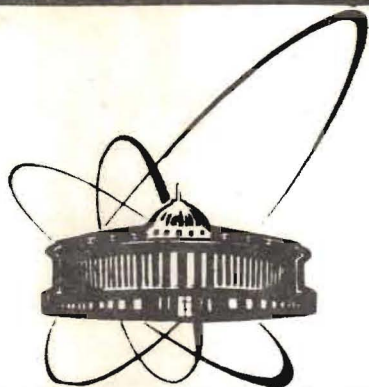


88-674



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

П 265

P2-88-674

В.Н.Первушин, Н.А.Сариков*, В.Каллис,
Б.Н.Куранов*

КХД ДЛЯ АДРОНОВ

Направлено в журнал "Nuclear Physics B"

*Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1988

1. Введение

Квантовая хромодинамика в основном применяется для изучения глубоконеупругих процессов с помощью интерпретации сечений этих процессов как мнимых частей кварк-глюонных диаграмм (пертурбативная КХД ^{1,2/}). Статус теории возмущений в этой области однозначно определяется формулой асимптотической свободы, а кварки и глюоны рассматриваются как свободные состояния (партоны).

Однако физически наблюдаемыми являются не партоны, а адроны — связанные состояния кварков и глюонов. Описание спектра и упругих взаимодействий адронов выходит за рамки пертурбативной КХД, и задача последовательного построения S -матрицы с асимптотическими адронными состояниями до сих пор не решена.

Попытке решения этой задачи посвящена настоящая работа. В основе нашего подхода лежит аналогия описания спектра и взаимодействия атомов в КЭД. Известно, что в КЭД вычисления спектра атомов проводятся исключительно в радиационной калибровке, и результаты с высокой точностью согласуются с экспериментальными данными. Статус других калибровок, в том числе ковариантных, рассмотрен в работах ^{3,4/}.

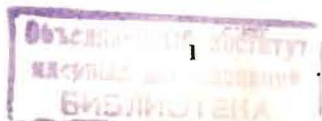
В работе ^{3/} показано, что в нерадиационных калибровках (из-за перепутывания непертурбативного кулоновского и пертурбативного поперечного полей) возникает бесконечное число диаграмм в каждом порядке теории возмущений по \mathcal{L} . Автор ^{3/} доказал взаимное сокращение нежелательных (отсутствующих в радиационной калибровке) поправок

$O(\alpha^3 \ln d)$ и сделал вывод о технической невозможности такого доказательства в порядке $(\alpha^4 \ln d^{-1})$ и выше. Общее доказательство калибровочной инвариантности, данное в работе ^{4/}, в отличие от работы ^{3/} неконструктивно, оно не учитывает выделенную непертурбативную роль кулоновского обмена. А в обеих работах ^{3,4/} не учитывается, что кулоновское поле задано с точностью до произвольного времениподобного вектора η ($\eta^2 = 1$), и изменение этого вектора $\eta \rightarrow \eta'$ ($\eta'^2 = 1$) совершается с помощью чисто калибровочных преобразований. Такое изменение

$\eta \rightarrow \eta'$ ведет к нарушению релятивистского закона дисперсии $(\mathcal{P}^2 = M^2)$ ^{15/}, если одновременно не сопровождается обычным преобразованием Лоренца $\mathcal{P} \rightarrow \mathcal{P}'$ так, чтобы η' была параллельной \mathcal{P}' (см. ^{16/}).

С нашей точки зрения, проблему калибровочной зависимости вычисления спектра атома можно решить без детальных расчетов с помощью анализа именно группы симметрии теории.

Напомним, что ядро однофотонного обмена (Бете — Солпитера) в



радиационной калибровке (K^R) совпадает с точностью до продольных частей (K^L) с ядром в любой калибровке, в том числе фейнмановской (K^F),

$$K_{(\eta)}^R = (K_{(\eta)}^C + K_{(\eta)}^T) = K^F + K_{(\eta)}^L \quad (1)$$

(индексы C и T обозначают кулоновскую и поперечную части соответственно),

$$K_{(\eta)}^F = -J_{(a)}^\mu \frac{g_{\mu\nu}}{q^2 + i0} J_{(b)}^\nu = -J_{(a)}^\mu J_{(b)}^\nu \frac{1}{q^2 + i0}, \quad (2)$$

$$K_{(\eta)}^L = - \frac{(q^\mu J_{(a)}^\mu)(q^\nu J_{(b)}^\nu) - (q^\mu J_{(a)}^\nu)(q^\nu J_{(b)}^\mu)}{(q^2)^2 (q^2 + i0)}, \quad (3)$$

где $q_\mu = \eta_\mu (q \cdot \eta)$, $q_\mu^\perp = q_\mu - q_\mu^\parallel$, $J_{(a,b)}$ - вершины фотонного обмена между частицами a и b , η - единичный временноподобный вектор (ось времени квантования). Если вершины $J_{(a,b)}$ представляют собой токи свободных частиц (рис. 1 а), то продольный оператор $K_{(\eta)}^L$ (3) обращается в ноль в силу закона сохранения токов ($J \cdot q = 0$), и вместе с $K_{(\eta)}^F$ исчезает зависимость от "внешнего" вектора η . Это означает, что S - матрица с асимптотическими состояниями свободных частиц ($S_{\text{своб}}$) является калибровочно-инвариантной и явно релятивистски-ковариантной. Таким образом, группой симметрии "свободной" S - матрицы $S_{\text{своб}}$ является произведение группы Лоренца (L) на произвольную калибровочную группу (\mathcal{G}),

$$G_{\text{на масс. пов.}}^L = L \otimes \mathcal{G}. \quad (4)$$

В случае связанных состояний составляющие частицы находятся вне массовой поверхности (рис. 1 б), и нельзя утверждать, что продольные фотоны не дают вклада. