ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 530.145

2-87-412

БЕЙЛИН
Виталий Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАТИЧЕСКИХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЗОНОВ С S- И С-КВАРКАМИ МЕТОДОМ КХД ПРАВИЛ СУММ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1987

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник А.В.РАДЮШКИН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник М.А.ШИФМАН

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник Е.М.ЛЕВИН

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва.

Автореферат разослан "   "______________ 1987 г.

Защита диссертации состоится "   "____________ 1987 г. на заседании Специализированного совета К047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

А.Е.ДОРОХОВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Теоретической основой современной физики сильных взаимодействий элементарных частиц является квантовая хромодинамика (КХД). Описание локальных взаимодействий цветных кварков и глюонов в рамках неабелевой калибровочной теории адекватно объясняет весьма широкий круг физических явлений, в частности так называемые жесткие процессы - взаимодействия частиц с большой передачей импульса. Основой успеха КХД во многих приложениях является возможность использования хорошо разработанных в квантовой теории поля методов теории возмущений. Обоснование применимости этих методов (для жестких процессов) следует из наличия в КХД асимптотической свободы, т.е. логарифмического убывания эффективной константы связи на малых расстояниях (при больших передачах Q^2). Однако по теории возмущений может быть найдена лишь некоторая часть амплитуды физического процесса, а именно, та, которая соответствует обменам большим 4-импульсом между частицами. Полная же амплитуда зависит не только от больших, но и от малых импульсных инвариантов и поэтому существенно определяется динамикой процессов, протекающих на больших расстояниях. Соответствующие низкоэнергетические свойства физических амплитуд не могут быть исследованы методами теории возмущений, определяющую роль в процессах, происходящих на масштабах $R_{конф} \gtrsim 1$ ГэВ$^{-1}$, играют эффекты, имеющие непертурбативную природу.

Анализ явлений в области малых и предасимптотических передач импульса привел к формулировке подхода, основой которого является гипотеза о нарушении асимптотической свободы во взаимодействиях жестких партонов с вакуумными флуктуациями кварковых и глюонных полей. Возможность количественного описания такого взаимодействия связана с введением в амплитуды физических процессов степенных поправок $\sim Q^{-2n}$, содержащих ненулевые вакуумные средние кварковых и глюонных полей $\langle \bar{q} q \rangle$, $\langle G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \rangle$ и т.д. Эти конденсаты на феноменологическом уровне отражают существование у физического вакуума КХД сложной непертурбативной структуры.

Формулировка метода квантово-хромодинамических правил сумм (ПС) (А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров, М.А.Шифман) позволила, начиная движение из области малых расстояний и задавая в качестве начальных условий существование конфайнмента и учет непертурбативной природы вакуума на уровне его универсальных характеристик – конденсатов, проследить за выходом на режим сильной связи контролируемым образом. Таким образом, учет эффектов больших расстояний на границе области асимптотической свободы дает возможность исследования и определения различных адронных характеристик.

На первом этапе своего существования метод КХД правил сумм в форме степенных моментов амплитуд был эффективно применен для исследования двухтоковых корреляторов с целью получения информации о статических параметрах (массах, константах связи) адронов, построенных из массивных кварков. Позднее использование правил сумм для борелевских моментов позволило успешно определить многие характеристики легких мезонов и барионов. Логика дальнейшего развития метода привела на втором этапе к необходимости анализа трехтоковых амплитуд. В этом случае имеется возможность изучения как статических (ширины двухчастичных распадов и пр.), так и динамических (формфакторы) свойств адронов. Одной из важных задач здесь является разработка методов определения адронных характеристик, в которых явно учитывались бы эффекты ненулевых масс кварков. Необходимость такого учета связана с тем, что в реальном мире кварков приближение $m_q = 0$ плохо работает уже для S – кварков, для мезонов же с С-кварками роль m_c вообще очень существенна.

Актуальность исследования статических и динамических характеристик адронов с учетом масс составляющих кварков и разработки методов такого исследования определяется, помимо внутренней потребности развития и обобщения метода КХД правил сумм, еще и необходимостью анализа всевозрастающего потока экспериментальной информации, а также возможностью использования получаемых результатов для верификации различных гипотез и приближений в КХД.

<u>Цель работы</u> – исследование ряда статических и динамических характеристик мезонов, содержащих S-и C – кварки, в рамках метода правил сумм КХД; разработка способов учета и анализа эффектов ненулевых масс кварков на примере трехтоковых корреляционных функций.

<u>Научная новизна работы</u>

В диссертации разработан метод анализа КХД правил сумм для трехтоковых амплитуд с учетом масс составляющих кварков. Предложен способ построения ПС для отношения трехтокового коррелятора к двухтоковым с последующим разложением отношения по параметрам α_s и m_q^{-2}. Анализ таких ПС показывает стабильность результатов по отношению

к вариациям массы тяжелого кварка. Показано, что использование таких правил сумм дает возможность эффективно отделить информацию об интересующей величине от вкладов в ПС, связанных с вычетами в соответствующие токи. Показано, что в таком подходе значительно расширяется рабочая область ПС, мала роль пертурбативных поправок.

Разработана техника расчета и проведен качественный анализ спектральных плотностей для пертурбативных и непертурбативных вкладов. Найдены ширины радиационных переходов чармония $\Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma)$ и $\Gamma(\eta_c \to 2\gamma)$ в рамках предложенного подхода с учетом вкладов $O(\alpha_s)$ и $O(\langle G^2 \rangle)$, практически не зависящие от величины m_c.

Предложено обобщение метода борелевских правил сумм для исследования 3-токовых амплитуд, содержащих массивные кварки, в сочетании с ранее описанным подходом. Это позволяет повысить точность определения ширин радиационных распадов чармония, зафиксировать ширины распадов возбужденных состояний $\Gamma(\psi' \to \eta_c' \gamma)$, $\Gamma(\eta_c' \to 2\gamma)$. Получены также оценки ширин $\Gamma(\eta_c \to h)$, $\Gamma(\chi^0 \to 2\gamma)$.

Метод КХД ПС впервые использован для исследования формфактора мезона с учетом ненулевой массы S – кварка (K^+;K^0-мезоны). Получены ПС для формфактора $F_K(Q^2)$ в области промежуточных ($m_\varphi^2 \leq Q^2 \leq$ 4–5 ГэВ^2) передач импульса. Найдена модификация ПС в области $Q^2 \sim 0$. Вычислены электромагнитные радиусы K^+; K_0-мезонов. Рассчитана методом ПС КХД величина, характеризующая нарушение киральной $SU(3)$-симметрии: $\langle r_\pi^2 \rangle - \langle r_K^2 \rangle$. С целью апробации метода проанализирована модель квантово-механического осциллятора, для которого найден среднеквадратичный радиус основного уровня, описано поведение формфактора основного состояния в приближении локальной дуальности.

<u>Практическая ценность работы</u>. Развитый и апробированный в диссертации подход к исследованию правил сумм для трехточечных корреляционных функций как в форме степенных моментов при $Q^2 = 0$ или $Q_1^2 \neq 0$, так и для борелевских моментов может использоваться для определения статических и динамических характеристик тяжелых систем, т.е. там, где нельзя пренебречь массами кварков и существенна точность их определения. В частности, такой метод будет полезен при изучении распадов чармония и боттония, позволит предсказывать ширины распадов возбужденных уровней, находить мягкие волновые функции тяжелых мезонов.

Полученные в диссертации результаты для формфактора и зарядового радиуса К-мезона могут быть обобщены для изучения формфакторов D-, F-, B – мезонов и соответствующих зарядовых радиусов, для анализа эффектов нарушения киральной симметрии, изучения K_{ℓ_3} – формфакторов.

Результаты могут использоваться для анализа данных по Ke^--рассеянию, стимулируют дальнейшие эксперименты для чармония.

Разработанный подход и результаты его использования являются необходимым этапом на пути к созданию полной теоретической картины структуры и динамики адронов с учетом масс составляющих их кварков, а также важны при распространении метода ПС КХД на процессы, связанные с четырехтоковыми корреляторами.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 6 работ.

Апробация работы. Результаты, полученные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (1983-1985гг.), на научных семинарах отдела теоретической физики НИИ физики Ростовского университета.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав основного текста, заключения и 3 приложений. Текст диссертации изложен на 146 страницах, включая 19 рисунков и 2 таблицы. Библиографический список литературы содержит 139 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дается краткий очерк развития теории элементарных частиц, приводится обзор литературы, касающейся рассматриваемых в диссертации вопросов. Обсуждается актуальность темы и выбор объектов исследований, кратко излагаются содержание работы и полученные результаты.

В первой главе метод КХД правил сумм (ПС) используется для анализа радиационных переходов M1-типа в чармонии.

В § 1 дается краткое изложение метода КХД правил сумм, рассматриваемого в плане применения его для тяжелых мезонов. На примере двухтокового коррелятора изучается метод степенных моментов при $Q^2 = 0$ и $Q^2 \neq 0$; обсуждается выбор параметров правил сумм, в частности величины m_c, возможность выделения области стабильности (плато) по номерам моментов.

В § 2 вначале обсуждается история вопроса об исследованиях радиационных переходов в чармонии. Выводятся ПС, из которых можно извлечь значения ширин $\Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma)$ и $\Gamma(\eta_c \to 2\gamma)$. Для этого рассматривается трехточечный коррелятор двух векторных и псевдоскалярного токов, вычисляются вклады однопетлевой (борновской) диаграммы и степенных поправок, связанных с глюонным конденсатом $\langle G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \rangle$ (вклад вакуумных средних $\langle \bar{c} c \rangle$ подавлен большой величиной $\sim 1/m_c$).

Рассчитывается пертурбативная спектральная плотность $\rho^{TB}(s,t)$. После перехода к моментам в точке $Q^2 = 0$, $Q_1^2 = 0$ вклад степенных поправок в амплитуду имеет вид

$$M^{GG}_{nk} = -\frac{3}{2\pi^2} \frac{\varphi}{m_c^{2(n+k)+1}} \cdot \frac{(n+k)!(n+k+1)!}{(2n+2k+3)!} \times$$

$$\times \left[(n+k)(n+k+2)^2 - 2(n+k+1)(n-k) - (n-k)^2 \right],$$

$$\varphi = \frac{4\pi^2}{9} \cdot \frac{1}{(4m_c^2)^2} \left\langle \frac{\alpha_s}{\pi} G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \right\rangle.$$

В § 3 описан метод расчета поправок $O(\alpha_s)$ к полученным правилам сумм, обсуждается выбор расчетной схемы вычитаний ультрафиолетовых расходимостей. Ввиду сложности получения точного аналитического ответа находятся численные коэффициенты при α_s/π, приведенные в таблице I. Корректность разложения по $\alpha_s(\mu_{\overline{MS}} = m_c)$ обеспечивается малостью найденных коэффициентов.

§ 4 посвящен качественному анализу процесса радиационных переходов в чармонии на основе изучения формирования физической спектральной плотности. Выделяются характерные энергетические масштабы для этапов перехода от пертурбативной спектральной плотности к физической, найдена спектральная плотность степенных вкладов, содержащая члены $\delta'(s-t)$ и $\delta''(s-t)$, которые генерируют "уход" спектральной плотности с диагонали $s = t$.

В § 5 выписаны КХД правила сумм для радиационных переходов, имеющие форму

$$g_\psi h_{\eta_c} F_{\psi\eta_c} + g_{\psi'} h_{\eta'_c} \left(\frac{M_\psi}{M_{\psi'}}\right)^{2k} \left(\frac{M_{\eta_c}}{M_{\eta'_c}}\right)^{2n+1} F_{\psi'\eta'_c} +$$

$$+ g_{\psi'} h_{\eta_c} \left(\frac{M_\psi}{M_{\psi'}}\right)^{2k} F_{\psi'\eta_c} + g_\psi h_{\eta'_c} \left(\frac{M_{\eta_c}}{M_{\eta'_c}}\right)^{2n+1} F_{\eta'_c\psi} + \text{континуум} =$$

$$= \left(\frac{M_\psi}{m_c}\right)^{2k} \left(\frac{M_{\eta_c}}{m_c}\right)^{2n+1} \left[\widetilde{M}^0_{nk} + \widetilde{M}^{\alpha_s}_{nk} + \widetilde{M}^{GG}_{nk} \right],$$

где $\widetilde{M}^0_{nk} = \frac{3}{2\pi^2} \frac{[(n+k)!]^2}{(2n+2k+3)!}$, а $g_{\psi,\psi'}, h_{\eta_c,\eta'_c}$ – вычеты резонансов в соответствующие токи. Для перехода к анализу процесса $\eta_c \to 2\gamma$ нужно положить $K = 0$ и заменить $e\, e_Q$ на $e^2 e_Q^2$. Подробно рассматривается вклад континуума в ПС в зависимости от параметра порога континуума S_0 и $N = n+k$. Из полученных ПС определяется ширина $\Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma)$, при этом величины матричных элементов переходов между возбужденными состояниями фиксируются из эксперимента. Обсуждается роль α_s – поправок и величины $\langle G^2 \rangle$ в ПС. Подробно анализируется вопрос о влиянии величины m_c на конечный результат.

В § 6 предлагается метод анализа правил сумм для тяжелых кварковых систем, позволяющий получать результаты, стабильные относительно вариаций массы кварка, в частности надежно определить ширины $\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)$ и $\Gamma(\eta_c\to 2\gamma)$. Для этого рассматривается симметризованное отношение

$$R_N = \frac{M^A_{N/2,N/2}}{(M^V_N\cdot M^P_N)^{1/2}} ,$$

где M^V_N, M^P_N – моменты, связанные с корреляторами двух векторных или псевдоскалярных токов. Раскладывая R_N по α_s и $1/m_c^2$, находим ПС с широким плато, при этом зависимость от m_c оказывается весьма слабой ($\sim 1/m_c$). Показано, что снижается и роль α_s – поправок. Для ширины $J/\psi\to\eta_c\gamma$ получено значение

$$\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma) = 2{,}6 \pm 0{,}5 \text{ кэВ}.$$

Аналогично определяется ширина распада $\eta_c\to 2\gamma$:

$$\Gamma(\eta_c\to 2\gamma) = 3{,}8 \pm 0{,}4 \text{ кэВ},$$

что указывает на значительные релятивистские поправки к этому процессу. Кратко обсуждается вариант ПС для степенных моментов при $Q^2\neq 0$, $Q_1^2\neq 0$, а также степень согласованности результатов различных подходов между собой и с экспериментом.

Вторая глава посвящена обобщению метода борелевских правил сумм КХД для трехтоковых амплитуд, содержащих массивные кварки, на примере радиационных переходов в чармонии.

В § I кратко обсуждаются возможности и особенности метода борелевских моментов в применении к легким и тяжелым мезонам, рассматривается зависимость результатов от величины m_c.

В § 2 выписаны борелевские ПС для корреляторов, определяющих вычеты g_ψ и h_{η_c}, получены борелевские ПС для процесса $\eta_c\to 2\gamma$. С использованием дифференцирования по параметру M^2 и метода, описанного в первой главе, находится ПС, откуда с точностью $\lesssim$ 10% определяется

$$\Gamma(\eta_c'\to 2\gamma) = 3{,}3 \pm 0{,}4 \text{ кэВ}.$$

Это значение используется для уточнения ширины $\Gamma(\eta_c\to 2\gamma)$. Результат для последней величины близок к найденной в первой главе и практически не зависит от выбора m_c. Вклад матричного элемента $F_{\eta_c'\to 2\gamma}$ в соответствующие ПС оказывается значительным.

В § 3 анализируются борелевские ПС, описывающие процесс $J/\psi\to\eta_c\gamma$. Аналогично процессу $\eta_c'\to 2\gamma$ находятся ПС, из которых фиксируется матричный элемент перехода $\psi'\to\eta_c'\gamma$. При этом

$$\Gamma(\psi'\to\eta_c'\gamma) = 0{,}7 \pm 0{,}2 \text{ кэВ}.$$

Используя найденное значение $F_{\psi'\to\eta_c'\gamma}$, получаем

$$\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma) = 2{,}6 \pm 0{,}4 \text{ кэВ}.$$

Все полученные результаты устойчивы по отношению к изменениям параметров ПС.

§ 4 посвящен обсуждению результатов. Подробно анализируется подход Аппельквиста-Политцера, откуда находится

$$\Gamma(\eta_c\to h)_{\text{пс}} = 9 \pm 1 \text{ МэВ}.$$

Получена также оценка ширины

$$\Gamma(\chi^0\to 2\gamma) = 4{,}6 \pm 0{,}9 \text{ кэВ}.$$

Отмечается значительное расхождение волновых функций $^1S_0$ и 1^3S_1 состояний чармония в нуле. Обсуждается корреляция результатов КХД ПС и потенциальных подходов, а также расхождение $\Gamma(J/\psi\to\eta_c\gamma)$ с экспериментом.

В главе 3 метод КХД правил сумм используется для анализа поведения формфактора К-мезона в области малых $0\lesssim Q^2\lesssim m_\rho^2$ передач импульса.

В § I выводится ПС для формфактора $K^+(K^0)$-мезона в области умеренных Q^2 ($m^2_{\rho,\varphi}\leq Q^2\lesssim$ 4-5 ГэВ^2). Исходным объектом является коррелятор двух аксиальных и векторного токов. Вычисляются вклады однопетлевой диаграммы и степенных поправок $\sim\langle\bar q q\rangle$, $\langle\bar q q\rangle^2$, $\langle G^2\rangle$. Для перехода к реальным физическим состояниям используется двойное спектральное представление. Найдена пертурбативная спектральная плотность $\rho^{\text{ТВ}}(s_1, s_2, t, m_s^2)$. Анализируются ПС для коррелятора двух аксиальных токов, откуда определяются масса и вычет возбужденного состояния К-мезона. После применения борелевского преобразования по параметру $S\equiv -p_1^2=-p_2^2$, где p_1, p_2 – импульсы начального и конечного состояний К-мезона, получаем в области умеренных Q^2

$$\left[f_K^2\,\frac{F_K(t)}{M^2}+C_K(t)\right]e^{-M_K^2/M^2}+\left[f_{K'}^2\,\frac{F_{K'}(t)}{M^2}+C_{K'}(t)\right]e^{-M_{K'}^2/M^2} =$$

$$
= \frac{3}{2\pi^2}\int_0^1 dx \int_0^1 dy \cdot x\bar{x}\, e^{-\frac{t}{M^2}\frac{x}{\bar{x}}\, y\bar{y}} \left[e_u e^{-m_s^2/M^2 x} - e_s \cdot e^{-m_s^2/M^2 \bar{x}} \right] +
$$

$$
+ e_u \frac{m_s \langle \bar{s}s\rangle}{M^4} + \frac{16}{81}\cdot\frac{\pi\alpha_s}{M^6}\left[e_u \langle \bar{s}s\rangle^2 - e_s \langle \bar{u}u\rangle^2 e^{-m_s^2/M^2} \right] +
$$

