САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

АФОНИН Сергей Сергеевич

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К СПЕКТРОСКОПИИ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ

Специальность 01.04.02 – Теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2012

Работа выполнена на кафедре физики высоких энергий и элементарных частиц Санкт-Петербургского государственного университета.

НАУЧНЫЙ КОНСУЛЬТАНТ:

д.ф.-м.н., проф. СПбГУ зав. лаб. **Андрианов Александр Андреевич**

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

д.ф.-м.н., с.н.с. ПИЯФ им. Б.П. Константинова в.н.с. **Саранцев Андрей Викторович**

д.ф.-м.н., проф. ОИЯИ РАН проф. **Теряев Олег Валерианович**

д.ф.-м.н., проф. СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-Бруевича проф. **Савушкин Лев Николаевич**

ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ:

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Защита состоится “8” ноября 2012 г. в 15 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.232.24 по защите докторских и кандидатских диссертаций при СПбГУ по адресу: 199004, Санкт-Петербург, Средний пр., д. 41/43, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке СПбГУ.

Автореферат разослан “___” _____________ 2012 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Е.В. Аксенова

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Одной из основных задач физики адронов в области низких и промежуточных энергий является описание спектральных характеристик лёгких мезонов. В настоящее время накоплено много новых экспериментальных данных, в особенности благодаря экспериментам в ЦЕРНе по протон-антипротонной аннигиляции на лету, проводившихся коллаборацией Crystal Barrel. Обработка данных показала, что в любом канале с фиксированными квантовыми числами наблюдается несколько возбужденных состояний. В итоге имеется богатый спектр лёгких мезонов, и возникает задача его описания. Теория возмущений в рассматриваемой области энергий неприменима, поскольку резонансы образуются в режиме сильной связи. Это обстоятельство привело к бурному развитию различных модельных подходов, в рамках которых вычисление физических характеристик адронов намного проще.

Одним из таких подходов являются правила сумм квантовой хромодинамики (КХД) в пределе большого числа цветов. Известно, что массы мезонов слабо зависят от числа цветов, в то время как полные ширины распадов исчезают в этом пределе, что делает его весьма полезным при вычислении масс. Богатый экспериментальный материал по спектрам масс адронов, полученный в последние годы, приводит к необходимости вновь обратиться к методам правил сумм, с целью развития техник вычисления физических характеристик радиальных возбуждений лёгких мезонов, а также вклада последних в различные физические величины. Результаты исследований автора в этой области легли в основу первых двух глав диссертации.

Правила сумм являются техническим приёмом, позволяющим связать параметры спектра с КХД, сама же форма спектра постулируется из других соображений. Она диктуется динамикой сильных взаимодействий и, в отсутствии методов её вычисления из фундаментальной теории, может даваться только динамическими моделями. Однако, для построения таких моделей, крайне необходимо иметь как можно больше феноменологической информации о глобальной структуре адронного спектра и всех его особенностях поведения в различных областях энергий. Изучению этого вопроса посвящена третья глава диссертации. А именно, автором диссертации была обнаружена широкая симметрия в спектре возбуждённых лёгких мезонов, выражающаяся в наличии сильного вырождения резонансов при определённых энергиях. В связи с этим возникает актуальная задача интерпретации наблюдаемых вырождений и построения соответствующих теоретических моделей.

В последние годы появился новый метод для исследований спектров лёгких резонансов, мотивированный теорией струн, — так называемый голографический подход. В его основе лежит гипотеза Малдасены (идея АдС/КТП соответствия) о дуальности некоторых вариантов теории струн в низкоэнергетическом приближении и сильносвязанных четырёхмерных конформных теорий поля (КТП), определённых на границе пространства Анти-де Ситтера (АдС). Поскольку метод АдС/КТП соответствия позволяет получить теоретический контроль над калибровочными теориями в режиме сильной связи, следующим естественным шагом в его развитии является обобщение данного метода на физические калибровочные теории, такие как КХД. Данная идея была реализована в так называемых АдС/КХД-моделях, которые были успешно применены для описания непертурбативной физики сильных взаимодействий. Они позволяют на единой основе обсуждать разнообразные подходы к моделированию взаимодействий и спектральных характеристик лёгких адронов, систем с одним лёгким и одним тяжёлым кварком, адронные формфакторы, фазовую диаграмму КХД и другие феноменологические аспекты, которые традиционно были предметами исследований для специалистов из разных предметных областей. Дальнейшее развитие этого направления может оказаться весьма перспективным, независимо от того, имеют ли отношение возникающие модели к оригинальной идее АдС/КТП соответствия или нет. Данный подход реализуется в планарном пределе КХД, т.е. его применимость к реальной физике с самого начала имеет ограничения. Как следствие, спектр мезонов в АдС/КХД-моделях состоит из бесконечного числа бесконечно узких состояний, в то время как экспериментально видны лишь несколько состояний в каждом канале, они имеют конечную ширину и дискретный спектр постепенно сливается с континуумом. Поэтому актуальной проблемой в развитии голографического подхода является разработка моделей, описывающих конечное число адронов, сливающихся в итоге с континуумом. Другой важной проблемой является вопрос о том, почему голографические модели успешны в описании непертурбативной физики сильных взаимодействий и как голографическое описание связано с другими известным феноменологическими методами, то есть вопрос теоретического обоснования голографических методов в применении к тем задачам, в которых они используются. Кроме того, остаются актуальными проблемы совместимости голографических моделей с феноменологией и их самосогласованности. Результаты, полученные в процессе работы над этими проблемами, составили четвёртую и пятую главы диссертации.

Цель работы. Основными целями диссертации являются:

1. Получение общих ограничений на спектры лёгких мезонов из аналитической структуры операторного разложения двухточечных корреляторов КХД в пределе большого числа цветов.
2. Развитие методов вычисления физических констант и наблюдаемых величин в рамках планарных правил сумм.
3. Построение моделей для описания нарушения киральной симметрии в КХД на основе правил сумм и эффективных теорий поля.
4. Используя современные экспериментальные данные, выполнить детальный анализ спектров лёгких мезонов с целью выявления новых симметрий, теоретическое обоснование обнаруженных симметрий и предсказание параметров новых резонансов для будущих экспериментов.
5. Разработка новых голографических моделей, а также альтернативных им пятимерных динамических моделей, которые более согласованы с известной феноменологией, по сравнению с известными моделями.

