ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-82-362

ХЕЛАШВИЛИ
Анзор Александрович

КИРАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ И КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ В ДИНАМИКЕ АДРОНОВ

Специальность: 01.04.02 – теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1982

Работа выполнена в Институте физики высоких энергий Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор Б.А.Арбузов

доктор физико-математических наук
профессор В.Г.Кадышевский

доктор физико-математических наук
профессор В.А.Матвеев

Ведущая организация – Математический институт им. В.А.Стеклова АН СССР (г. Москва)

Автореферат разослан " " ____________ 1982 г.

Защита диссертации состоится " " ____________ 1982 г. на заседании Специализированного совета Д047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук Р.А.Асанов

<u>Цель работы</u>. Настоящая диссертация посвящена изучению механизмов нарушения киральной симметрии, спектров адронов и низкоэнергетических теорем, разработке и развитию методов исследования связанных состояний спинорных частиц в релятивистской квантовой теории поля.

<u>Актуальность проблемы</u>. При исследовании закономерностей взаимодействия адронов и их спектров особое место занимают методы, основанные на использовании идеи нарушенных симметрий, а также динамических уравнений для связанных состояний в кварковых моделях. Мощные методы ренормализации и регуляризации, разработанные в наиболее плодотворном виде в работах Н.Н.Боголюбова и сотрудников, в синтезе с идеями нарушенных симметрий во многом определили успехи, достигнутые в понимании структуры киральных и калибровочных теорий, что привело к созданию единой теории электрослабых взаимодействий и квантовой хромодинамики. Квантовая хромодинамика по-новому поставила ряд актуальных проблем, в том числе проблему более глубокого понимания роли глобальных симметрий. Поэтому исследование механизмов нарушения киральных симметрий адронов, структуры эффективных киральных лагранжианов и низкоэнергетических теорем вновь приобретает важное значение.

С другой стороны, успехи кварковых и партонных представлений значительно усилили интерес к изучению связанных состояний частиц на основе динамических уравнений. Наличие спинов у составляющих приводит к необходимости более тщательного исследования релятивистских трехмерных уравнений квазипотенциального типа, введенных в квантовую теорию поля А.А.Логуновым и А.Н.Тавхелидзе. Это относится, в первую очередь, к исследованию квазипотенциальных уравнений для нового класса потенциалов – бесконечно растущих, обеспечивающих запирание кварков. Кварк-партонные представления в процессах рассеяния при высоких энергиях и больших значениях переданного поперечного импульса потребовали разработку новых методов привлечением аппарата квантовой теории поля на нуль-плоскости, и, соответственно, обобщения трехмерного формализма на этот случай.

Целесообразность поставленных в диссертации задач определяется не только теоретическими соображениями. Теоретические оценки низкоэнергетических параметров, а также предсказания относительно связанных состояний приобретают значение для проектирования и постановки экспериментов.

<u>Научная новизна</u>. В диссертации впервые обращено внимание на роль представления (I.8)+(8.I) в примеси с традиционным $(3.\bar{3})+(\bar{3}.3)$ в гамильтониане нарушения симметрии $SU_3 \times SU_3$ в описании σ-членов мезон-барионного рассеяния, и впервые построена $SU_3 \times SU_3$ сигма модель с билинейным механизмом нарушения, которая удовлетворительно описывает спектры частиц в $0^{\pm}$-нонетах, а также формфакторы $K_{\ell 3}$-распада. Дана теоретически непротиворечивая картина вычисления угла Кабиббо с помощью параметров нарушения киральной симметрии. Впервые изучено однопетлевое приближение в SU_3 сигма модели с линейным нарушением и исследовано ведущее неаналитическое поведение ряда физических величин, а также влияние на известные низкоэнергетические теоремы. Впервые получены квазипотенциальные уравнения для полной трехмерной волновой функции системы двух фермионов, и исследовано асимптотическое поведение в случае бесконечно растущих потенциалов. Сделано первое успешное применение аппарата квантовой теории поля на нуль-плоскости в квазипотенциальном подходе для фермионов. Впервые получены аналитические решения для логарифмического потенциала, с помощью которых исследованы спектральные закономерности кварк-антикварковых связанных состояний.

<u>Практическая ценность</u>. Квазипотенциальные уравнения для спинорных частиц, полученные в диссертации, неоднократно были использованы другими авторами в задачах нуклон-нуклонного рассеяния как в исследовании теоретических проблем (автомодельные асимптотики, предасимптотическое поведение), так и для полного описания данных по упругому рассеянию (в Дубне и Серпухове). Кроме того, результаты анализа в модели нарушения киральной симметрии находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Также хорошо согласуются с экспериментальными данными результаты вычислений по уровням чармония и ботомия. Имеются предсказания уровней как в системе тяжелых, так и легких кварков, часть из которых уже подтверждена экспериментами на e^+e^--пучках.

<u>Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации</u>:

1. Исследование роли октетного представления (I.8)+(8.I) в киральной динамике.
2. Получение модельного лагранжиана для $0^{\pm}$-мезонов с билинейными механизмами нарушения киральной симметрии.