$$
+ \frac{16}{9}\cdot\frac{\pi\alpha_s \langle \bar{s}s\rangle\langle \bar{u}u\rangle}{M^6}\left[2\int_0^1 dx\cdot x\, e^{-m_s^2/M^2 x}\cdot e_u - 3\int_0^1 dx\cdot x^2 e^{-m_s^2/M^2 \bar{x}} \times \right.
$$

$$
\left. \times e_s \right] + \frac{8}{243}\cdot\frac{t\,\pi\alpha_s}{M^8}\left[e_u\langle \bar{s}s\rangle^2 - e_s \langle \bar{u}u\rangle^2 e^{-m_s^2/M^2} \right] + \frac{t}{18}\cdot\frac{e_u}{M^8} \times
$$

$$
\times \left[m_s^3 \langle \bar{s}s\rangle - \frac{1}{2} m_s \langle ig\bar{s}\sigma_{\mu\nu}\lambda^a G^a_{\mu\nu} s\rangle \right] - \frac{32}{81}\cdot\frac{e_u}{tM^4}\pi\alpha_s \langle \bar{u}u\rangle^2 e^{-m_s^2/M^2} +
$$

$$
+ \frac{32}{81}\frac{e_s}{(t+m_s^2)M^4}\pi\alpha_s\langle \bar{s}s\rangle^2 + \frac{2}{3}\frac{e_s}{(t+m_s^2)M^4}\left[m_s^3 \langle \bar{s}s\rangle - \frac{1}{2} m_s \times \right.
$$

$$
\left. \times \langle ig\bar{s}\sigma_{\mu\nu}\lambda^a G^a_{\mu\nu} s\rangle \right] + \frac{\langle \alpha_s/\pi\, G^2\rangle}{12 M^4}\left\{ e_u \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, e^{-\frac{t}{M^2} x\bar{x}\frac{y}{\bar{y}} - \frac{m_s^2}{M^2 y}} \right.
$$

$$
\left[1 + \frac{t^2}{2M^4}(x\bar{x})^2\frac{y}{\bar{y}^3} - \frac{t}{M^2} x\bar{x}\frac{y}{\bar{y}^2} \right] - e_s \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, e^{-\frac{t}{M^2} x\bar{x}\frac{y}{\bar{y}} - \frac{m_s^2}{M^2\bar{y}}} \times
$$

$$
\left. \times \left[1 + \frac{t^2}{2M^4}(x\bar{x})^2\frac{y}{\bar{y}^3} - \frac{t}{M^2} x\bar{x}\frac{y}{\bar{y}^2} + 2\frac{m_s^2 t}{M^4}(x\bar{x})^2\frac{y}{\bar{y}^3} - \frac{m_s^2}{M^2}\cdot\frac{y}{\bar{y}^2} \right] \right\} +
$$

$$
+ 1/3\; e_u \cdot m_s^3 \langle \bar{s}s\rangle / M^6 + O(\alpha_s); \quad t \equiv Q^2.
$$

Обсуждается возможность перехода в область $Q^2 \sim 0$.

§ 2. Здесь подробно описывается процедура расчета вкладов, дополнительных к пертурбативной амплитуде и непертурбативным поправкам. Результат операторного разложения для таких вкладов сводится к появлению некоторых корреляторов двух локальных операторов. Их вычисление производится либо с помощью правил сумм, которые для этих корреляторов находятся и обрабатываются стандартным образом, либо с использованием уравнений движения.

После получения окончательного вида ПС для $F_K(Q^2)$ при $Q^2 \sim 0$, где уже не содержатся расходимости $\sim \ln Q^2$, $1/Q^2$, используется методика обработки ПС, позволяющая вычислить электромагнитные радиусы K^+- и K^0-мезонов:

$$
\langle r^2_{K^+}\rangle = (0{,}26 \pm 0{,}06)\ \text{фм}^2,
$$

$$
\langle r^2_{K^0}\rangle = -(0{,}044 \pm 0{,}010)\ \text{фм}^2.
$$

Поведение $F_K(Q^2)$ при $Q^2 \lesssim 0{,}1$ ГэВ^2 неплохо согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

В § 3 метод КХД ПС применяется для нахождения разности зарядовых радиусов π- и K-мезонов. Используя ПС для $F_\pi(Q^2)$ и $F_K(Q^2)$ при $Q^2 \sim 0$ и равенство $M^2_{A'} = M^2_{K'} - M^2_K$, удается после обработки ПС зафиксировать значение

$$
\Delta(r^2) \equiv \langle r^2_\pi\rangle - \langle r^2_K\rangle = (0{,}13 \pm 0{,}04)\ \text{фм}^2.
$$

В § 4 анализируется методика определения среднеквадратичного радиуса основного состояния на примере квантово-механического осциллятора. Для этого изучаются ПС

$$
\left(\frac{m\omega}{\pi}\right)^{N/2} e^{-\frac{N}{2}\left(\frac{\omega}{\varepsilon_1} + \frac{\omega}{\varepsilon_2}\right)} \cdot \left\{ F_{00}(q^2) + F_{01} e^{-\frac{2\omega}{\varepsilon_1}} + \right.
$$

$$
\left. + F_{10} e^{-\frac{2\omega}{\varepsilon_2}} + F_{11} e^{-2\left(\frac{\omega}{\varepsilon_1} + \frac{\omega}{\varepsilon_2}\right)} + \ldots \right\} = \left[\frac{m\omega}{2\pi(1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2)} \right]^{N/2} \times
$$

$$
\times \left[1 - \frac{\omega^2}{6}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}\right)^2 + \frac{\omega^4}{180}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}\right)^4 + \ldots \right] \exp\left\{ -\frac{q^2}{2m(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}\left(1 - \frac{\omega^2}{3\varepsilon_1\varepsilon_2} + \ldots\right) \right\}.
$$

Показано, что найденное в приближении локальной дуальности выражение

$$
F_{00}(q^2)_{\text{теор}} = \frac{2}{\pi}\left\{ \arccos\sqrt{\frac{q^2}{8m\omega}} - \sqrt{\frac{q^2}{8m\omega}\left(1 - \frac{q^2}{8m\omega}\right)} \right\}
$$

хорошо описывает поведение $F_{00}(q^2)$ в области $q^2 = (1 \div 3)m\omega$. На основе моделирования формфакторов высших состояний эффективными формфакторами находятся ПС для определения $\langle r^2_{00}\rangle$. Из этих ПС получается

$$
\langle r^2_{00}\rangle_{\text{пс}} = (0{,}23 \pm 0{,}2)/m\omega.
$$

При этом точное значение равно

$$\langle r_{oo}^2 \rangle_{\text{точн}} = 0,25/m\omega .$$

§ 5 посвящен обсуждению результатов, полученных для К-мезона. Рассматривается вопрос о согласованности полученных результатов с данными модели векторной доминантности, определяются величины $g_{\rho KK}/g_{\rho\pi\pi}$, $g_{\rho KK}/g_{\varphi KK}$.

<u>В заключении</u> сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

В приложении А описывается метод расчета двойной спектральной плотности трехтокового коррелятора. Кратко отмечена специфика расчета $\rho^{TB}(s,t)$ для К-мезона и гармонического осциллятора. Приложение Б содержит полные выражения для членов $O(\alpha_s)$ в амплитуде, описывающей радиационные распада чармония. В приложении В приводится ряд формул, необходимых при расчетах степенных поправок порядка $\langle G^2\rangle$ и $\langle \bar{q} q\rangle^2$.