Научная новизна работы. В диссертации впервые предложен вид поправок к линейным траекториям для спектра масс мезонов, согласованный с операторным разложением двухточечных корреляторов кварковых токов. Впервые дано обобщение формулы Вайнберга на случай радиальных возбуждений, а также получено отклонение от этого соотношения. Впервые вычислен вклад первых радиальных возбуждений векторных и аксиально-векторных резонансов в электромагнитную разность масс π-мезонов. Предложен новый способ вычисления аксиальной константы киральной кварковой модели. Обнаружена широкая симметрия в спектре лёгких мезонов и на её основе разработана новая классификация лёгких мезонных резонансов. Впервые построены голографические модели, описывающие спектр с конечным числом состояний. Предложен вывод голографических моделей, не использующий предположений из теории струн. Систематически разработан хиггсовский механизм генерации масс мезонов в голографическом подходе, а также введение ультрафиолетового обрезания в пятимерные модели для сильных взаимодействий.

Научная и практическая значимость работы. В диссертации развиты различные феноменологические методы для описания спектра лёгких мезонов и связанной с ним физики, открыта широкая симметрия в спектрах этих мезонов и дана её интерпретация. Результаты проведённых исследований широко обсуждались и цитировались, послужили стимулом для ряда работ других авторов и, таким образом, внесли вклад в развитие планарных правил сумм КХД, голографических моделей и общей феноменологии лёгких адронов. Полученные в диссертации поправки к линейному спектру масс могут быть использованы для интерполяции мезонных траекторий и, следовательно, для предсказания масс и констант распада высших возбуждений мезонов. Кроме того, развитая в работе схема классификации лёгких мезонов даёт точные предсказания характеристик новых резонансов в уже изученном интервале энергий, что может служить указанием как для будущих экспериментов по мезонной спектроскопии, так и для повторного анализа имеющихся экспериментальных данных.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на 14-ти международных конференциях по проблемам физики высоких энергий и квантовой теории поля, а также на 3-х школах и 20-ти семинарах. А именно, доклады были сделаны на Selected Problems of Mod. Phys. 2003 (Дубна), QFTHEP'2003 (Самара), Hadron Structure and QCD 2004 (Петербург), 1st Workshop on Quark-Hadron duality and transition to pQCD (Фраскати, Италия), International Conference on QCD and Hadronic Physics 2005 (Пекин, Китай), 12th International QCD Conference 2005 (Монпелье, Франция), International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy 2006 (Киев), MENU'2007 (Юлих, Германия), Workshop On Scalar Mesons And Related Topics 2008 (Лиссабон, Португалия), Excited QCD 2010 (Словакия, Татры), MENU'2010 (Виллиамсбург, США), QFTHEP'2010 (Голицыно, Московская область), HATCH-2012 (Москва), а также на Зимних Школах ПИЯФ 2003 и 2007 (Репино), на Летней Школе SUSSP58 2004 (Сэнт-Эндрюс, Шотландия), на семинарах в университетах Барселоны (4 раза), Болоньи, Гранады, Валенсии, Бохума (2 раза), в НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына при МГУ им. М.В. Ломоносова (2 раза), в ОИЯИ (Дубна) и в отделе теоретической физики СПбГУ (8 раз).

Публикации. По теме диссертации опубликовано 37 работ. Из них 28 работ входят в список ВАК.

На защиту выносятся следующие основные положения:

1. Выведен анзац, параметризующий отклонения от струноподобного спектра мезонов.

2. Разработаны методы применения планарных правил сумм КХД для вычисления физических параметров, характеризующих наблюдаемый спектр мезонов.

3. Выявлена новая симметрия в спектрах лёгких мезонов и на её основе разработана классификация мезонных состояний, объясняющая их массы.

4. Впервые построен класс голографических моделей, описывающих конечное число резонансов с приближённым реджевским спектром и слияние резонансов с континуумом.

5. Разработан метод построения эффективных пятимерных моделей, описывающих нарушение масштабной инвариантности сильных взаимодействий при низких и промежуточных энергиях и спектр адронов.

6. Впервые исследовано влияние вклада ультрафиолетовой области в голографических моделях для изучения спектральных свойств адронов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и тринадцати приложений. В конце каждой главы кратко суммированы результаты. Общий объем работы — 232 страницы, включая 8 таблиц, 7 рисунков и список литературы из 270 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** дано обоснование актуальности и важности задач, которые рассмотрены в диссертации, и приводится обзор литературы по теме исследования.

Первая глава посвящена проблеме вычисления параметров мезонных спектров масс $m^2(n)$ (n — номер радиального возбуждения) и констант распада (вычетов), исходя из правил сумм КХД в пределе большого числа цветов (планарный предел). Суть этих правил сумм заключается в следующем. Рассматривается двухточечный коррелятор кварковых токов $j_J(x)$ в евклидовой области импульсов $Q^2 = -q^2$,

$$\Pi^J(Q^2) = \int d^4x \exp(iQx)\langle j_J(x) j_J(0)\rangle,$$

где J обозначает спин. С одной стороны, в силу конфайнмента, в планарном пределе коррелятор насыщается бесконечным числом узких мезонных резонансов, то есть представим в виде суммы по резонансным полюсам с некоторыми массами $m_J(n)$ и вычетами $F^2(n)$, $n = 0, 1, \ldots$. В простейшем случае (скаляры, $J = 0$, обозначим как S)

$$\Pi^S(Q^2)_{\text{planar}} = \sum_n \frac{F_S^2(n)}{Q^2 + m_S^2(n)} + D_0^S + D_1^S Q^2,$$

где последние два члена представляют пертурбативный вклад с константами вычитания D_0 и D_1. С другой стороны, асимптотика коррелятора при большом Q^2 даётся операторным разложением. В киральном пределе, имеем для скалярного случая

$$\Pi^S(Q^2) \;\; = \;\; -\frac{3}{8\pi^2} Q^2 \ln\frac{\mu^2}{Q^2} \; + \; \frac{\alpha_s}{8\pi} \cdot \frac{\langle G^2 \rangle}{Q^2} \; - \; \frac{22}{3}\pi\alpha_s \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{Q^4} \; + \; \mathcal{O}\left(\frac{1}{Q^6}\right).$$

Здесь $\langle G^2 \rangle$ и $\langle \bar{q}q \rangle$ являются глюонным и кварковым конденсатом соответственно, μ есть константа нормировки, а α_s — константа связи КХД на масштабе нарушения киральной симметрии, примерно 1 ГэВ. Первый член этого разложения представляет вклад теории возмущений, называемый логарифмом партонной модели. Разлагая резонансное представление коррелятора по обратным степеням Q^2 и сравнивая с операторным разложением, получаем правила сумм. Если иметь дело с конечным числом резонансов, то данное разложение следует непосредственно. В случае бесконечного числа резонансов и при заданном анзаце для спектра масс, производится суммирование при помощи формулы Эйлера-Маклорена. Правила сумм, полученные таким образом, представляют определенные ограничения на параметры спектра масс мезонов. Эту информацию можно извлечь и сравнить с феноменологией.