3. Теоретическое обоснование схемы вычисления угла смешивания слабого взаимодействия с помощью параметров нарушения киральной симметрии.
4. Перенормировка SU_3 сигма модели для $0^{\pm}$-мезонов с линейным нарушением.
5. Исследование низкоэнергетических теорем в пределе киральной симметрии в однопетлевом приближении теории возмущений.
6. Получение трехмерного уравнения для полной (I6-компонентной) волновой функции и амплитуды рассеяния в системе двух спинорных частиц в квазипотенциальном подходе.
7. Исследование радиальных квазипотенциальных уравнений для бесконечно растущих центральных потенциалов.
8. Развитие методов исследования связанных систем фермионов в квантовой теории поля на нуль-плоскости.
9. Получение правил сумм и приближенных аналитических решений уравнения Шредингера с логарифмическим потенциалом и применение в описании кварк-антикварковых связанных состояний.

<u>Содержание работы</u>. Диссертация состоит из введения, двух частей (по три главы в каждой), заключения и приложения, содержит 259 страниц машинописного текста, 5 таблиц, 35 рисунков, библиографию из 286 наименований.

Во введении дана общая постановка задач, сформулированы основные гипотезы и предположения. Дается также краткий обзор основных вопросов, затронутых в диссертации.

I часть диссертации посвящена исследованию механизмов нарушения киральной симметрии и спектров адронов, в то время как II часть – разработке и развитию методов исследования связанных состояний спинорных частиц в релятивистской квантовой теории поля и изучению спектров кварк-антикварковых связанных состояний.

В I-ой главе диссертации изучена роль представления (I.8)+(8.I) в гамильтониане сильных взаимодействий в примеси с доминирующим представлением $(3.\bar{3})+(\bar{3}.3)$ в киральной динамике $SU_3 \times SU_3$, т.е. гамильтониан вида $H = H_0 + \varepsilon_0 u_0 + \varepsilon_8 u_8 + \delta_8 g_8$, где $u_i \in (3.\bar{3})+(\bar{3}.3)$ и $g_8 \in$ (I.8)+(8.I). Последние исследования в квантовой хромодинамике указывают на то, что эффективные киральные лагранжианы могут содержать квадратичные по мезонным полям члены, которые преобразуются как восьмая компонента октета. Восьмая компонента (I.8)+(8.I), коммутирует с генераторами подалгебры $SU_2 \times SU_2$, и, естественно, не вносит вклада в π-мезонные матричные элементы. В рамках алгебры токов и пионного ЧСАТ нами показано, что присутствие g_8 наряду с u_0, u_8 не видоизменяет известные правила сумм для формфакторов

K_{e_3}-распада, как, например,

$$f_-(m_K^2) + \left(1-\frac{m_\pi^2}{m_K^2}\right) f_+(m_K^2) = \frac{f_K}{f_\pi} - \frac{m_\pi^2}{m_K^2}\,\frac{Z_K}{Z_\pi}$$

Поэтому на основе только таких правил сумм нет оснований исключить g_8 из рассмотрения.

Более того, выясняется, что σ-член πN-рассеяния также не видоизменяется в присутствии g_8

$$\sigma_{NN}^{\pi\pi} = \frac{1}{3}\left(\sqrt{2}\,\varepsilon_0+\varepsilon_8\right)\langle N|\sqrt{2}\,u_0+u_8|N\rangle$$

Однако наличие g_8 сказывается на численные значения фигурирующих здесь матричных элементов, поскольку теперь расщепление масс в барионном октете обусловлено совместным действием u_8 и g_8. В результате этого возможно усиление матричного элемента $\langle N|u_8|N\rangle$. Делается разумное физическое предположение о том,что нарушение киральной симметрии не влияет на массу нуклона, $\langle N|\varepsilon_0 u_0+\varepsilon_8 u_8+\delta_8 g_8|N\rangle\approx 0$, и для традиционного значения параметра $c=\varepsilon_8/\varepsilon_0\approx -1{,}25$ получено следующее соотношение между σ-членами πN- и KN-рассеяний

$$\sigma_{NN}^{\pi\pi}\approx 13{,}4\ \text{МэВ} + 0{,}067\,\sigma_{PP}^{K^+K^+},$$

что в свете современных экспериментальных оценок $\sigma_{PP}^{K^+K^+}\approx$ 490–687 МэВ, дает удовлетворительное согласие

$$\sigma_{NN}^{\pi\pi}\approx 46 - 60\ \text{МэВ}$$

Далее исследованы билинейные механизмы нарушения киральной симметрии в рамках обобщенной SU_3 сигма модели для $0^\pm$-мезонов в приближении деревьев. На основе условий стабильности вакуума и требований киральной инвариантности получены уравнения для дивергенций векторных и аксиальных токов

$$\partial_\mu V_i^\mu = f_{ijk}\alpha_k M_{j\ell}^2 \tilde{S}_\ell + f_{ijk}\left(M_{j\ell}^2\tilde{S}_k\tilde{S}_\ell + m_{j\ell}^2\phi_k\phi_\ell\right) + \frac{1}{2} f_{ijk}\alpha_k\left(g_{S_jS_\ell S_m}\tilde{S}_\ell\tilde{S}_m + g_{S_j\phi_\ell\phi_m}\phi_\ell\phi_m\right),$$

$$\partial_\mu A_i^\mu = d_{ijk}\alpha_k m_{j\ell}^2\phi_\ell + d_{ijk}\left(m_{j\ell}^2\tilde{S}_k\phi_\ell - M_{j\ell}^2\phi_k\tilde{S}_\ell\right) + \frac{1}{2} d_{ijk}\alpha_k\left(g_{\phi_jS_\ell\phi_m}\tilde{S}_\ell\phi_m + g_{\phi_jS_m\phi_\ell}\tilde{S}_m\phi_\ell\right),$$