<u>Основные результаты, полученные в диссертации</u>

1. Разработан метод анализа правил сумм для характеристик мезонов с учетом масс составляющих кварков, позволяющий получать результаты, устойчивые по отношению к вариациям массы тяжелого кварка. Установлено, что этот метод позволяет значительно расширить рабочую область правил сумм и снизить роль α_s – поправок.

2. С использованием этого метода получены правила сумм для радиационных распадов чармония с учетом пертурбативных и непертурбативных поправок. Вычислены ширины $\Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma)$ и $\Gamma(\eta_c \to 2\gamma)$. Результаты практически не зависят от величины m_c. Найдены и проанализированы спектральные плотности борновского и $O(\langle G^2\rangle)$-вкладов.

3. Метод борелевских ПС обобщен на случай трехтоковых корреляторов с массивными кварками в рамках вышеупомянутого подхода (см. пункт I). Найдены ширины распадов возбужденных состояний чармония $\Gamma(\psi' \to \eta_c' \gamma)$, $\Gamma(\eta_c' \to 2\gamma)$, повышена точность определения $\Gamma(J/\psi \to \eta_c \gamma)$ и $\Gamma(\eta_c \to 2\gamma)$, получены оценки для ширин $\Gamma(\eta_c \to h)$, $\Gamma(\chi^0 \to 2\gamma)$.

4. Получены борелевские правила сумм КХД, описывающие поведение формфактора К-мезона в области промежуточных передач $m_\varphi^2 \lesssim Q^2 \lesssim$ 4 – 5 ГэВ^2, найдена модификация правил сумм для $F_K(Q^2)$ при $Q^2 \sim 0$. Вычислена пертурбативная спектральная плотность для соответствующей амплитуды, рассчитано поведение $F_K(Q^2)$ при $Q^2 \lesssim$ 0,1 ГэВ^2.

5. Из анализа соответствующих ПС найдены величины электромагнитных радиусов K^+- и K_0-мезонов. Согласие с экспериментом ~10-15%. Методом ПС КХД вычислена величина параметра $\Delta(r^2) = \langle r_\pi^2 \rangle - \langle r_K^2 \rangle$, получены оценки отношений констант трехчастичных распадов.

6. Метод определения зарядовых радиусов мезонов исследован в точно решаемой модели квантово-механического осциллятора, показано, что метод позволяет найти среднеквадратичный радиус основного состояния с точностью $\lesssim$ 10-15%.

<u>Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:</u>

1. Бейлин В.А., Радюшкин А.В. Анализ распада $J/\psi \to \eta_c \gamma$ методом КХД правил сумм. – ЯФ, 1984, т. 39, в. 5, с. 1270-1274. (Preprint JINR E2-83-553, Dubna, 1983).
2. Beilin V.A., Radyushkin A.V. Quantum Chromodynamics Sum Rules and $J/\psi \to \eta_c \gamma$ Decay. – Nucl. Phys.B, 1985, v. 260, No. 1, p. 61-78. (Квантово-хромодинамические правила сумм и $J/\psi \to \eta_c \gamma$ распад. – Препринт ОИЯИ Р2-84-557, Дубна, 1984).
3. Бейлин В.А., Радюшкин А.В. Борелевские правила сумм для радиационных распадов чармония в КХД. – ЯФ, 1987, т. 45, в. 2, с. 546-557. (Препринт ОИЯИ Р2-85-974, Дубна, 1985).
4. Бейлин В.А., Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. Электромагнитный радиус К-мезона. – Препринт ОИЯИ Р2-87-134, Дубна, 1987.
5. Бейлин В.А., Нестеренко В.А., Радюшкин А.В. Формфактор К-мезона при малых Q^2. – Препринт ОИЯИ Р2-87-217, Дубна, 1987.
6. Бейлин В.А., Радюшкин А.В. Формфакторы осцилляторных состояний из правил сумм КХД. – Сообщение ОИЯИ Р2-87-216, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июня 1987 года.