В разделе 1 исследован струноподобный бесконечный спектр масс векторных (V), аксиально-векторных (A), скалярных (S) и псевдоскалярных (P) мезонов с универсальным наклоном траекторий a и нелинейными поправками $\delta(n)$: $m^2(n) = m_0^2 + an + \delta(n)$. Сначала анализ проведен для VA-каналов. Из условий согласованности с аналитической структурой операторного разложения для двухточечных корреляторов следует, что, во-первых, интерсепты m_0 для V и A каналов равны, и, во-вторых, после наложения определённых условий сходимости рядов в правилах сумм, отклонения от линейности $\delta(n)$ должны экспоненциально убывать. Показано, что имеет место соотношение для вычетов

$$F_{VA}^2(n) = C_{VA} \frac{dm_{VA}^2(n)}{dn},$$

(здесь C_{VA} — константа) которое, однако, допускает экспоненциально убывающие по n поправки. Рассмотрена также возможность существования D-волновых векторных траекторий. В результате доказано, что эти состояния асимптотически отщепляются от правил сумм, при этом их вычеты должны экспоненциально убывать.

Затем этот анализ проведен в SP-каналах, где основные выводы аналогичны вышеприведенным, но с иным соотношением для вычетов:

$$F_{SP}^2(n) = C_{SP} \frac{m_{SP}^2 dm_{SP}^2(n)}{dn}.$$

Показано, что в древесном приближении в КХД имеет место равенство интерсептов m_0 для всех VASP каналов. В конце раздела проведено сравнение с известной феноменологией VASP спектров, включающих простейшую нелинейную поправку (т.е., только одну убывающую экспоненту). Результаты сравнений представлены в виде двух таблиц. В итоге показано, что если известны массы основных состояний, то рассмотренные правила сумм позволяют получить спектр масс и вычетов всех VASP мезонов, что дает предсказания масс и констант распада ряда резонансов, пока однозначно не зафиксированных в экспериментах. Полученные результаты, по-видимому, исключают интерпретацию состояния $\sigma(600)$ как легчайшего кваркония и указывают на нелинейную реализацию киральной симметрии с массой легчайшего скаляра около 1 ГэВ, киральным партнёром которого является $\pi'(1300)$. Для сделанных фитов (численных расчетов с заданными входными параметрами) были вычислены константы эффективного кирального лагранжиана L_8, L_{10}, а также электромагнитная разность масс π-мезонов, что позволило проследить скорость насыщения этих величин высшими мезонными резонансами. Также продемонстрировано, что гипотетический глюонный конденсат размерности два не может быть вычислен в рамках правил сумм.

В разделе 2 предложена гипотеза относительно природы нелинейных поправок. А именно, они связываются со спонтанным нарушением киральной симметрии в КХД при низких энергиях. В результате, отклонения от линейности выражаются через кварковый конденсат $\langle\bar{q}q\rangle$, причем соответствующие поправки считаются малыми параметрами. В нулевом приближении по конденсатному разложению возникает линейный спектр. Анализ этого случая в рамках правил сумм показал, что константы распада VA-мезонов и наклон траекторий параметризуются константой слабого распада пиона F_π. Соответствующие спектры имеют вид (в нормировке $F_\pi = 93$ МэВ):

$$F_{VA} = \sqrt{2}F_\pi, \quad M_V^2(n) = 16\pi^2 F_\pi^2(1/2+n), \quad M_A^2(n) = 16\pi^2 F_\pi^2(1+n).$$

Полученные формулы естественным образом воспроизводят соотношение Карабаяши-Судзуки-Риадзуддина-Файадзуддина (соотношение KSFR, $F_V = \sqrt{2}F_\pi$), величину массы ρ-мезона, $M_\rho = 2\sqrt{2}\,\pi F_\pi$, и формулу Вайнберга, $M_{a_1} = \sqrt{2}M_\rho$. Кроме того, данный подход приводит к обобщению формулы Вайнберга:

$$M_A^2(n) = M_V^2(n) + M_\rho^2.$$

Все эти соотношения хорошо выполняются в адронной феноменологии, что показано в таблице соответствующих фитов в конце раздела. Линейный спектр, однако, нельзя согласовать с правилом сумм, содержащим глюонный конденсат. Для решения этой проблемы необходимо ввести нелинейную поправку к спектру масс. Был предложен анзац для такой поправки, а из правил сумм вычислены значения параметров анзаца в первом порядке по конденсатному разложению. В частности, модель предсказывает следующее отклонение от формулы Вайнберга:

$$M_{a_1}^2 - 2M_\rho^2 \approx \frac{\langle\bar{q}q\rangle^2}{(20F_\pi^4)}.$$

Таким образом, в рамках предложенной модели, отклонение от формулы Вайнберга является параметром порядка нарушения киральной симметрии в КХД.

Материал **второй главы** охватывает различные приложения правил сумм КХД в пределе большого числа цветов к феноменологии.

В разделе 3 рассмотрен вопрос о вкладе радиальных возбуждений VA-мезонов в электромагнитную разность масс пионов $\Delta m_\pi|_{\rm em}$ и киральную константу L_{10}. В начале раздела показано, как можно вычислять электромагнитную разность масс π-мезонов, зная разность VA-корреляторов. После этого вычислен вклад первых радиальных возбуждений VA-мезонов в рассматриваемые величины, а также оценка вклада следующих возбуждений. Вычисления показали, что учет первых возбуждений улучшает теоретическое предсказание примерно на 18%. Учет следующих возбуждений дает улучшение на 2 — 3%. В этом разделе выведено также обобщение классической формулы для $\Delta m_\pi|_{\rm em}$ на случай высших резонансов.

В разделе 4 рассмотрена задача о поиске спектра, максимально точно воспроизводящего пертурбативный логарифм партонной модели. Задача решена методом минимизации поправок к логарифму, возникающих при суммировании по резонансам. Ответ оказался спектром дуальной амплитуды Ловеласа-Шапиро. Показано, что данный спектр является кирально-симметричным в смысле соответствия нулевым значениям параметров порядка нарушения киральной симметрии в КХД. Из условия того, что фактический спектр ведёт себя как максимально дуальный в смысле насыщения правил сумм, получены различные известные соотношения и утверждения. Кроме того представлен альтернативный вывод формулы Вайнберга в рамках невайнберговского правила сумм для линейного спектра, а также предложен альтернативный вывод экспоненциальной малости поправок к линейному спектру масс.