где $\alpha_k=\langle S_k\rangle_0$ – вакуумные средние скалярного поля, $\tilde{S}_k = S_k-\alpha_k$. $M_{j\ell}$ и $m_{j\ell}$ – массы скалярных и псевдоскалярных мезонов, соответственно. Возможность такой параметризации указывает на неразличимости друг от друга представлений, которые могут входить в гамильтониан нарушения киральной симметрии, если они построены в виде тензорных произведений нонетов $0^\pm$-мезонов и содержат поля S_i и ϕ_i в одинаковых суммарных степенях. Поэтому только хорошее согласие с экспериментальными данными полученных на основе уравнений дивергенций токов правил сумм недостаточно для установления мультиплетного содержания H_{SB}.

Получены также массовые формулы для членов нонета псевдоскалярных частиц и скалярной странной частицы $\varkappa$, в которых ответы выражены только через параметры нарушения симметрии. На основе этих формул проведен анализ модели $(3.\bar{3})+(\bar{3}.3)+(I.8)+(8.I)$ с нарушением

$$V_{SB}=\delta\left[a(S_0+cS_8)+d(U_0+cU_8)+eG_8\right],$$

где U_i, G_8 – билинейные члены. Согласно экспериментальным результатам последних лет, $M_{\varkappa}\approx$ I500 – I540 МэВ. Выяснено, что наилучшее описание спектра при тяжелом $\varkappa$ достигается в случае учета билинейных членов, причем представление (I.8)+(8.I) играет немаловажную роль. Одновременно, удовлетворительно предсказывается наклон скалярного формфактора K_{e_3}-распада, $\lambda_0\approx$ 0.02I, а угол смешивания в 0^--нонете – $\varphi\approx$ I8°. Выяснено также, что параметры нарушения симметрии находятся в одной из допустимых областей положительной определенности спектральных функций, причем симметрия лагранжиана близка к $SU_2\times SU_2$, а симметрия вакуума – к SU_3.

В данной модели при отсутствии члена с голой массой в симметричной части лагранжиана получается новая массовая формула для всех членов из $0^\pm$-нонетов

$$3(M^2_{\eta_s}+M^2_{\eta'_s})=m^2_\eta+m^2_{\eta'}+3m^2_\pi+4m^2_K+4M^2_\varkappa-M^2_{\pi_s}$$

Если в качестве скалярного нонета взять указанный недавно в литературе $S^*(1.005)$, $\varepsilon'(1.54)$, $\sigma'(1.3)$, $\varkappa(1.54)$, то эта массовая формула удовлетворяется достаточно хорошо.

Таким образом, на основе алгебры токов и ЧСАТ, а также конкретной модели с эффективным киральным лагранжианом показано, что в нарушении киральной симметрии $SU_3\times SU_3$ наряду с традиционным $(3.\bar{3})+(\bar{3}.3)$ присутствует и представление $(1.8)+(8.1)$.

II глава диссертации посвящена вопросу обоснования связи угла Кабиббо с парметрами нарушения киральной симметрии. В настоящее время в калибровочных моделях выяснено, что требования естественности сохранения аромата в хиггсовском секторе теории и вычисляемости различных нетривиальных углов смешивания исключают друг друга даже при рассмотрении радиационных поправок. Поэтому в калибровочных теориях часто ограничиваются задачей нахождения недиагональных массовых матриц, после диагонализации которых возникнут соотношения между углами смешивания и массами кварков. А это, в сущности, ничем не отличается от постановки аналогичной задачи в киральной динамике – найти первоначальный гамильтониан $H_{SB}(\theta_c=0)$, из которого вращением в унитарном пространстве придем к физически разумному гамильтониану. Мы показываем, что непротиворечивость с положительной определенностью нормы физических состояний в случае $SU_3\times SU_3$ требует введения угла Кабиббо <u>аксиальным</u> (а не векторным) вращением сохраняющего странность слабого изотопического тока вокруг 7-ой оси в унитарном пространстве. При этом $H_{SB}(\theta_c=0)$ должен содержать несохраняющий странность и четность член v_7. Дается обобщение на киральную симметрию $SU_4\times SU_4$. Использована инвариантность слабого тока ГИМ при $\theta_c=0$ относительно вращений генераторами F_7+F_{10}, $F^5_7+F^5_{10}$ и $F_7+F^5_7$ и доказана, что при $\theta_c=0$ наиболее общий гамильтониан нарушения киральной симметрии адронов $SU_4\times SU_4$, принадлежащий представлению $(4.\bar{4})+(\bar{4}.4)$ и сохраняющий СР и электрический заряд, дается выражением

$$H_{SB}(\theta_c=0)=c^\circ_0 u_0+c^\circ_3 u_3+c^\circ_8 u_8+c^\circ_{15}u_{15}+\delta^\circ_7 v_7,$$

т.е. в обоих случаях симметрии один и тот же недиагональный член, v_7, генерирует физический гамильтониан нарушения симметрии. При разных ограничениях на первоначальные параметры, c°_i, построены известные в литературе, а также новые решения для угла θ_c.

Подключение других представлений, в частности, $(1.8)+(8.1)$ в $SU_3\times SU_3$ не влияет на общее положение вещей. Данный подход в кварковых схемах (например, в КХД) означает использование антисимметричной массовой матрицы и аксиального вращения кварковых полей – в таком случае можно обеспечить положительность масс всех кварков. Таким способом дается обоснование некоторых результатов калибровочных моделей.

Теории с голдстоуновской реализацией симметрии имеют одну особенность в отличие от "обычных" – вследствие безмассовости голдстоуновских бозонов симметричный предел в таких теориях может быть сингулярным. Доказано, что голдстоуновский предел в теориях со спонтанным нарушением существует, но наличие логарифмических особенностей может привести к поправкам в низкоэнергетических теоремах, полученных в рамках алгебры токов и ЧСАТ. Этим вопросам в SU_3 сигма модели посвящена III-ья глава диссертации. В первую очередь, методом тождеств Уорда проведена перенормировка SU_3 сигма модели для $0^\pm$-мезонов с линейным нарушением. Классифицированы расходимости, выведены тождества Уорда (в Приложении) для сильносвязных функций Грина и построены их решения в приближении деревьев. В результате получена диаграммная техника Фейнмана для перенормированного ряда теории возмущений, с помощью которой построены перенормированные пропагаторы и вершинные функции в однопетлевом приближении. Далее рассмотрены их разложения в пределе киральной симметрии и низких энергий и выделены ведущие неаналитические вклады в явном виде. Изучено также неаналитическое поведение четырехугольных диаграмм.

Доказано, что хотя в отдельных факторах, как пропагаторы, вершинные функции, четырехугольные диаграммы, в пределе киральной симметрии $SU_3\times SU_3(c\to 0)$ проявляется неаналитическое поведение как типа $\ln c$, $c\ln c$, так и c^{-1}, в амплитудах рассеяния октетов псевдоскалярных частиц неаналитичности в низкоэнергетическом пределе сокращаются точно, и, следовательно, выполняются требования известных низкоэнергетических теорем.

В конце этой главы исследовано влияние неаналитических вкладов на формфакторы $K_{\ell 3}$-распада. Показано, что присутствующие в разложениях вершинных функций ложные особенности типа c^{-1} в формфакторах сокращаются точно, как следствие тождеств Уорда, но остаются логарифмические вклады, которые сказываются в первом же порядке по нарушению киральной симметрии

$$i\frac{d}{dt}\langle\pi^\circ(q_2)|\partial_\mu V^\mu_{K^-}(0)|K^+(q_1)\rangle\Big|_{t=0}\approx Ac\ln c+Bc+O(c^2\ln c)$$

В соответствии с этим, например, поправки к беспетлевому результату для наклона скалярного формфактора K_{e3}-распада составляют примерно 20–30 процентов.

Проведенное исследование однопетлевого приближения показывает, что свойства симметрии накладывают сильные ограничения и в высших порядках теории возмущений. Соотношения, которые в приближении деревьев выполняются точно, как следствия ограничений, налагаемых симметрией, в однопетлевом приближении видоизменяются лишь во втором порядке по нарушению симметрии и в этом же порядке сказываются неаналитические поправки ($c^2 \ln c$). Однако, величины (или соотношения), которые в приближении деревьев были пропорциональны нарушению симметрии, в однопетлевом приближении претерпевают изменения в первом же порядке по нарушению симметрии и тут же сказываются логарифмические поправки ($c \ln c$).

Следующие две главы посвящены развитию методов квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для спинорных частиц и применению в некоторых задачах. Основное достоинство квазипотенциального уравнения - его трехмерный характер, который проявляется в отсутствии нефизического параметра относительного времени. Характерная особенность метода для спинорных частиц заключается в проекционных свойствах свободной двухвременной функции Грина

$$\tilde{G}_0(E;\vec{p},\vec{q}) = -2\pi i\,\delta(\vec{p}-\vec{q})\left[E-H_1(\vec{p})-H_2(-\vec{p})\right]^{-1}\gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\Pi(\vec{p}) \equiv \delta(\vec{p}-\vec{q})F(\vec{p})\Pi(\vec{p}),$$

где

$$\Pi(\vec{p}) = \Lambda_1^{(+)}(\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) - \Lambda_1^{(-)}(\vec{p})\Lambda_2^{(-)}(-\vec{p})$$

