_{m_c=0} = \frac{M_q}{F_\pi}. \quad (10)$$

Эта формула является кварковой версией известного соотношения Гольдбергера–Треймана из теории β распада нейтрона, которая связывает пион-нуклонную константу связи $g_{\pi NN}$ с f_π и массой нуклона M_N . Уравнение на массы частиц после разложения до первого порядка в m_c , приводит к соотношению Гелл-Манна–Окса–Реннера

$$M_\pi^2 F_\pi^2 = -2 m_c \langle \bar{q}q \rangle, \quad (11)$$

где $\langle \bar{q}q \rangle$ – кварковый конденсат в киральном пределе.

В случае расширения модели на группу $U(3) \times U(3)$ для включения странных частиц следует добавить детерминант 'т Хоофта для решения $U_A(1)$ проблемы и правильного описания масс η , η' мезонов. Векторные и аксиально-векторные мезоны вводят в модель, добавляя соответствующие каналы взаимодействия в четырехкварковый лагранжиан с константой связи G_2 . При этом пропагаторы векторных и аксиально-векторных мезонов имеют поперечную и продольную части. Важным эффектом, связанным с введением векторных и аксиально-векторных, является смешивание состояний с одинаковыми квантовыми числами. В векторном секторе появляется смешивание фотона с полями векторных мезонов. В аксиально-векторном канале происходит смешивание псевдоскалярных и продольной компоненты аксиально-векторных полей благодаря появлению кварковой петли между этими состояниями. Для нахождения физических состояний требуется решить матричную систему уравнений для полных пропагаторов частиц.

В инстантонной модели вакуума КХД функции $f(p^2)$, определяющие нелокальное четырехкварковое взаимодействие, выражаются через профильную функцию кварковой нулевой моды. Прямое использование таких функций при конкретных вычислениях наталкивается на трудности, связанные с необходимостью аналитического продолжения данных функций в комплексную

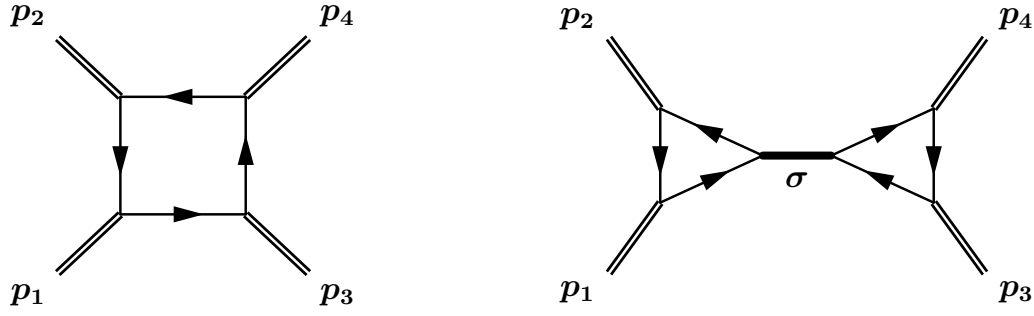


Рис. 2: Диаграммы, соответствующие амплитуде $\pi\pi$ рассеяния.

плоскость. Можно выбрать эти функции из соображений максимальной простоты. Наиболее простым вариантом является использование форм-фактора в виде функции Гаусса

$$f(p^2) = Q(p^2) = e^{-\frac{p^2}{\Lambda^2}}. \quad (12)$$

Случай, когда знаменатель кваркового пропагатора, с зависящей от импульса массой, не имеет решения для действительных p^2 , часто интерпретируется как проявление конфайнмента кварков. Другой способ задания форм-фактора основывается на предположении о том, что массовые функции кварков $m(p)$ представляют собой решение уравнений вида:

$$1. \quad \frac{m(p^2) - m_c}{m^2(p^2) + p^2} \equiv \frac{1}{2\mu} Q(p^2), \quad (13)$$

$$2. \quad \frac{m^2(p^2) - m_c^2}{m^2(p^2) + p^2} \equiv Q(p^2 + m_c^2). \quad (14)$$

При таком выборе массовой функции, у кварка будет отсутствовать массовая поверхность. Однако при этом дополнительные условия на поведение массовой функции кварка уменьшают количество возможных параметров модели. При нулевой виртуальности $p^2 = 0$ токовая и динамическая массы кварка, а также параметр нелокальности Λ оказываются связанными между собой.

В § 1.2 рассматривается $\pi\pi$ рассеяние. В нелокальной модели данный процесс описывается двумя типами диаграмм, показанными на рисунке 2. Он содержит кварковую петлевую диаграмму типа квадрат и диаграмму с обменом σ мезоном

$$A(s, t, u) = A_{\text{box}}(s, t, u) + 4g_\pi^4(m_\pi^2) \frac{g_{\sigma\pi\pi}^2(s, m_\pi^2, m_\pi^2)}{G^{-1} - \Pi_\sigma(s)}. \quad (15)$$

Используя киральные разложения диаграмм, составляющих амплитуду $\pi\pi$

рассеяния можно получить результат Вайнберга:

$$A(s, t, u) = \frac{s - M_\pi^2}{F_\pi^2} + \mathcal{O}(p^4, m_c^2). \quad (16)$$

Эта знаменитая низкоэнергетическая теорема должна быть справедлива в любой теории с правильной реализацией киральной симметрии и схемы ее нарушения.

Длины рассеяния a_l^I и параметры наклона b_l^I являются первыми членами в разложении амплитуд парциальных волн для орбитального углового момента l и изоспина I . Полученные значения длин рассеяния волн s , p и d во всех изотопических каналах, а также длина рассеяния в s -волне удовлетворительно согласуются с известными эмпирическими данными. Для проверки результата исследован локальный предел вычислений с помощью $\Lambda \rightarrow \infty$ в нелокальных форм-факторах. При этом полностью воспроизводятся известные результаты вычислений в локальной модели.

Основной вклад в значения s - и p -длин рассеяния дают p^2 члены амплитуд. В силу соотношения Вайнберга (16) они менее чувствительны к структуре форм-фактора. d -волны в основном определяются членами порядка p^4 амплитуды. Разумные предсказания для d -волн являются нетривиальным результатом вычислений. Вклады, полученные в диаграммах типа квадрат и от обмена σ -мезоном, аддитивны для длины рассеяния a_2^0 и имеют противоположные знаки в случае a_2^2 . На значение длины рассеяния a_2^2 сильно влияет величина предсказанной моделью массы σ -мезона.