В разделе 5, из правил сумм в древесном приближении, выведено соотношение между массой ρ-мезона m_ρ, константой слабого распада π-

мезона f_π, кварковым $\langle \bar{q}q \rangle$ и глюонным $\langle G^2 \rangle$ конденсатами:

$$3 f_\pi^2 m_\rho^2 + \frac{1}{8} \frac{\alpha_s}{\pi} \langle G^2 \rangle = \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2}{F_\pi^2}.$$

Это соотношение весьма точно выполняется в феноменологии.

В разделе 6 предложен новый способ вычисления аксиальной константы g_A киральной кварковой модели, основанный на сшивке этой модели с операторным разложением VA корреляторов. Данная константа входит в левый кварковый ток модели, $j_{\mu,L} = \bar{\psi}\gamma_\mu(1 - g_A \gamma_5)\vec{\tau}\psi +$ члены с пионным полем, и является важной в феноменологии. В разделе рассматриваются поперечные части векторного и аксиально-векторного корреляторов и в них выделяются лидирующие вклады, идущие от спонтанного нарушения киральной симметрии, которые являются разными для векторного и аксиально-векторного каналов. В киральной кварковой модели, отношение этих вкладов равно -1, в то время как в КХД в пределе большого числа цветов N_c оно равно $-7/11$. Далее предполагается, что разница появляется главным образом от того, что векторный и аксиально-векторный ток в КХД, j_μ^V и j_μ^A, построены из одинаковых кварковых спиноров, тогда как в киральной кварковой модели это не так, и разница в спинорах может быть эффективно учтена перенормировкой тока j_μ^A, $j_\mu^A|_{\rm ren} = g_A^{-1} j_\mu^A|_{\rm bare}$. При этом по умолчанию в двухточечном корреляторе $\langle j_\mu^A j_\nu^A \rangle$ использовался перенормированный ток, что и привело к разнице результатов. Корректная сшивка с КХД должна делаться с помощью неперенормированных токов для избежания двойного учёта непертурбативных эффектов. Таким образом, аксиально-векторный коррелятор киральной кварковой модели должен умножаться на g_A^{-2} при сшивке с КХД. Это наблюдение приводит к соотношению для аксиальной константы: $g_A = \sqrt{7/11} \approx 0.8$, которое хорошо согласуется с другими модельными вычислениями.

Третья глава посвящена явлению кластеризации в спектрах масс легких мезонов — сильно выраженной тенденции к группировке масс только возле определенных значений энергии, независимо от квантовых чисел.

В разделе 7 дано обоснование процедуры отбора нужных экспериментальных данных, представлена общая картина обнаруженных спектральных вырождений (см. рис. 1), оценена скорость вырождения в зависимости от массы и систематически проверена связь между шириной и массой резонанса.

Кластеризация спектра лёгких мезонов хорошо видна на рис. 1, что даёт возможность описывать спектр в терминах кластеров. Кластеры описывают поведение спектра как целого, т.е. его средние характеристики. С хорошей точностью они эквидистантны, следовательно, их можно параметризовать линейной функцией. Для данных на рис. 1 фитирование даёт

$$M^2(N) = aN + b, \quad N = 1, 2, 3, 4; \quad a \approx 1.13,\ b \approx 0.63,$$

где $M^2(N)$ есть положение N-го кластера в ГэВ^2. Наклон a в спектре кластеров является средним наклоном радиальных реджевских траекторий.

В разделе 8 предложена новая схема классификации лёгких нестранных мезонов, которая полностью объясняет наблюдаемое вырождение масс. Показано, что спектр масс подчиняется закону $M^2(L, n) \sim L + n$, где L – орбитальный момент кварк-антикварковой пары и n – радиальное квантовое число. Этот закон был проверен, используя современные экспериментальные данные Particle Data Group и эксперимента Crystal Barrel Collaboration. А именно, при фитировании экспериментальных данных функцией двух переменных

$$M^2(L, n) = a(L + bn + c),$$

результатом является (в ГэВ^2)

$$M^2(L, n) = 1.103(L + n + 0.622).$$

Результат получен в рамках рассмотренного способа присвоения чисел (L, n) мезонным резонансам (см. таблицу 1), который не является единственным. Существует ряд состояний, приписывание

Рис. 1: Спектр лёгких нестранных мезонов в единицах $M^2_{\rho(770)}$. Указаны экспериментальные погрешности. В случае, если ими можно пренебречь, стоят кружки. Пунктирные линии отмечают средний квадрат массы в каждом кластере. Незаштрихованные полоски и кружки обозначают плохо подтверждённые состояния. Стрелки указывают на состояния с $J > 0$, не имеющие партнёров по чётности (киральные синглеты).

которых определённому кластеру не является однозначным. Однако, поскольку статистический вес этих состояний относительно мал, данная неопределённость мало влияет на результат. Исключение наименее надёжно установленных состояний также слабо влияет на фит. В любом случае, значение параметра b с высоким уровнем доверия лежит в интервале $0.9 < b < 1.1$, т.е. оно согласуется с $b = 1$ в пределах экспериментальных погрешностей.

Точность предсказаний в предложенных (L, n) мультиплетах примерно такая же, как в унитарной $SU(3)_f$ симметрии. Классификация выглядит наиболее естественно в терминах углового момента L кварк-антикварковой пары, хотя может быть переформулирована в терминах наблюдаемого спина. Спектр лёгких мезонных возбуждений зависит только от двух входных параметров — универсального наклона и интерсепта (пересечения), что является следствием предположения о независимости спектра от других квантовых чисел (изоспин, C и P чётности). После фиксации физических значений обоих параметров, спектр даёт 100 состояний ниже 2.4 ГэВ. За исключением некоторых редких случаев, например, пионов, согласие с экспериментальными данными является весьма хорошим. Предсказано 8 новых резонансов, которые пока нигде не наблюдались. Показано, что гипотеза восстановления киральной симметрии в спектре высоколежащих возбуждений вряд ли реализуется в природе из-за отсутствия киральных партнёров для резонансов, лежащих на главных реджевских траекториях, и предсказания нереалистично большого количества новых состояний ниже 2.4 ГэВ (30 резонансов). Проделанный анализ свидетельствует в пользу того, что квазиклассическая модель адронных струн является наиболее естественным методом для описания спектра лёгких мезонов. Был численно продемонстрирован новый аргумент в пользу струнного описания — полная ширина распада, в среднем, пропорциональна массе распадающейся частицы. Кроме того, отношение интерсепта к наклону в глобальном спектре оказалось близким к половине, что хорошо согласуется с квазиклассическим приближением.

Примерно с той же точностью, как в вырождении внутри (L, n)-

Таблица 1: Классификация лёгких нестранных мезонов по значениям чисел (L, n). Состояния с наименьшим уровнем надёжности и относительно которых есть подозрения, что они действительно нестранные мезоны, отмечены знаком вопроса. Читая данные в этой таблице по диагонали (для удобства мы ввели рамки), легко увидеть приближённую вырожденность состояний с одинаковым $L + n$.