В связи с этим ранее были сформулированы квазипотенциальные уравнения для спроектированных волновых функций и успешно применены в задачах для водородоподобных атомов в работах Фаустова. В главе IУ мы получаем квазипотенциальное уравнение для полной (16-компонентной) волновой функции, пользуясь вспомогательным оператором

$$\tilde{G}' = F(\vec{p}) + \widetilde{G_0 K G},$$

который свободен от проектирующих свойств, а вблизи полюса связанного состояния ведет себя так же как и $\tilde{G}$. Тогда с помощью известных способов получаем уравнение

$$\left[E-H_1(\vec{p})-H_2(-\vec{p})\right]\Psi_E(\vec{p}) = \gamma_0^{(1)}\gamma_0^{(2)}\int d\vec{q}\,V(E;\vec{p},\vec{q})\Psi_E(\vec{q}),$$

в котором квазипотенциал V определен формально следующим образом

$$V = F^{-1}\cdot\widetilde{G_0 K G}\cdot \tilde{G}'^{-1}$$

Полученное нами уравнение есть обобщение уравнения теории пар Дирака на двухфермионную систему, поскольку в приближении мгновенного взаимодействия переходит в уравнение Солпитера, а не Брейта.

Выясняется, что введение квазипотенциальной амплитуды рассеяния с помощью "наивного" соотношения $\tilde{G} = \tilde{G}_0 + \tilde{G}_0 \tilde{T} \tilde{G}_0$ в случае спинорных составляющих противоречит природе полной функции Грина $\tilde{G}$. Регулярный способ состоит в использовании оператора $\tilde{G}'$:

$$\tilde{G}' = F + F\tilde{T}F$$

Введенный таким образом оператор $\tilde{T}$ удовлетворяет всем нужным соотношениям формальной теории рассеяния.

Далее рассмотрено квазипотенциальное уравнение для парциальных амплитуд вне энергетической поверхности с определенным значением полного углового момента J, и доказано представление вида

$$M_J(W;p,q) = \varphi_J^T(W;p,\tilde{q})F_J(W)\varphi_J(W;\tilde{p},q) + R_J(W;p,q),$$

где $F_J(W)$ - физическая амплитуда рассеяния, а факторы φ_J и R_J удовлетворяют определенным уравнениям. Тильда над относительными импульсами означает, что соответствующие импульсы частиц берутся на массовой поверхности. Причем

$$\varphi_J(W;\tilde{p},\tilde{q}) = 1, \qquad R_J(W;\tilde{p},q) = R_J(W;p,\tilde{q}) = 0$$

и ниже порога неупругих процессов, когда квазипотенциал действителен, эти факторы тоже действительные матрицы. Это обобщает известное в нерелятивистском случае представление и может быть применено в трехчастичных релятивистских уравнениях.

В следующем параграфе для локальных квазипотенциалов наиболее общего вида получена система радиальных уравнений как для двух фермионов, так и фермиона и антифермиона. В случае $J \neq 0$ имеется восемь радиальных функций, а в случае $J = 0$ - четыре, при каждом значении четности состояния.

Далее исследовано асимптотическое поведение радиальных функций на больших расстояниях в случае бесконечно растущих центральных потенциалов. Мы изучаем роль скалярного взаимодействия в квазипотенциальной динамике. Для этого скалярный потенциал подключаем наряду с 4-ой компонентой вектора разными проекционными способами, которые следуют из разных формулировок квазипотенциальных уравнений для спинорных частиц при бесконечном утяжелении составляющих. Показываем, что подключение скалярного потенциала во многих подходах устраняет парадокс Клейна из уравнений. При этом наиболее близкий к уравнению Шредингера (в смысле асимптотического поведения) результат следует, когда наряду с 4-ой компонентой вектора включается равный ему скалярный потенциал. Небезинтересно заметить, что последние исследования по тонкому и сверхтонкому расщеплению спектров чармония часто указывают именно на такую ситуацию в дальнодействующей (растущей) части потенциала.

В следующей, У-ой главе исследуется проблема связанных состояний в квантовой теории поля на нуль-плоскости. Интерес к переменным светового фронта главным образом обусловлен тем, что в этих переменных картина партонов получает необходимую наглядность. Рассмотрение фермионных связанных состояний в этих переменных потребовало привлечения аппарата квантовой теории поля на нуль-плоскости. Используя формальную эквивалентность матриц рассеяния в обычной (ковариантной) формулировке и формулировке нуль-плоскости, мы доказываем, что полная двухфермионная функция Грина и амплитуда Бете-Солпитера в квантовой теории поля на нуль-плоскости обладают проекционными свойствами по спинорным составляющим. Уравнение Бете-Солпитера в этой теории имеет вид

$$\chi_P(p) = -\bar{S}_F^{(1)}(\mu_1 P + p)\,\bar{S}_F^{(2)}(\mu_2 P - p)\int d^4q\, K(P; p, q)\,\chi_P(q),$$

где введены полный (P) и относительные (p, q) импульсы, а $\bar{S}_F$ есть свободный пропагатор

$$\bar{S}_F(p) = \frac{\hat{\bar{p}} + m}{p^2 - m^2 + i\varepsilon}, \qquad \bar{p}^{\mu} \equiv \left(\frac{\vec{p}_\perp^{\,2} + m^2}{p^+},\ p^+,\ \vec{p}_\perp\right),$$