В § 1.3 рассматривается нелокальная модель с псевдоскалярным–скалярном каналами взаимодействия в следующем за лидирующим порядке разложения по $1/N_c$. В схеме $1/N_c$ разложения считается, что четырёхкварковая константа связи G имеет порядок $1/N_c$. В этом случае поведение свойств пионов, как функции числа цветов N_c , рассчитанное в модели, совпадает с расчётами в лидирующем порядке КХД ($f_\pi \sim \sqrt{N_c}$). В результате любой мезонный пропагатор в диаграммах даёт коэффициент подавления $1/N_c$. Поправка к собственной энергии кварка Σ^{N_c} в следующем за лидирующим порядке $1/N_c$ соответствует диаграммам, показанным на рисунке 3:

$$\Sigma_p^{N_c} = C f_p^2 - \sum_{M=\sigma,\pi} i \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} [D_l^M \Gamma_{p,p-l}^M S_{p-l} \Gamma_{p-l,p}^M],$$

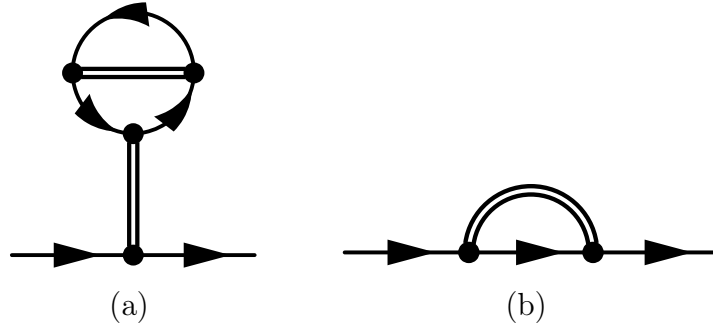


Рис. 3: $1/N_c$ поправки к собственной энергии кварков.

$$C = D_0^\sigma \zeta, \quad \zeta = \sum_{M=\sigma,\pi} i \int \frac{d^4 l}{(2\pi)^4} D_l^M \Gamma_{l,l}^{\sigma MM}, \quad (17)$$

где $\Gamma_{q_1, q_2}^{\alpha\beta\gamma}$ - кварковая треугольная диаграмма с тремя мезонными вершинами.

Из $1/N_c$ поправок к собственной энергии кварков следует, что кварковый пропагатор имеет вид

$$S_p^{\text{MF}+N_c} = (S_p^{-1} - \Sigma_p^{N_c})^{-1} = S_p + S_p \Sigma_p^{N_c} S_p + \dots, \quad (18)$$

где многоточие обозначает вклады более высокого порядка по $1/N_c$. В свою очередь такой кварковый пропагатор приводит к $1/N_c$ поправкам к кварковому конденсату.

Далее, полный пропагатор пиона состоит из вклада среднего поля, имеющий лидирующий порядок по $1/N_c$, к которому добавляются $1/N_c$ поправки. Для поправок к константе слабого распада пиона существует два источника $1/N_c$ поправок. Одним из них является поправка к мезон-кварковой константе связи, которая может быть получена из выражения для среднего поля путём замены константы перенормировки мезонного поля лидирующего порядка на нелидирующий. Другой тип вкладов связан с появлением новых диаграмм в нелидирующем порядке $1/N_c$.

С учётом $1/N_c$ поправок к свойствам мезонов необходимо переопределить параметры модели $(\Lambda, m_c, G\Lambda^2)$. Используется схема, когда параметры модели выбираются таким образом, чтобы воспроизвести физические значения массы заряженного пиона и константы слабого распада пиона. При этом остаётся свободным один безразмерный параметр $G\Lambda^2$. Получены различные параметризации нелокальной модели с учётом $1/N_c$ поправок. Поправки нелидирующего порядка к свойствам пиона оказываются малыми, т.е. существенно меньше $1/N_c$ при $N_c = 3$, что можно было бы наивно ожидать. Так

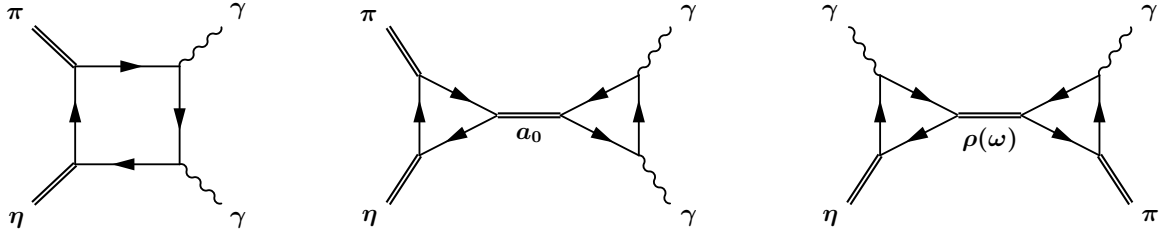


Рис. 4: Диаграммы процесса $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$.

для параметризации с наибольшими поправками они составляют -15 МэВ для массы пиона и $+20$ МэВ для f_π .

При учёте $1/N_c$ поправок возникает нетривиальная перенормировка волновой функции кварка. Сравнение с данными вычислений в КХД на решётке показывает качественное согласие импульсной зависимости массовой функции кварка. Для перенормировочного фактора $Z(p)$ волновой функции кварка согласие с данными решётки довольно плохое. Это является результатом того, что в нелокальной модели нетривиальная перенормировка волновой функции возникает только из $1/N_c$ поправок.

В § 1.4 изучается процесс $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$. Первые экспериментальные результаты 1966 года указывали на большое значение вероятности процесса. Теоретические оценки, полученные в модели векторной доминантности, нелинейной киральной теории, а позднее в киральной кварковой модели предсказывали заметно меньшую величину. Настоящий прорыв в исследовании этого процесса произошёл в эксперименте ГАМС в 1981 году в Протвино, где большие энергии рождаемых η -мезонов сильно подавляли фон. В ходе последующего анализа было получено значение $\Gamma_{\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma} = 0.84 \pm 0.18$ эВ. Позднее в эксперименте ВЭПП-2М коллаборация СНД подтвердила, что значение 1 эВ является верхним пределом для ширины процесса. В 2005 году были опубликованы результаты, полученные коллаборацией Crystal Ball в BNL AGS; результат 0.45 ± 0.12 эВ был заметно меньше результатов коллаборации ГАМС. Современное значение, полученное коллаборацией Crystal Ball/TAPS на установке МАМІ: 0.33 ± 0.03 эВ.