$L \backslash n$	0	1	2	3	4
0	$\pi(140)$ $\rho(770)$ $\omega(780)$	$\pi(1300)$ $\rho(1450)(?)$ $\omega(1420)(?)$ $\eta(1295)$	$\pi(1800)$ $\eta(1760)$	$\pi(2070)$ $\rho(1900)(?)$ $\eta(2010)$	$\pi(2360)$ $\rho(2150)$ $\omega(2205)(?)$ $\eta(2285)$
1	$f_0(1370)$ $a_0(1450)(?)$ $a_1(1260)$ $f_1(1285)$ $b_1(1230)$ $h_1(1170)$ $a_2(1320)$ $f_2(1275)$	$f_0(1770)$ $a_1(1640)$ $b_1(1620)(?)$ $h_1(1595)(?)$ $a_2(1680)$ $f_2(1640)$	$f_0(2020)$ $a_0(2025)$ $a_1(1930)(?)$ $f_1(1971)$ $b_1(1960)$ $h_1(1965)$ $a_2(1950)(?)$ $f_2(1934)$	$f_0(2337)$ $a_1(2270)(?)$ $f_1(2310)$ $b_1(2240)$ $h_1(2215)$ $a_2(2175)(?)$ $f_2(2240)$	
2	$\rho(1700)$ $\omega(1650)$ $\pi_2(1670)$ $\eta_2(1645)$ $\rho_3(1690)$ $\omega_3(1670)$	$\rho(2000)$ $\omega(1960)$ $\pi_2(2005)$ $\eta_2(2030)$ $\rho_2(1940)$ $\omega_2(1975)$ $\rho_3(1982)$ $\omega_3(1945)$	$\rho(2265)$ $\omega(2295)(?)$ $\pi_2(2245)$ $\eta_2(2267)$ $\rho_2(2225)$ $\omega_2(2195)$ $\rho_3(2300)(?)$ $\omega_3(2285)$		
3	$f_2(2001)$ $a_2(2030)$ $f_3(2048)$ $a_3(2031)$ $b_3(2032)$ $h_3(2025)$ $f_4(2018)$ $a_4(2005)$	$f_2(2293)$ $a_2(2255)$ $f_3(2303)$ $a_3(2275)$ $b_3(2245)$ $h_3(2275)$ $f_4(2283)$ $a_4(2255)$			
4	$\rho_3(2260)$ $\omega_3(2255)$ $\rho_4(2230)$ $\omega_4(2250)(?)$ $\pi_4(2250)$ $\eta_4(2328)$ $\rho_5(2300)$ $\omega_5(2250)$				

Рис. 2: Классификация состояний с $J = L$ и их партнёров по P-чётности. Вырожденные массы лежат на горизонтальных линиях. Пунктирные линии символически обозначают масштаб нарушения киральной симметрии, ниже которого данная классификация не работает. Здесь n есть "главное квантовое число", $n = L + n_{\text{рад}} + 1$.

мультиплетов, имеет место вырождение между изосинглетами и изотриплетами, что позволяет объединить эти две феноменологические симметрии. Получающаяся картина вырождения масс показана на рис. 2 и рис. 3, на которых вырожденные массы лежат на горизонтальных линиях. Соединив эти две картинки по осям M^2 и по пунктирным линиям и повернув одну из них на $90°$, получим полную картину возникающей симметрии — вырожденные массы будут лежать на соответствующих плоскостях.

В **четвёртой главе** предложены два пятимерных подхода к приближённому описанию реджевского спектра с конечным числом состояний на радиальных траекториях Редже, при этом пятая координата имеет физический смысл обратного масштаба энергии. Пятимерные модели для сильных взаимодействий обычно называют голографическими и считают их дуальными в смысле теории струн. Простейшее действие такой модели, описывающее спектр векторных

Рис. 3: Классификация состояний с $J = L \pm 1$ и их партнёров по PC-чётности.

мезонов, имеет вид

$$S = \int d^5x \sqrt{g} \left(-\frac{1}{4g_5^2} F_{MN} F^{MN} \right),$$

где $g = |\det g_{MN}|$, а F_{MN} есть стандартный антисимметричный тензор, построенный из векторного поля V_M. Метрика g_{MN} параметризуется следующим образом: $g_{MN} dx^M dx^N = e^{2A(z)}(\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu - dz^2)$, здесь $\eta_{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1)$. Предполагается, что голографическая теория находится в режиме слабой связи, поэтому её можно анализировать квазиклассическими методами. Классическое уавнение движения обладает решением для векторных мод $V_M(x, z)$, которые считаются дуальными физическим состояниям калибровочной теории. После фиксации аксиальной калибровки $V_z = 0$, подстановки $v_n = e^{-A/2}\psi_n$ для каждой поперечной компоненты поля V_M и четырёхмерного Фурье-преобразования с идентификацией физического импульса $q^2 = m_n^2$, соответствующее уравнение сводится к уравнению Шрёдингера с “потенциалом” $U(z)$,

$$-\psi_n'' + U(z)\psi = m_n^2\psi_n, \qquad U(z) = \frac{1}{4}(A')^2 + \frac{1}{2}A''.$$

Таким образом, спектр четырёхмерной калибровочной теории и метрика дуальной пятимерной теории (плюс граничные условия) связаны между собой формой голографического потенциала $U(z)$. В простейшем случае, модель имеет жёсткое обрезание z_{IR}, при котором накладывают определённое граничное условие. Получающийся в моделях с жёсткой стенкой спектр $m_n \sim n$ не является реджевским. Чтобы получить желаемое поведение $m_n^2 \sim n$, нужно иметь $U \sim z^2$, по крайней мере при $z \to \infty$, т.е. потенциал типа линейного осциллятора. Эта идея была реализована в так называемых моделях с мягкой стенкой путём введения в действие дилатонного фона типа e^{-z^2}.

Первый подход (раздел 9) представляет собой класс голографических моделей с ангармоническими поправками в голографическом потенциале,

$$U(z) = \omega^2 z^2 + \alpha z^3 + \beta z^4.$$

Предположив, что число различимых резонансов линейно зависит от числа цветов N_c, получены поправки к реджевскому спектру, ведущие себя как $1/N_c$. Была также предложена точно решаемая модель, интерполирующая введённый класс моделей, и показано хорошее согласие с феноменологией в векторном канале. Эти модели можно интерпретировать как введение в действие дилатонного фона типа e^{-z}. Важной чертой оказывается эффективное наличие двух обрезаний — ультрафиолетового и инфракрасного, причём наклон радиальных реджевских траекторий определяется произведением этих обрезаний. Это говорит о том, что дискретный спектр масс в равной степени определяется ультрафиолетовым и инфракрасным секторами теории. Не исключено, что нечто подобное происходит и в реальной КХД.

Второй подход (раздел 10) можно интерпретировать как пятимерную модель для глюонного вакуума КХД и возбуждений над ним. Вакуум моделируется самодействующим скалярным полем φ, которое считается дуальным глюонному оператору $G_{\mu\nu}^2$. Действие для вакуумного сектора модели выбирается следующим ($A = 0, 1, 2, 3, 4$)

$$S_{\text{vac}} = \int d^4xdz \left(\frac{1}{2}\partial_A\varphi\partial^A\varphi + \frac{1}{2}m^2\varphi^2 - \frac{1}{4}\lambda\varphi^4\right).$$

Вследствие заложенной динамики, φ приобретает ненулевое вакуумное среднее, нарушающее трансляционную инвариантность вдоль пятой координаты. Этот эффект имитирует масштабную аномалию в КХД. Модель предсказывает массивное возбуждение вакуумного поля, которое естественно сопоставить со скалярным глюболом. Когда безмассовые мезоны Φ взаимодействуют с вакуумным полем,

$$S_{\text{bos}} = \int d^4xdz \left(\frac{1}{2}\partial_A\Phi\partial^A\Phi - \frac{G}{2}\varphi^2\Phi^2\right),$$

они приобретают массы, причём спектр всегда конечен и в режиме сильной связи становится реджевским. При введении в модель безмассовых фермионов,

$$S_{\text{ferm}} = \int d^4xdz \left(i\bar{\Psi}\Gamma^A\partial_A\Psi - h\varphi\bar{\Psi}\Psi\right),$$

где Ψ является четырёхкомпонентным спинором и $\Gamma^\mu = \gamma^\mu$, $\Gamma^4 = -i\gamma^5$, в пределе высоких энергий локализуются только безмассовые левые фермионы, в пределе же низких энергий, они приобретают динамическую массу. Поэтому эти фермионы естественно сопоставить с фундаментальными кварками.

В последнем разделе главы (раздел 11) затронута проблема теоретического обоснования голографического подхода в применении к спектроскопии мезонов. Феноменологию, описываемую в пределе большого числа цветов КХД, можно компактно переписать в терминах феноменологической пятимерной теории, а именно, бесконечное число узких мезонных состояний, взаимодействующих с внешним источником,

$$I_{[\mathcal{O}_J]} = (-1)^J \int d^4x \sum_{n=0}^{\infty} \left(\partial_\mu\phi_J^{(n)}\partial^\mu\phi_{(n)}^J - m_{n,J}^2\phi_J^{(n)}\phi_{(n)}^J \;+\phi_{(n)}^J\mathcal{O}_J^{(n)}\right),$$

может быть формально представлено как одно пятимерное поле, распространяющееся в подходящем фоне,

$$S_{\rm 5D} = (-1)^J \int d^4x\, dz e^{\beta(z)} a^{-2J+3}(z) \left\{ (\partial_\mu \varphi_J)^2 - (\partial_z \varphi_J)^2 \ \ -m_J^2 a^2(z) \varphi_J^2 \right\}.$$

Здесь $\phi_J \doteq \phi_{\mu_1\mu_2\dots\mu_J}$ соответствует полю мезона спина J (дополнительные квадратичные члены для мезонов со спином $J > 1$ опущены), чьи квантовые числа I, G, P, C не специфицируются, а $\mathcal{O}_J^{(n)}$ есть источник, который можно представить в виде $\mathcal{O}_J^{(n)} = F_n^{(J)} \mathcal{O}_J$, где $F_n^{(J)}$ являются константами распада, определёнными посредством $\langle 0 | \mathcal{O}_J^{(n)} | \phi_J^{(n)} \rangle = F_n^{(J)} \varepsilon_J$ для мезона $\phi_J^{(n)}$ с “поляризацией” ε_J, при этом $\mathcal{O}_J$ есть общий источник, с которым состояния $\phi_{(n)}^J$ связаны "константой связи"$F_n^{(J)}$. Это позволяет заменить порой длинные манипуляции с бесконечными рядами мезонных полюсов компактными операциями с пятимерным полем, что представляет определённый операционный прогресс. Однако современные пятимерные модели включают разнообразные спекулятивные предположения, заимствованные из гипотезы АдС/КТП соответствия, экстраполяция которых на реальную КХД часто выглядит необоснованной. В данном разделе продемонстрировано, что пятимерные модели для планарной КХД, совпадающие с голографическими при описании спектра мезонов, можно вывести, исходя из ряда требований феноменологической самосогласованности, при этом не привлекая идеи из голографического подхода. Эти модели представляют просто иной математический язык для выражения редджевской феноменологии в рамках планарных правил сумм КХД.

В **пятой главе** рассмотрены различные способы генерации спектра мезонов, основанные на хиггсовском механизме, реализованном в голографических моделях. Также проанализированы следствия введения ультрафиолетового обрезания в голографические модели с мягкой стенкой.

В модели раздела 12 вводятся скалярные поля X, голографически соответствующие операторам КХД, чьи конденсаты появляются в операторном разложении корреляторов. Действие модели для векторных мезонов имеет вид

$$S = \int d^4x\, dz \sqrt{g} \left\{ \sum_k \left(|D_M X_{2k}|^2 - (m_5)^2_{2k} |X_{2k}|^2 \right) - \frac{1}{4} F^2_{MN} \right\},$$

где

$$D_M X_{2k} = \partial_M X_{2k} - i g_5 V_M X_{2k}, \qquad (m_5)^2_{2k} = 4k(k-2).$$

Предписание для значений масс следует из принятых правил голографического соответствия. Вакуумные средние полей X определяются классическими решениями, удовлетворяющими некоторым ультрафиолетовым граничным условиям. Именно эффекты этих конденсатов меняют характер спектра при не слишком большом номере радиального возбуждения, делая спектр, во-первых, приближённо реджевским (таким образом, решая главную проблему моделей с жёсткой стенкой), во-вторых, появляется возможность иметь конечный спектр из-за возникающих ангармонических поправок в голографическом потенциале. Этот подход демонстрирует физическое происхождение ангармонических поправок, введённых в главе IV.

В разделе 13 рассмотрено введение ультрафиолетового обрезания в стандартную модель с мягкой стенкой. Вычисления привели к следующему выражению для векторного двухточечного коррелятора:

$$\Pi_V(Q^2) = \frac{R e^{-\Lambda^2 R^2}}{2 g_5^2} \frac{U(1 + Q^2/4\Lambda^2, 1, \Lambda^2 R^2)}{U(Q^2/4\Lambda^2, 0, \Lambda^2 R^2)},$$

где параметр Λ диктует наклон линейных траекторий в модели без обрезания, R является радиусом пятимерного пространства Анти-де Ситтера, а множитель g_5^2 нормирует коррелятор. Полюса этого выражения определяют векторный спектр, который становится нелинейным. Сравнение с феноменологией показывает, что он приближается к наблюдаемому спектру аксиально-векторных мезонов при росте обрезания, и определённым выбором обрезания можно достичь очень хорошего согласования с экспериментом. В разделе также кратко проанализировано нарушение киральной симметрии в модели с обрезанием.

Раздел 14 посвящён бесстеночной голографической модели. Она получается путём определённого переопределения полей стандартной модели с мягкой стенкой, при котором дилатонный фон исчезает. Взамен появляется эффективная масса, зависящая от голографической координаты. Её можно интерпретировать как конденсацию некоторого пятимерного скалярного поля, причём модель можно построить так, что калибровочная инвариантность сохраняется. Действие такой модели выглядит следующим образом:

$$S = \int d^4x\, dz \sqrt{g} \left\{ |D_M \varphi|^2 - m_\varphi^2 \varphi^2 - \frac{1}{4g_5^2} F_{MN} F^{MN} \right\},$$

где $D_M = \partial_M - iV_M$. Реджевский спектр масс появляется благодаря хиггсовскому механизму, когда уравнение движения для скалярного поля приводит к ненулевому вакуумному среднему $\varphi_0 \sim z^2$. При этом решается проблема конденсата размерности два в векторном корреляторе — в бесстеночной модели он автоматически исчезает. Одновременно с этим, вычет в безмассовом полюсе аксиально-векторного коррелятора принимает стандартное феноменологическое значение. Таким образом, для описания аксиального канала предложенная бесстеночная модель подходит значительно лучше, чем стандартные голографические модели с мягкой стенкой.

Общие итоги диссертации подводятся в **заключении**.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Основной вывод первой главы состоит в том, что учёт поправок к линейным траекториям на плоскости $m^2(n)$ (где n — номер радиального возбуждения) является необходимым не только в адронной феноменологии, но и с теоретической точки зрения, поскольку эти поправки позволяют достичь согласования асимптотического поведения двухточечных корреляторов с их операторным разложением в области промежуточных энергий. Предложенные в этой главе модели указывают на то, что наблюдаемые в эксперименте отклонения от линейного поведения спектра масс должны быть связаны со спонтанным нарушением киральной симметрии в КХД при низких энергиях, в то время как при высоких энергиях наблюдается струноподобное поведение спектров масс.

Во второй главе развиты различные приложения правил сумм КХД в планарном пределе. Показано, что вклад первых радиальных возбуждений векторных и аксиально-векторных мезонов в электромагнитную разность масс пионов оказывается довольно существенным при вычислении этой величины в резонансном подходе. Остальные возбуждения вносят поправку, которая меньше, чем точность расчётов при сделанных приближениях. Было выведено новое соотношение между массой ρ-мезона, константой слабого распада π-мезона, кварковым и глюонным конденсатами. Также был предложен новый способ вычисления аксиальной константы киральной кварковой модели. Кроме того, была решена задача о линейном спектре, максимально дуальном теории возмущений в смысле воспроизведения аналитической структуры двухточечных корреляторов в КХД. Им оказался спектр дуальной амплитуды Ловеласа-Шапиро.

Главный результат третьей главы состоит в открытии новой широкой симметрии в спектре лёгких нестранных мезонов. Была предложена (L, n) схема классификации для этих мезонов (где L есть орбитальный момент кварк-антикварковой пары), которая полностью объясняет наблюдаемое вырождение масс. Она основана на нашем наблюдении, что спектр масс подчиняется закону $M^2(L, n) \sim L+n$, указывающему на то, что в спектре лёгких мезонов возникает такое же "главное квантовое число", как в атоме водорода. Точность предсказаний в предложенных (L, n) мультиплетах эквивалентна точности унитарной $SU(3)_f$ симметрии. После фиксации двух входных параметров, предсказано 100 состояний ниже 2.4 ГэВ. За исключением некоторых редких случаев, например, пионов, согласие с экспериментальными данными является весьма хорошим. Предсказано 8 новых состояний, которые пока нигде не наблюдались. Показано, что гипотеза восстановления киральной симметрии в спектре высоколежащих возбуждений вряд ли реализуется в природе из-за систематического отсутствия киральных партнёров для резонансов, лежащих на главных реджевских траекториях, и предсказания нереалистично большого количества новых состояний ниже 2.4 ГэВ (30 резонансов). Был численно продемонстрирован новый аргумент в пользу струнного описания мезонов — полная ширина распада, в среднем, пропорциональна массе распадающейся частицы. Кроме того, отношение интерсепта к наклону в глобальном спектре оказалось близким к половине, что хорошо согласуется с квазиклассическим приближением.

В четвёртой главе были предложены два пятимерных подхода к приближённому описанию реджевского спектра с конечным числом состояний на радиальных траекториях Редже, при этом пятая координата имеет физический смысл обратного масштаба энергии. Первый подход представляет собой класс АдС/КХД моделей с ангармоническими поправками в голографическом потенциале. Второй подход можно интерпретировать как пятимерную модель для глюонного вакуума КХД и возбуждений над ним. В последней части главы затронута проблема обоснования голографического подхода в применении к спектроскопии мезонов. Продемонстрировано, что пятимерные модели для планарной КХД, совпадающие с голографическими при описании спектра мезонов, можно вывести, исходя из ряда требований феноменологической самосогласованности, при этом не привлекая идей голографического подхода из теории струн. Эти модели представляют просто иной математический язык для выражения реджевской феноменологии в рамках планарных правил сумм КХД.

Основной результат пятой главы состоит в том, что современные голографические модели можно существенно улучшить, если вместо дилатонного фона использовать хиггсовский механизм генерации масс, а также вводя ультрафиолетовое обрезание.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. S.S. Afonin. "Low-energy holographic models for QCD", Phys. Rev. C83 (2011) p.048202 (4 pages).

2. S.S. Afonin. "A five-dimensional ansatz for the Veneziano amplitude", Eur. Phys. J. C71 (2011) p.1830-1833.

3. S.S. Afonin. "No-Wall Holographic Model for QCD", Int. J. Mod. Phys. A26 (2011) p.3615-3623.

4. S.S. Afonin. "Holographic like models as a five-dimensional rewriting of large-N_c QCD", Int. J. Mod. Phys. A25 (2010) p.5683-5710.

5. S.S. Afonin. "A five-dimensional toy model for light hadron excitations", Int. J. Mod. Phys. A25 (2010) p.3933-3940.

6. S.S. Afonin. "About the possibility of five-dimensional effective theories for low-energy QCD", Eur. Phys. J. C61 (2009) p.69-73.

7. S.S. Afonin. "AdS/QCD models describing a finite number of excited mesons with Regge spectrum", Phys. Lett. B675 (2009) p.54-58.

8. S.S. Afonin. "Regge spectrum from holographic models inspired by OPE", Phys. Lett. B678 (2009) p.477-480.

9. S.S. Afonin. "Weinberg like sum rules revisited", PMC Physics A3 (2009) p.1-29.

10. S.S. Afonin. "Axial coupling from matching constituent quark model to QCD", Phys. Rev. C77 (2008) p.058201, 4pp.

11. S.S. Afonin. "Hydrogen like classification for light nonstrange mesons", Int. J. Mod. Phys. A23 (2008) p.4205-4217.

12. S.S. Afonin. "Implications of the Crystal Barrel data for meson-baryon symmetries", Mod. Phys. Lett. A23 (2008) p.3159-3166.

13. S.S. Afonin. "Illustrative Model for Parity Doubling of Energy Levels", Mod. Phys. Lett. A22 (2007) p.2791-2997.

14. S.S. Afonin. "Properties of new unflavored mesons below 2.4 GeV", Phys. Rev. C76 (2007) p.015202, 5pp.

15. S.S. Afonin. "Cluster duality", Nucl. Phys. B779 (2007) p.13-31.

16. S.S. Afonin. "Parity doubling in particle physics", Int. J. Mod. Phys. A22 (2007) p.4537-4586.

17. S.S. Afonin. "Towards understanding spectral degeneracies in non-strange hadrons", Mod. Phys. Lett. A22 (2007) p.1359-1372.

18. A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, S.S. Afonin. "Dynamical CP-violation in Quasilocal Quark Models at nonzero quark chemical potential", Записки Научных Семинаров ПОМИ. Вопросы квантовой теории поля и статистической физики. 335 (2006) C.5-21 [J. Math. Sci. (N.Y.), 143 No.1 (2007) p.2697-2706].

19. S.S. Afonin. "Light meson spectrum and classical symmetries of QCD", Eur. Phys. J. A29 (2006) p.327-335.

20. S.S. Afonin. "Relation between quark and gluon condensates from QCD sum rules", Int. J. Mod. Phys. A21 (2006) p.6693-6698.

21. S.S. Afonin. "Experimental indication on chiral symmetry restoration in meson spectrum", Phys. Lett. B639 (2006) p.258-262.

22. S.S. Afonin, D. Espriu. "Qualitative solution of QCD sum rules", JHEP 09 (2006) 047, 19pp.

23. S.S. Afonin, A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, D. Espriu. "Matching Regge Theory to the OPE", JHEP 04 (2004) 039, 25pp.

24. S.S. Afonin. "A five-dimensional effective model for excited light mesons", 12th International Conference on Meson-Nucleon Physics and

the Structure of the Nucleon (Virginia, USA, June 2010) AIP Conf. Proc. 1374 (2011) p.613-616.

25. S.S. Afonin. "Selected issues on justification of holographic approach to QCD", Excited QCD 2010 (Tatry National Park, Slovakia, Feb. 2010), Acta Physica Polonica B3 (Proc. Suppl.) (2010) p.911-916.

26. S.S. Afonin. "A five-dimensional effective model for excited light mesons", XIX International Workshop on HEP and QFT (Golitsyno, Moscow region, Russia, Sept. 2010), Proceedings of Science QFTHEP2010 (2010) 051 (6 pages) (Eds. M.N. Dubinin and V.I. Savrin).

27. S.S. Afonin, A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, D. Espriu. "Scalar mesons within QCD sum rules in the planar limit", "Workshop On Scalar Mesons And Related Topics Honoring 70th Birthday Of Michael Scadron (SCADRON 70)", (Lisbon, Portugal, Feb. 2008) AIP Conf. Proc. 1030 (2008) p.177-182.

28. S.S. Afonin, A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, D. Espriu. "Spontaneous P-parity violation in dense baryon matter", 11th International Conference on Meson-Nucleon Physics and the Structure of the Nucleon, (Juelich, Germany, 2007) p.202-205.

29. S.S. Afonin, A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, D. Espriu. "Matching Regge Theory to the OPE", "12th International QCD Conference", (Montpellier, France, Jule 2005), Nucl. Phys. B164 (Proc. Suppl.) (2007) p.296-299.

30. V.A. Andrianov, A.A. Andrianov, S.S. Afonin. "Dynamical CP-violation at finite nuclear (quark) densities in Quasilocal quark models", International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, (Kyiv, Ukraine, 2006), (Kyiv, 2007) p.193-203.

31. A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, S.S. Afonin, D. Espriu. "Matching meson resonances to OPE in QCD", "International Conference on QCD

and Hadronic Physics", (Beijing, China, June 2005), Int. J. Mod. Phys. A21 (2006) p.885-888.

32. A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, S.S. Afonin, D. Espriu. "Matching meson resonances to OPE", "1st Workshop on Quark-Hadron duality and transition to pQCD", (Frascati, Rome, Italy, June 2005), Eds. A. Fantoni et al. (World Sci., Singapore, 2006) p.205-210.

33. S.S. Afonin. "Matching Regge theory to the operator product expansion (OPE)", International Summer School SUSSP58 (St. Andrews, Scotland, May 2004), Eds. I.J.D. MacGregor and R. Kaiser (Taylor & Francis, New York London, 2006) p.415-416.

34. S.S. Afonin, A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, D. Espriu. "Matching Regge Theory to the OPE", International Workshop "Hadron Structure and QCD", (St. Petersburg, Russia, May 2004), p.340-345.

35. A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, S.S. Afonin. "Large-N_c QCD, Operator Product Expansion and string-like meson spectra", XIIth International Conference on "Selected Problems of Modern Physics"(Blokhintsev'03) (Dubna, Russia, June 2003), Eds. B.M. Barbashov et. al. (JINR, 2003) p.153-158.

36. A.A. Andrianov, V.A. Andrianov, S.S. Afonin, D. Espriu. "String-like meson spectra: phenomenology vs. QCD", XVII International Workshop on HEP and QFT, (Samara, Russia, Sept. 2003), Eds. M.N. Dubinin and V.I. Savrin (Moscow State University, 2003) p.217-225.

37. А.А. Андрианов, В.А. Андрианов, С.С. Афонин. "Meson mass spectrum and OPE: matching to the large-N_c QCD", XXXVII Зимняя Школа ПИЯФ (Репино, Россия, февраль 2003), (ПИЯФ, 2004) С.287-306.