т.е. в числителе $\bar{S}_F$ отсутствует p^-. Поэтому переход к квазипотенциальному уравнению на нуль-плоскости не встречает каких-либо затруднений. В наиболее общем случае, когда связанное состояние образовано n фермионами и m антифермионами, соответствующее уравнение имеет вид

$$\left(P^2 - \sum_{i=1}^{n} \frac{(\vec{p}_{i\perp} - \eta_i \vec{P}_\perp)^2 + m_i^2}{\eta_i} - \sum_{j=1}^{m} \frac{(\vec{q}_{j\perp} - \zeta_j \vec{P}_\perp)^2 + m_j^2}{\zeta_j}\right) \cdot$$

$$\cdot \prod_{i=1}^{n} \otimes(\hat{\bar{p}}_i + m_i)\, \Phi_P\left(\{\eta_i, \vec{p}_{i\perp}\}, \{\zeta_j, \vec{q}_{j\perp}\}\right) \prod_{j=1}^{m} \otimes(-\hat{\bar{q}}_j + m_j) =$$

$$= \int \prod_{i=1}^{n} d\vec{p}_{i\perp}' \prod_{j=1}^{m} d\vec{q}_{j\perp}'\, \delta^{(2)}\left(\vec{P}_\perp - \sum_{i=1}^{n} \vec{p}_{i\perp}' - \sum_{j=1}^{m} \vec{q}_{j\perp}'\right) \int_0^1 \prod_{i=1}^{n} \frac{d\eta_i'}{\eta_i'} \prod_{j=1}^{m} \frac{d\zeta_j'}{\zeta_j'}\, \delta\left(1 - \sum_{i=1}^{n} \eta_i' - \sum_{j=1}^{m} \zeta_j'\right) \cdot$$

$$\cdot \prod_{i=1}^{n} \otimes(\hat{\bar{p}}_i + m_i)\, V_P\left(\{\eta_i, \vec{p}_{i\perp}\}, \{\zeta_j, \vec{q}_{j\perp}\}; \{\eta_i', \vec{p}_{i\perp}'\}, \{\zeta_j', \vec{q}_{j\perp}'\}\right) \prod_{i=1}^{n} \otimes(\hat{\bar{p}}_i' + m_i) \cdot$$

$$\cdot \prod_{j=1}^{m} \otimes(-\hat{\bar{q}}_j' + m_j)\, \Phi_P\left(\{\eta_i', \vec{p}_{i\perp}'\}, \{\zeta_j', \vec{q}_{j\perp}'\}\right) \prod_{j=1}^{m} \otimes(-\hat{\bar{q}}_j + m_j)$$

В этих уравнениях обращает внимание максимальная близость с нерелятивистскими выражениями, инвариантность относительно группы, изоморфной галилеевой группе, сходство с кварк-партонной картиной. С другой стороны, пока не фиксирована никакая система отсчета и в квазипотенциале V_P максимально сохранена информация релятивистской квантовой теории поля.

Мы воспроизводим результаты одномезонного обмена, полученные ранее другими авторами в системе бесконечного импульса, но уже с учетом спина. Получены также выражения для формфакторов составных частиц через квазипотенциальные волновые функции на нуль-плоскости. Для исследования асимптотики формфакторов трехкварковым уравнениям придан вид уравнений Фаддеева, и на основе двух- и трехчастичных уравнений в модели одноглюонного обмена получено поведение волновых функций пиона и нуклона, и показано, как можно обосновать соответствие между асимптотическим поведением формфакторов и степенью внутренней сложности частиц, т.н. правило кваркового счета Матвеева, Мурадяна и Тавхелидзе. Хотя методы исследования асимптотики формфакторов достаточно хорошо известны в литературе, мы показали, что квазипотенциальная формулировка в сочетании с методами квантовой теории поля на нуль-плоскости представляет весьма удобный инструмент в данных задачах.

В последней, УI-ой, главе диссертации сначала исследуется уравнение Дайсона-Швингера для пропагатора глюона в теории Янга-Миллса применением калибровочно-инвариантного приближенного представления, которое равносильно симметричной замене в ядре уравнения одного из пропагаторов глюона "голым" пропагатором. В светоподобной калибровке ядро уравнения вычислено в квадратурах и для спектральной плотности пропагатора получено линейное уравнение. Это уравнение не имеет решения, отвечающего растущему потенциалу, т.е. доказано, что в линеаризованном приближении уравнение Дайсона-Швингера не ведет к конфайнменту.

Остальная часть этой главы посвящена логарифмическому потенциалу $V = C\ln(r/r_0)$ в уравнении Шредингера. Показано, что массовая формула имеет вид

$$M_n^\ell(m_1,m_2) = M_0(m_1,m_2) + C\,\xi_{n\ell}\,,$$

где $\xi_{n\ell}$ – собственные значения уравнения в безразмерной переменной

$$\left(\frac{d^2}{d\rho^2} + \xi - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} - \ln\rho\right)U(\rho) = 0, \qquad \rho = \frac{r}{\sqrt{2\mu C}}$$

и зависит лишь от n и ℓ, а

$$M_0(m_1,m_2) = m_1 + m_2 - \frac{C}{2}\ln\left(2\mu r_0^2 C\right)$$

есть точное выражение, не зависящее от n и ℓ.

Такая простая структура собственных значений позволяет в предположении универсальности параметров C и r_0 получить ряд <u>точных</u> массовых соотношений. Кроме того, уже для произвольных C и r_0 (не обязательно универсальных) следует <u>точное</u> правило отношений массовых интервалов в двух семействах кварков

$$\frac{M_2^\ell(Q\bar Q)-M_1^\ell(Q\bar Q)}{M_2^\ell(q\bar q)-M_1^\ell(q\bar q)} = \frac{M_3^\ell(Q\bar Q)-M_1^\ell(Q\bar Q)}{M_3^\ell(q\bar q)-M_1^\ell(q\bar q)} = \dots = \frac{M_n^\ell(Q\bar Q)-M_1^\ell(Q\bar Q)}{M_n^\ell(q\bar q)-M_1^\ell(q\bar q)}\,,$$

а также правило отношений лептонных ширин

$$\frac{\Gamma_{V_1} M_{V_1}^2}{\Gamma_{V_2} M_{V_2}^2} = \frac{\Gamma_{V_1'} M_{V_1'}^2}{\Gamma_{V_2'} M_{V_2'}^2} = \dots = \frac{\Gamma_{V_1^{(n)}} M_{V_1^{(n)}}^2}{\Gamma_{V_2^{(n)}} M_{V_2^{(n)}}^2}$$

Последнее правило основано на нерелятивистской формуле для ширины $\Gamma_n \sim |\psi_n(0)|^2$, однако пределы его применимости гораздо шире, так как большинство релятивистских поправок, а также квантово-хромодинамических поправок на близких расстояниях в отношениях лептонных ширин в основном взаимно сокращаются.

Полученные точные массовые формулы и правило массовых интервалов говорят в пользу того, что в семействах $(c\bar c)$, $(c\bar s)$ и $(s\bar s)$, а также $(b\bar b)$ можно пользоваться универсальными параметрами (независимость потенциала от типа кварков). Об этом свидетельствуют также лептонные ширины. Это свойство не распространяется на систему с участием легких (u или d) кварков, например, ρ -возбуждений. Однако не исключено, что логарифмический потенциал можно применить и для них, но с измененными значениями параметров. В связи с этим отметим, что заслуживает внимания более тщательное экспериментальное исследование области I – 2 ГэВ в e^+e^--пучках.

Нами построено также приближенное аналитического решение для волновых функций и собственных значений. Для $\xi_{n\ell}$ имеем

$$\xi_{n\ell} = \frac{1}{2} + \ln\left(2n-1+\sqrt{2\ell(\ell+1)+\frac{3(2n-1)^2+17}{36}}\right)$$

Это дает весьма близкое к численному решению результаты, но будучи аналитическим, позволяет проанализировать проблему более основательно. Например, имеющееся в потенциале аддитивное слагаемое не участвует в расщеплениях уровней, в то время как его численное значение влияет на определение массы кварка. При аналитическом решении (в противовес от численного) этот параметр считается произвольным, поэтому только из радиальных расщеплений масса кварка не фиксируется. В явном виде массу кварка содержат формулы для лептонных ширин, а также полученные нами массовые формулы. Комбинируя это, можно извлечь и массы кварков. Они получаются разумной величины (например, $m_c \approx 1.73$ ГэВ, $m_b \approx 5$ ГэВ, $m_s \approx 0.46$ ГэВ). Результаты расчета уровней чармония и ботомия, а также их лептонных ширин удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

В последнем параграфе исследованы тонкие и сверхтонкие расщепления низлежащих S- и P-уровней чармония в случае логарифмического потенциала с использованием гамильтониана Брейта-Ферми в порядке v^2/c^2. Показано, что если неизвестные параметры в этом гамильтониане (поскольку учитываются скалярное взаимодействие и аномальный хромомагнетизм) зафиксировать по расщеплению ^3P_J -уровней, то $\psi-\eta_c$ расщепление получается разумной величины, $\sim$ 100 МэВ. Если при этом использовать определенную ранее массу c кварка, выясняется, что основная роль в тонком расщеплении будет принадлежать скалярному взаимодействию.

В заключении приведены основные результаты диссертации:

I. Исследование роли октетного представления (I.8)+(8.I) в киральной динамике.

2. Получение модельного гамильтониана для $0^{\pm}$-мезонов с билинейными механизмами нарушения киральной симметрии.

3. Теоретическое обоснование схемы вычисления угла смешивания слабого взаимодействия с помощью параметров нарушения киральной симметрии.

4. Перенормировка SU_3 сигма модели для $0^{\pm}$-мезонов с линейным нарушением.

5. Исследование низкоэнергетических теорем в пределе киральной симметрии в однопетлевом приближении теории возмущений.

6. Получение трехмерного уравнения для полной (I6-компонентной) волновой функции и амплитуды рассеяния в системе двух спинорных частиц в квазипотенциальном подходе.

7. Исследование радиальных квазипотенциальных уравнений для бесконечно растущих центральных потенциалов.

8. Развитие методов исследования связанных систем фермионов в квантовой теории поля на нуль-плоскости.

9. Получение правил сумм и приближенных аналитических решений уравнения Шредингера с логарифмическим потенциалом и применение в описании кварк-антикварковых связанных состояний.

Апробация работы. Основные материалы диссертации докладывались на Международном семинаре по аксиоматическим вопросам квантовой теории поля (Ташкент, I972), Международной конференции по математическим вопросам квантовой теории поля и квантовой статистики (Москва, I972), ХУШ Международной конференции по физике высоких энергий (Тбилиси, I976), Международных семинарах по глубоконеупругим и инклюзивным процессам (Сухуми, I975), "Кварки-80" (Сухуми, I980), а также на Школах молодых ученых, организованных ОИЯИ и ТГУ (I972, I973, I975), научных семинарах ЛТФ ОИЯИ, ИФВЭ ТГУ, Республиканских и университетских конференциях.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

I. А.А.Хелашвили. Представление (I.8)+(8.I) в гамильтониане сильных взаимодействий. Дубна, I972. – I5 с. (Сообщения/Объед. ин-т ядерных исслед.: Р2-6739).
2. А.А.Хелашвили. Исследование модели нарушения киральной симметрии для $0^{\pm}$-мезонов. ТМФ, I97I, I4, с. 3I4-324.
3. А.А.Хелашвили. Сигма модель и описание формфакторов K_{e3}-распада. В сб. Школа молодых ученых по физике высоких энергий, Сухуми, I972. Дубна, I972. Р2-6867, с. 305-332.
4. А.А.Хелашвили. Представление (I.8)+(8.I) в гамильтониане адронов на примере SU_3 сигма модели. Труды Мат.Инст. АН СССР им. В.А.Стеклова, I975, CXXXVI, с. 3I2-339.
5. A.A.Khelashvili. Tree Approximation Treatment of the Chiral Symmetry Breaking Mechanism in the Generalized σ-Model and the Slope of the K_{e3}-Decay Form Factor. Nucl.Phys., 1975, B90, p. 336-348.
6. А.А.Хелашвили. Нонет скалярных бозонов в киральной динамике. Сообщения АН ГССР, I978, 89, с. 6I-64.
7. А.А.Хелашвили. Инвариантные свойства слабых взаимодействий и угол Кабиббо в киральной динамике. ТМФ, I978, 36, с. 324-334.
8. A.A.Khelashvili. Cabibbo Angle and Chiral Symmetry. Tbilisi State Univ., 1979. – 26 p.
9. А.А.Хелашвили, В.Ю.Хмаладзе. Исследование неаналитичности в пределе киральной симметрии в SU_3 сигма модели. ТМФ, I975, 23, с. 42I-426.
I0. А.А.Хелашвили, В.Ю.Хмаладзе. Перенормировка $SU_3 \times SU_3$ сигма модели для $0^{\pm}$-мезонов с линейным нарушением. ТМФ, I973, I5, с. 78-90.
II. А.А.Хелашвили. Квазипотенциальное уравнение для системы двух частиц со спином I/2. Дубна, I969. – I7 с. (Сообщения / Объед. ин-т ядерных исслед.: Р2-4327).
I2. А.А.Хелашвили. Двухчастичное условие унитарности и представление амплитуды упругого рассеяния спинорных частиц. Труды ТГУ, I972, А5/I47/, с. 6I-67.
I3. М.В.Маргвелашвили, А.А.Хелашвили. Радиальное квазипотенциальное уравнение для двух спинорных частиц. Труды ТГУ, I978, I96, с. 47-60.
I4. А.А.Хелашвили. Релятивистские уравнения в случае бесконечно растущих потенциалов. Сообщения АН ГССР, I98I, I04, с. 569-572.
I5. А.А.Хелашвили. Квазипотенциальное уравнение в квантовой теории поля на нуль-плоскости и формфакторы составных спинорных частиц. Дубна, I975. – 3I с. (Сообщения / Объед. ин-т ядерных исслед.: Р2-8750).

16. A.A.Khelashvili. Null-Plane Quantization and Quasipotential Equation for Composite Particles.
Труды ХУШ Межд. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. Дубна, 1977. Д1, 2-10400, т. I, с. С111-С113.
17. А.А.Хелашвили. Представление Дельборго и пропагатор глюона в светоподобной калибровке. ТМФ, 1981, 46, с. 225-231.
18. А.А.Хелашвили. О спектре логарифмического потенциала. Сообщения АН ГССР, 1978, 92, с. 321-324.
19. А.А.Хелашвили. Логарифмический потенциал и спектр векторных частиц. Сообщения АН ГССР, 1979, 93, с. 585-588.
20. А.А.Хелашвили. Логарифмический потенциал и некоторые закономерности спектров частиц. Труды ТГУ, 1979, 208, с. 23-44.
21. А.А.Хелашвили, М.А.Элиашвили. Области Окубо и представление (1.8)+(8.1) в киральной симметрии. Сообщения АН ГССР, 1972, 68, с. 557-560.
22. А.А.Хелашвили, В.Ю.Хмаладзе. Теорема Адемолло-Гатто в теории возмущений. Сообщения АН ГССР, 1974, 74, с. 321-324.
23. А.А.Хелашвили, В.Ю.Хмаладзе. Однопетлевые поправки к теореме Дашена и Вейнстейна вблизи кирально-симметричного предела в SU_3 σ-модели. Сообщения АН ГССР, 1975, 79, с. 57-60.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 мая 1982 года.