В работе этот процесс рассматривается в рамках локальной модели НИЛ со скалярно–псевдоскалярным и векторным–аксиально-векторным секторами взаимодействия и регуляризацией Паули-Вилларса. Учитывается полный набор диаграмм, показанный на рисунке 4: кварковый квадрат и диаграммы со скалярными и векторными промежуточными мезонами. При этом учиты-

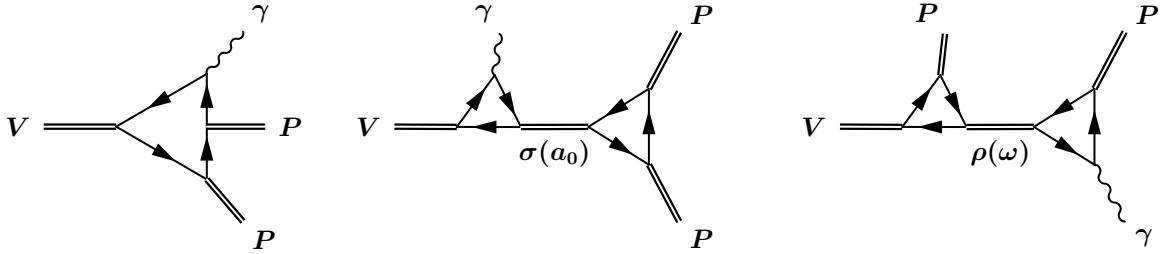


Рис. 5: Диаграммы, соответствующие амплитудам распадов векторных мезонов на пару псевдоскалярных мезонов и фотон.

вается импульсная зависимость кварковых петель и смешивание псевдоскалярных и аксиально-векторных мезонов. Получены результаты 0.53 эВ и 0.45 эВ для двух различных параметризаций модельных параметров.

В § 1.5 изучаются процессы редких распадов $\rho(\omega) \rightarrow \pi^0(\eta)\pi^0\gamma$. Эти процессы очень интересны для изучения механизма нарушения киральной симметрии сильного взаимодействия адронов. Редкие распады ρ и ω мезонов на пару пионов и фотон были измерены с хорошей точностью коллаборациями СНД и КМД2 на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М. Ситуация для распадов с η мезоном в конечном состоянии хуже. Существует лишь оценка верхнего предела распада ω -мезона. Поэтому теоретические предсказания распада векторных мезонов на $\eta\pi^0\gamma$ представляют большой интерес.

В диссертационной работе для исследования механизмов данных распадов используется локальная модель НИЛ. Преимущество модели заключается в том, что для описания этих процессов не требуется вводить дополнительный параметр. Учитываются три типа диаграмм: кварковая петля (квадрат) и полюсные диаграммы с промежуточными скалярными ($\sigma, a_0(980)$) и векторными (ρ, ω) мезонами. Полученные результаты для процессов распада $\rho(\omega) \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, а предсказания для $\rho(\omega) \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ не противоречат существующим экспериментам.

В § 1.6 рассматривается вычисление непертурбативного вклада в электромагнитный форм-фактор Паули кварка, на основе диаграммы с эффективной кварк-глюонной вершиной, индуцированной инстантонами. Данная вершина имеет вид

$$V_\mu^a(k_1^2, k_2^2, t^2) = \frac{ig_s \sigma^{\mu\nu} q_\nu}{2M_q} \mathcal{F}_2(k_1^2, k_2^2, t^2) t^a, \quad (19)$$

где k_1^2 и k_2^2 – виртуальности начального и конечного кварков, соответствен-

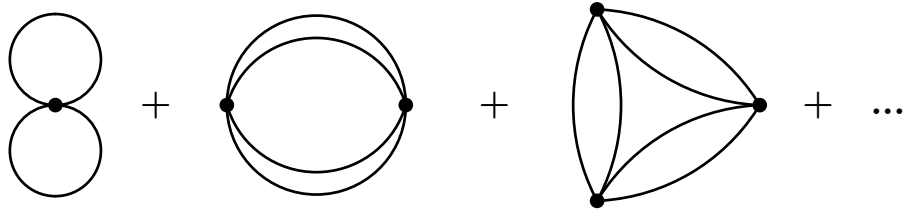


Рис. 6: Кварк-антикварковые кольцевые диаграммы.

но, $t = k_1 - k_2$, а M_q – масса кварка в инстантонной модели. Форм-фактор $\mathcal{F}_2(k_1^2, k_2^2, t^2)$ подавляет вершину на коротких расстояниях, когда соответствующие виртуальности велики.

В результате расчётов показано, что при больших Q^2 форм-фактор ведёт себя как $F_2(Q^2) \sim 1/Q^2$. С другой стороны, при нулевой виртуальности форм-фактор равен

$$F_2(0) \approx e_q(M_q \rho_c)^2 \left(y + \frac{(192y + 211)}{288} (M_q \rho_c)^2 + \dots \right),$$

$$y = \ln \left(\frac{2}{(M_q \rho_c)^2} \right) - \gamma_E - \frac{1}{4},$$

где ρ_c – размер инстантонов. Из этого соотношения следует, что F_2 исчезает в пределе $M_q \rightarrow 0$ и вклад в форм-фактор напрямую связан с явлением спонтанного нарушения киральной симметрии.

Во второй главе рассматриваются процессы в среде при конечной температуре и плотности.

В § 2.1 обсуждается нелокальная модель, способная описывать фазовые переходы восстановления киральной симметрии и деконфайнмента. В качестве основы используется модель Намбу–Иона-Лазинио с петлей Полякова (НИЛП). В этой модели существует связь кварков с цветным фоновым полем, записываемым в виде петли Полякова, которая служит параметром порядка фазового перехода конфайнмент-деконфайнмент. Рассматривается случай нулевого химического потенциала. Термодинамический потенциал при конечной температуре можно записать в виде суммы части среднего поля и части, которая описывает мезонные корреляции

$$\Omega(T) = \Omega_{\text{mf}}(T) + \Omega_{\text{corr}}(T) - \Omega_0. \quad (20)$$

Здесь, как обычно, введена константа вычитания Ω_0 , которая выбирается из условия $\Omega(0) = 0$. Технически корреляционная часть $\Omega_{\text{corr}}(T)$ соответствует

сумме кварк-антикварковых кольцевых диаграмм, показанной на рисунке 6.

Кварковый сектор нелокальной киральной кварковой модели описывается стандартным лагранжианом, а взаимодействие с фоновым калибровочным полем $A_\mu \equiv A_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} = \delta_{\mu 0} A_0$ вводится путём замены обычной производной на ковариантную: $\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - iA_\mu$. Термодинамический потенциал в приближении среднего поля имеет вид

$$\Omega_{\text{mf}}(T) = -4 \sum_{i=0,\pm} \int_{k,n} \log \left[(\omega_n^i)^2 + \vec{k}^2 + M^2((\omega_n^i)^2) \right] + \frac{m_d^2}{2G} + \mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi}), \quad (21)$$

где введено обозначение $\int_{k,n} \equiv T \sum_n \int d^3k / (2\pi)^3$. Φ – значение петли Полякова, которая задаётся как $\Phi = \frac{1}{3} \text{Tr}_c e^{i\phi/T}$, где $\phi \equiv A_4 = iA_0$ относится к (евклидову) фоновому калибровочному полю. В калибровке Полякова поле диагонально в цветовом пространстве, то есть $\phi = \phi_3 \lambda_3 + \phi_8 \lambda_8$. При этом накладывается условие, чтобы значение петли Полякова было вещественным при вещественных ϕ_3 и ϕ_8 . Как следствие, $\phi_8 = 0$, и остаётся только одна переменная ϕ_3 . Благодаря связи с петлей Полякова, фермионные частоты Мацубары $\omega_n = (2n + 1)\pi T$ оказываются сдвинуты:

$$\omega_n^\pm = \omega_n \pm \phi_3, \quad \omega_n^0 = \omega_n. \quad (22)$$

Для потенциала петли Полякова $\mathcal{U}(\Phi, \bar{\Phi})$ используется известная логарифмическая форма, нормированная на данные решёточных расчётов для чистой глюодинамики. Мезонные вклады в термодинамический потенциал определяются «кольцевой суммой»:

$$\Omega_{\text{corr}}(T) = \sum_{M=\pi,\sigma} \frac{d_M}{2} \int_{p,m} \ln [1 - G\Pi_M(\vec{p}, \nu_m)], \quad (23)$$

где d_M – фактор вырождения мезонов.

В результате, при низких температурах вклад среднего поля (то есть кварковый) подавляется взаимодействием с фоновым полем, а давление может быть хорошо описано свободным газом пионов. В этом режиме давление совершенно нечувствительно к деталям взаимодействия и почти точно совпадает с давлением идеального газа пионов. Вблизи критической температуры σ мезон даёт дополнительный заметный вклад, тогда как уже после $T > 1.5 T_c$ мезонные вклады пренебрежимо малы, и среднее кварк-глюонное поле даёт доминирующий вклад в давление. Для нефизических масс пионов, полученных в части современных расчётов на решётке, мезонные корреляции играют

лишь незначительную роль, даже при $T < T_c$.

В § 2.2 нелокальная модель с учётом $1/N_c$ поправок, полученная в § 1.3, систематически расширяется на случай конечных температур с добавлением связи с петлей Полякова. При этом схема $1/N_c$ разложения реализуется следующим образом: сначала решается уравнение щели в приближении среднего поля для m_d , а затем оценивается «кольцевая сумма», используя полученные пропагаторы среднего поля.

Результаты модельных вычислений для поведения давления и кваркового конденсата в области малых температур с согласуются с предсказаниями киральной теории возмущений. Также проведено сравнение температурной зависимости кваркового конденсата и петли Полякова с данными вычислений в КХД на решётке. Получено довольно хорошее согласие для кваркового конденсата, а петля Полякова хорошо согласуется только в адронной фазе.

Вблизи фазового перехода обнаружена нестабильная область ввиду пертурбативной природы схемы «строгого $1/N_c$ » разложения, поэтому модель не может быть применена для изучения самого фазового перехода. Происхождение этого поведения можно объяснить $1/N_c$ поправкой к собственной энергии кварков, независимой от импульса, рисунок 3а. В окрестности фазового перехода эта диаграмма существенно усиливается благодаря восстановлению киральной симметрии и соответствующему снижению массы промежуточного σ -мезона.

В § 2.3 исследуется роль аномальных мод мезонов в рамках локальной модели НИЛ с петлей Полякова при конечной температуре и химическом потенциале. Модель НИЛ способна описать фазовый переход восстановления киральной симметрии в горячей и плотной среде, когда динамически генерируемые конституэнтные массы кварков уменьшаются в зависимости от температуры и химических потенциалов, тем самым восстанавливая вырождение по массе состояний киральных партнёров. В то же время пороги континуума для каналов кварк-антикваркового рассеяния уменьшаются, что приводит к снижению энергии связи для связанных состояний псевдоскалярных мезонов и, наконец, к их диссоциации при входе в континуум, то есть превращению в резонансы с конечным временем жизни (эффект Мотта). Основываясь на релятивистском подходе Бет–Уленбека к диссоциации пионов в кварковой материи, получено описание мезонных состояний с помощью функции фазового сдвига для каждого мезонного канала $\delta_i(s)$, которая зависит от квадрата

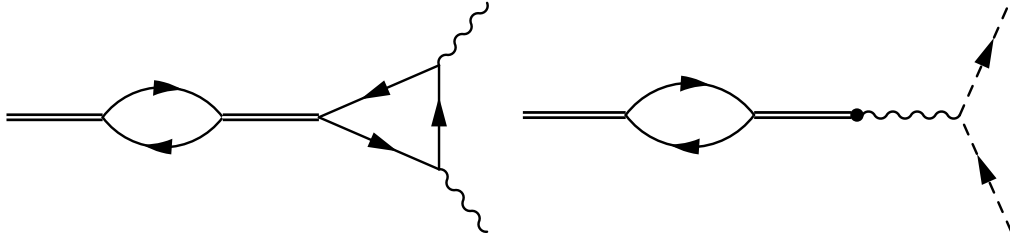


Рис. 7: (Слева) Диаграмма соответствующая распаду $\rho(\omega, \phi) \rightarrow \gamma\gamma$. Перекрёстная диаграмма не показана. (Справа) Диаграмма дилептонного распада скалярных мезонов в среде на основе смешивания скаляр-вектор.

энергии центра масс s в системе кварк-антикварк и термодинамических параметров среды: температуры T и химических потенциалов $\mu_u = \mu_d = \mu$ и μ_s для лёгких и странных кварков. Поведение фазового сдвига на пороге может быть использовано в качестве индикатора для перехода Мотта, т.е. для перехода связанного состояния в континуум состояний рассеяния. Фазовый сдвиг обращается в ноль на бесконечности, в то время как на пороге континуума он имеет значение π , пока связанное состояние существует и находится ниже порога континуума. Когда связанное состояние сливается с континуумом состояний рассеяния, фазовый сдвиг принимает нулевое значение в соответствии с теоремой Левинсона. В результате в рамках настоящего подхода уравнение состояния и термодинамические свойства системы согласуются с поведением адронного газа пионов и каонов при малых температурах, а при высоких температурах – с кварк-глюонной плазмой. При конечной температуре и плотности в поведении фазовых сдвигов для $K^\pm$ и $\kappa^\pm$ мезонов возникает аномальная низкоэнергетическая мода, которая особенно выражена для положительно-заряженных состояний при конечных плотностях и температуре. Это явление обсуждается в качестве возможного объяснения эффекта ярко выраженного пика при сканировании энергии отношения K^+/π^+ в столкновениях тяжёлых ионов в районе $\sqrt{s_{NN}} \sim 8$ ГэВ.

В § 2.4 рассматриваются процессы, которые могут иметь место только в случае, когда средой индуцируется нарушение лоренц-инвариантности. Примером таких процессов является смешивание скалярных и векторных мезонов, таких как σ - ω , ρ - a_0 и ϕ - $f_0(980)$. В результате возможны распады, когда векторный мезон может перейти в скалярный, который затем распадётся на два фотона. Похожим же образом возможен дилептонный распад скалярных мезонов. Соответствующие диаграммы показаны на рисунке 7. Было обнару-

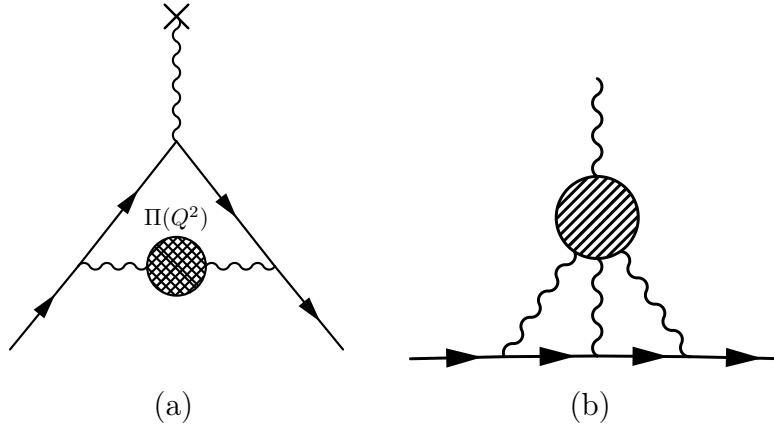


Рис. 8: Диаграммы, соответствующие вкладам в аномальный магнитный момент мюона. Мюон представлен сплошной линией, фотоны – волнистыми линиями, внешняя волнистая линия соответствует взаимодействию мюона с магнитным фотоном с импульсом $q \rightarrow 0$. Слева (a) представлен вклад адронной поляризации вакуума, справа (b) вклад от процесса рассеяния света на свете. Заштрихованные области представляют собой адронные блоки.

жено, что смешивание в основном зависит от плотности, и эффект должен наблюдаться для относительно высоких химических потенциалов и не слишком больших температур. Распады достигают максимума вблизи перехода от адронной фазы к фазе с восстановленной киральной симметрией. Условия, в которых эффект заметен, соответствуют широкому диапазону на фазовой диаграмме. Дополнительное усиление связано с резонансным эффектом, если участвует ρ мезон. Случай смешивания ρ – a_0 является наиболее интересным, потому что на фазовой диаграмме есть точки, соответствующие условиям, при которых массы ρ и a_0 близки друг к другу. Это приводит к дополнительному усилению двухфотонного распада ρ мезона, поскольку промежуточный a_0 мезон становится узким резонансом. Несмотря на вырождение масс ρ и a_0 , в распаде $a_0 \rightarrow \gamma\gamma$ нет усиления, подобного тому, что в распаде $\rho \rightarrow \gamma\gamma$ из-за большой ширины ρ -мезона. Для распада $\sigma \rightarrow e^+e^-$ не наблюдается резонансного усиления, поскольку разность масс σ – ω относительно велика и растёт вблизи фазового перехода. Похожие эффекты имеют место в случае распадов $\phi \rightarrow \gamma\gamma$ и $f_0(980) \rightarrow e^+e^-$. Кроме того, можно отметить, что ρ – γ смешивание в три раза больше, чем ω – γ . Как следствие, число дилептонов, рождаемых a_0 , на порядок превышает число дилептонов, рождаемых σ .

Третья глава посвящена вычислению адронного вклада в аномальный магнитный момент (АММ) мюона. Вклады в АММ мюона от сильных взаимодействий лидирующего порядка по постоянной тонкой структуры от адронной

поляризации вакуума и следующего за лидирующим порядком от процесса рассеяния света на свете схематично представлены на рисунке 8.

В § 3.1 рассматриваются оценки вклада в АММ мюона от адронной поляризации вакуума в нелокальной модели. Поскольку существующие оценки вклада адронной поляризации вакуума на основе экспериментальных данных имеют точность, недостижимую в модельных вычислениях, то основной задачей было установить: возможно ли вообще в нелокальной модели разумное описание данного вклада. Проведенные расчеты для разных параметризаций модели показали сильную зависимость результатов от динамической массы кварка, хорошее согласие достигается только при сравнительно малой массе кварка. Также были проведены оценки вклада векторных мезонов (их вклад положителен), и части вкладов от $1/N_c$ поправок к кварковому пропагатору, вклад которых оказался отрицателен.

В § 3.2 рассматривается вклад от процесса рассеяния света на свете в АММ мюона. В § 3.2.1 приводятся соображения общего характера относительно вычисления данного вклада. Показано, что этот вклад может быть представлен в виде двойного интеграла

$$a_\mu^{\text{LbL}} = \int_0^\infty dQ_1 \int_0^\infty dQ_2 \rho^{\text{LbL}}(Q_1, Q_2), \quad (24)$$

где введена «плотность» $\rho^{\text{LbL}}(Q_1, Q_2)$, определяемая в виде одномерного интеграла по угловой переменной

$$\rho^{\text{LbL}}(Q_1, Q_2) = \frac{Q_1 Q_2}{2\pi^2} \sum_{a=1}^6 \int_{-1}^1 dt \frac{\sqrt{1-t^2}}{Q_3^2} \langle A_a \rangle \tilde{\Pi}_a. \quad (25)$$

где $\tilde{\Pi}_a$ представляют собой коэффициенты разложения по импульсу мюона свёртки проектора с производной от тензора рассеяния фотона на фотоне, а $\langle A_a \rangle$ – известные выражения. Таким образом вклад в АММ от процесса рассеяния света на свете может быть получен в виде трехмерного интеграла.

В общем случае амплитуда рассеяния света на свете является крайне сложным непертурбативным объектом для вычислений. Она представляет собой сумму различных диаграмм, включая петли с динамическими кварками, мезонные обмены, мезонные петли и их всевозможные итерации. Уже в первых работах, посвящённых вычислению этого вклада, была обнаружена иерархия

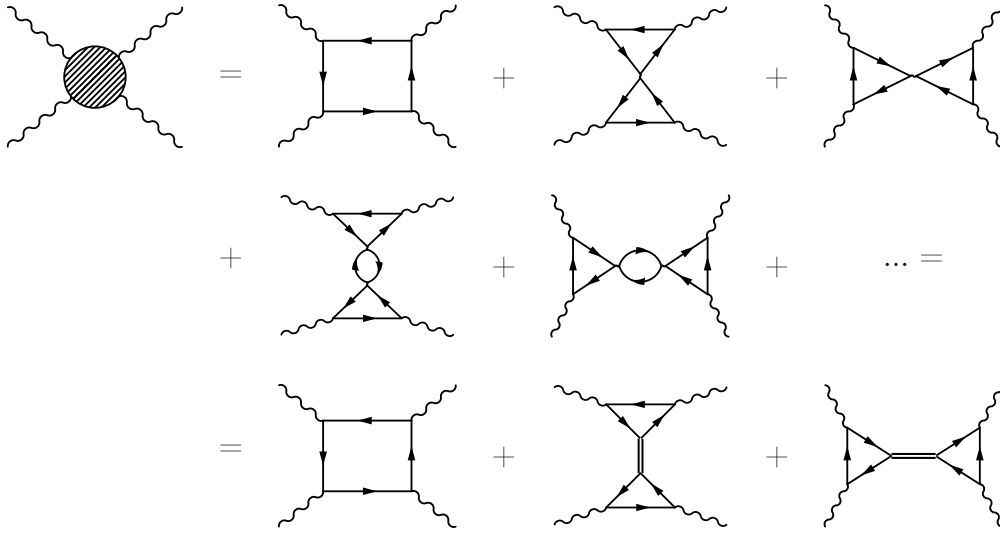


Рис. 9: Схематическое изображение диаграмм, соответствующих вкладу в тензор рассеяния фотона на фотоне в лидирующем порядке по $1/N_c$ в кварковой модели. Для простоты не показаны нелокальные многофотонные вершины и перекрёстные диаграммы.

всех этих вкладов ввиду существования двух малых параметров: обратное число цветов кварков $1/N_c$ и отношение характерного внутреннего импульса к параметру киральной симметрии $m_\mu/(4\pi f_\pi) \sim 0.1$. Первый из них подавляет многопетлевые вклады, и основной вклад даётся суммой кварковой петлевой диаграммы и двухпетлевой диаграммы с мезоном в промежуточном состоянии.

В кварковой модели в лидирующем порядке разложения по $1/N_c$ тензор рассеяния фотона на фотоне можно представить в виде диаграмм показанных на рисунке 9. Мезоны в кварковых моделях на основе четырехкваркового взаимодействия локального или нелокального типа появляются в виде полюсов в кварк-антикварковой матрице рассеяния благодаря суммированию бесконечного числа диаграмм. При этом кварк и антикварк взаимодействуют с друг другом через четырехкварковое взаимодействие. С другой стороны, явно выделяется вклад от петли с динамическими кварками («квадратная» диаграмма или контактный вклад), где кварк и антикварк не взаимодействуют друг с другом через четырехкварковое взаимодействие. Поэтому такая петля обязательно должна быть добавлена к набору диаграмм, образующих мезоны в виде связанных состояний. Похожий набор диаграмм использовался при рассмотрении $\pi\pi$ рассеяния, рисунок 2, и редких распадов мезонов, рисунки 4 и 5. В рамках кварковых моделей НИЛ два этих типа вкладов (контактный и связанных состояний) должны использоваться совместно и отбрасывание

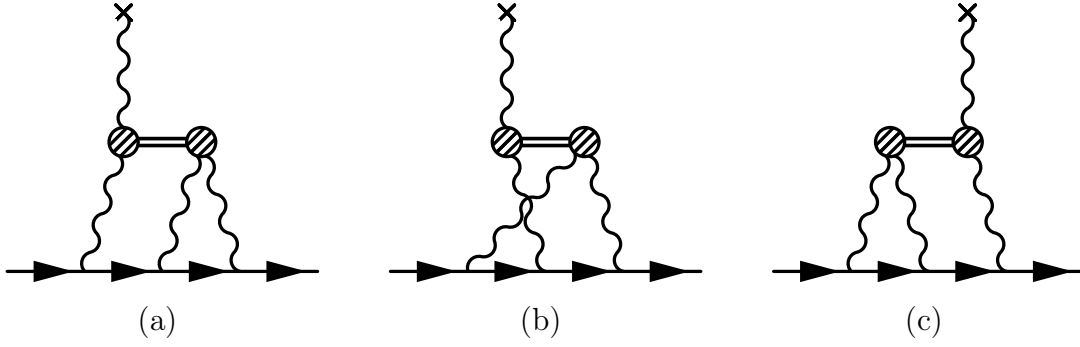


Рис. 10: Вклад от процесса рассеяния света на свете с промежуточным мезонным обменом.

одного из этих вкладов приведёт к большому и неконтролируемому нарушению киральной симметрии. Контактный вклад кварковой петли обеспечивает правильную асимптотику КХД при передаче большого импульса фотона для функции Адлера, трёх- и четырехточечных корреляторов.

В § 3.2.2 представлено вычисление вклада в АММ мюона от обмена псевдоскалярными мезонами. Диаграммы, соответствующие данному вкладу, представлены на рисунке 10. Для вычисления этого вклада необходимо рассмотреть кварковые треугольные диаграммы с мезоном и двумя фотонами. Для псевдоскалярных мезонов соответствующие амплитуды имеют вид

$$\mathcal{A} \left(\gamma_{(q_1, \epsilon_1)}^* \gamma_{(q_2, \epsilon_2)}^* \rightarrow P_{(p)}^* \right) = e^2 \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu \Delta_{\mu\nu} (p, q_1, q_2), \quad (26)$$

$$\Delta_{\mu\nu} (p, q_1, q_2) = -i \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_1^\rho q_2^\sigma F_{P^* \gamma^* \gamma^*} (p^2; q_1^2, q_2^2). \quad (27)$$

Следует отметить, что переходные форм-факторы мезонов $F_{P^* \gamma^* \gamma^*} (p^2; q_1^2, q_2^2)$ зависят не только от виртуальностей фотонов, но и от виртуальности мезона.

Представлено сравнение переходных форм-факторов мезонов, полученных в модели, для кинематики, когда мезон находится на массовой поверхности, с известными феноменологическими и КХД ограничениями.

Предложена схема оценки «модельной ошибки»: в $SU(2)$ модели динамическая масса кварка выбирается в области 200–350 МэВ, а другие параметры подбираются по значениям массы пиона и константы распада на два фотона в соответствии с временем жизни пиона в диапазоне экспериментальных погрешностей. В результате вклад нейтрального пиона в АММ мюона оценивается величиной $(5.01 \pm 0.37) \cdot 10^{-10}$. Для вкладов η и η' мезонов в $SU(3)$ модели получены оценки $(0.54 \pm 0.32) \cdot 10^{-10}$ и $(0.30 \pm 0.18) \cdot 10^{-10}$, соответственно.

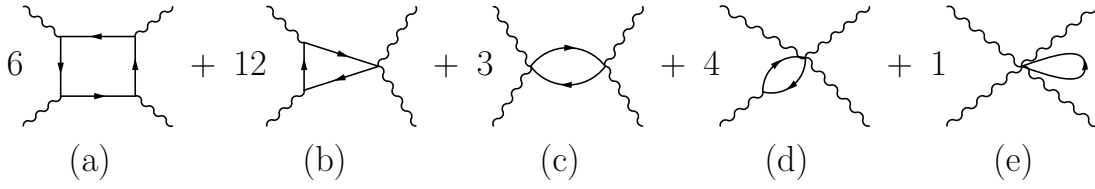


Рис. 11: Полный набор диаграмм для тензора рассеяния фотона на фотоне $\Pi_{\mu\nu\lambda\rho}$. Представлены диаграммы типа кварковый квадрат и диаграммы с нелокальными многофотонными вершинами. Цифры перед диаграммами обозначают число диаграмм определённого типа.

Приводится сравнение вклада в АММ с результатами других подходов. Показано, что учёт зависимости переходных форм-факторов мезонов от их виртуальности уменьшает вклад в АММ.

В § 3.2.2 рассматривается вклад в АММ мюона от обмена скалярными мезонами. Результаты расчётов показывают, что вклад σ мезона существенно меньше пионного и положителен. Суммарный результат от вкладов пиона и σ мезона достаточно устойчив к изменению динамической массы и оценивается величиной $(5.40 \pm 0.33) \cdot 10^{-10}$. Для суммарного вклада $a_0(980)$ и $f_0(980)$ мезонов получена оценка $0.01 \cdot 10^{-10}$. Проводится сравнение с результатами других подходов и обсуждается знак скалярного вклада.

В § 3.2.3 приводится вычисление вклада в АММ мюона от кварковой петли. Полный калибровочно-инвариантный набор диаграмм от кварковой петли для тензора рассеяния фотона на фотоне в нелокальной модели представлен на рисунке 11. Для численных оценок используются нелокальные $SU(2)$ и $SU(3)$ версии модели. Чтобы проверить зависимость от конечных результатов, также выполняются расчёты для различных параметризаций и вида форм-факторов. Важным результатом, независимым от конкретных параметров, является характер поведения «плотности» $\rho(Q_1, Q_2)$ (25). При нулевой виртуальности и на краях ($Q_1 = 0$ или $Q_2 = 0$) плотность равна нулю, что обусловлено нетривиальным сокращением вкладов диаграмм различной топологии, а ее максимум находится в области низких энергий $Q_1 = Q_2 \sim 0.2$ ГэВ. При больших импульсах Q_1, Q_2 лидирующий вклад даёт диаграмма типа «квадрат» с локальными вершинами, при этом динамическая непертурбативная масса кварка стремится к нулю, а кварки становятся токовыми кварками теории возмущений.

В результате численных расчётов вклад кварковой петли в АММ мюона оценивается как $(11.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-10}$. Проводится сравнение с результатами

других подходов.

В § 3.3 приводятся выводы третьей главы.

В нелокальной кварковой модели результаты для адронной поляризации вакуума для различных параметризаций достаточно сильно зависят от динамической массы кварка и согласие с оценками на основе экспериментальных данных достигается для параметризаций модели с достаточно малой массой кварка.

Тензор рассеяния фотона на фотоне в нелокальной модели (и в кварковых моделях вообще) состоит из кварковой петли с динамическими кварками и диаграмм с мезонными обменами. Новым элементом вычислений диаграмм с мезонными обменами является включение полной кинематической зависимости вершины мезон-фотон-фотон от виртуальностей фотонов и мезонов. Обнаружено, что для псевдоскалярных вкладов зависимость вершин от виртуальности пиона уменьшает результат для вклада в АММ мюона примерно на 20-30% по сравнению со случаем, когда этой зависимостью пренебрегают. Наиболее значимый эффект возникает для вкладов мезонов η и η' в АММ мюона. В этом случае результаты уменьшаются примерно в 3 раза по сравнению с результатами, полученными в других эффективных моделях, где подобной кинематической зависимостью пренебрегали, а общий вклад нелокальной киральной кварковой модели для псевдоскалярных обменов в АММ мюона примерно в 1.5 раза меньше. Вклад скалярных мезонов положителен и частично компенсирует модельную зависимость псевдоскалярного вклада. Вклад петли с динамическими кварками (или контактный вклад) оказывается больше вклада псевдоскалярных и скалярных мезонов. Суммарная оценка полного адронного вклада в АММ мюона от процесса рассеяния света на свете в нелокальной модели в лидирующем порядке $1/N_c$ разложения: $(16.8 \pm 1.25) \cdot 10^{-10}$.

Если добавить результат нелокальной модели для адронного вклада от процесса рассеяния света на свете ко всем другим известным вкладам Стандартной Модели, то между экспериментом и теорией будет различие на уровне 3σ . Таким образом несмотря на то, что значение вклада от процесса рассеяния света на свете в нелокальной кварковой модели больше, чем используемые обычно оценки, суммарный вклад в рамках Стандартной Модели не может описать экспериментальное значение аномального магнитного момента мюона.

В Заключение кратко перечислены основные направления развития ис-

следований, представленных в диссертационной работе.

В Приложении приведены: правила Фейнмана для нелокальных вершин взаимодействия, метод Кролла получения эффективных вершин взаимодействия, выражения для четырёхкварковых констант связи, полученные при бозонизации лагранжиана с взаимодействием 'т Хоофта, $1/N_c$ поправки к пропагатору пиона и константе слабого распада, амплитуда перехода мезона в два фотона и локальный предел амплитуды $\gamma^*\gamma^* \rightarrow S^*$.

Список основных публикаций по теме диссертации

- [1] Калошин А. Е., Раджабов А. Е. Унитарное смешивание скаляр–вектор в ξ -калибровке // ЯФ — 2003. — Т. 66. — С. 1416–1425.
- [2] Volkov M. K., Radzhabov A. E., Yudichev V. L. Process $\gamma^*\gamma \rightarrow \sigma$ at large virtuality of γ^* // ЯФ — 2003. — Т. 66. — С. 2193–2198.
- [3] Dorokhov A. E., Radzhabov A. E., Volkov M. K. SU(2) x SU(2) chiral quark model with nonlocal interaction // ЯФ — 2004. — С. 67. — Т. 1042–1049.
- [4] Radzhabov A. E., Volkov M. K. SU(2) x SU(2) nonlocal quark model with confinement // Eur. Phys. J. — 2004. — Vol. A19. — P. 139–144.
- [5] Dorokhov A. E., Radzhabov A. E., Volkov M. K. Pion radii in nonlocal chiral quark model // Eur. Phys. J. — 2004. — Vol. A21. — P. 155–159.
- [6] Radzhabov A. E., Volkov M. K. SU(2) x SU(2) nonlocal quark model with confinement and pion radius // Письма в ЭЧАЯ — 2005. — Т. 2. — С. 90–96.
- [7] Radzhabov A. E., Volkov M. K. Charged pion polarizability in the nonlocal quark model of Nambu–Jona-Lasino type // Письма в ЭЧАЯ — 2005. — Т. 2. — С. 7–12.
- [8] Волков М. К., Раджабов А. Е. Модель Намбу–Иона-Лазинио и её развитие // УФН — 2006. — Т. 176. — С. 569–580.
- [9] Radzhabov A. E., Volkov M. K., Yudichev V. L. Two-photon decays of vector mesons and dilepton decays of scalar mesons in dense matter // J. Phys. — 2006. — Vol. G32. — P. 111–127.

- [10] Radzhabov A. E., Volkov M. K. Process $\eta \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ in the Nambu-Jona-Lasino model // Phys. Rev. — 2006. — Vol. D74. — P. 113001.
- [11] Radzhabov A. E., Volkov M. K., Kornakov N. G. $\rho(\omega) \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$, $\rho(\omega) \rightarrow \eta \pi^0 \gamma$ decays in the local quark Nambu–Jona-Lasino model // ЯФ — 2008. — Т. 71. — С. 1509-1514.
- [12] Blaschke D., Buballa M., Radzhabov A. E., Volkov M. K. Effects of mesonic correlations in the QCD phase transition // ЯФ — 2008. — Т. 71. — С. 2012–2018.
- [13] Osipov A., Radzhabov A., Volkov M. $\pi\pi$ scattering in a nonlocal chiral quark model // ЯФ — 2007. — Т. 70. — С. 1980–1989.
- [14] Horvatic D., Klabucar D., Radzhabov A. E. η and η' mesons in the Dyson-Schwinger approach at finite temperature // Phys. Rev. — 2007. — Vol. D76. — P. 096009.
- [15] Radzhabov A. E., Blaschke D., Buballa M., Volkov M. K. Nonlocal PNJL model beyond mean field and the QCD phase transition // Phys. Rev. — 2011. — Vol. D83. — P. 116004.
- [16] Dorokhov A., Radzhabov A., Zhevlakov A. The pseudoscalar hadronic channel contribution of the light-by-light process to the muon $(g - 2)_\mu$ within the nonlocal chiral quark model // Eur. Phys. J. — 2011. — Vol. C71. — P. 1702.
- [17] Dorokhov A., Radzhabov A., Zhevlakov A. The light-by-light contribution to the muon $(g-2)$ from lightest pseudoscalar and scalar mesons within nonlocal chiral quark model // Eur. Phys. J. — 2012. — Vol. C72. — P. 2227.
- [18] Dorokhov A. E., Radzhabov A., Zhevlakov A. Status of the lepton $g-2$ and effects of hadronic corrections // Письма в ЖЭТФ — 2014. — Т. 100. — С. 141.
- [19] Dorokhov A. E., Radzhabov A. E., Zhevlakov A. S. Dynamical quark loop light-by-light contribution to muon $g-2$ within the nonlocal chiral quark model // Eur. Phys. J. — 2015. — Vol. C75. — P. 417.

- [20] Dorokhov A. E., Radzhabov A. E., Shamakhov F. A., Zhevlakov A. S. The nonlocal chiral quark model and the muon g-2 problem // ЭЧАЯ — 2016. — T. 47— C. 699.
- [21] Blaschke D., Dubinin A., Radzhabov A. E., Wergieluk A. Mott dissociation of pions and kaons in hot, dense quark matter // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96. — P. 094008.
- [22] Zhang B., Radzhabov A., Kochelev N., Zhang P. Pauli form factor of quark and nontrivial topological structure of the QCD // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96. — P. 054030.

Подписано к печати 01.07.2019 г.
Формат бумаги 60 х 84 1/16, объем 2 п.л.
Заказ 12. Тираж 100 экз.

Отпечатано в Центр Печати С+
664033, Иркутск, ул. Лермонтова, 128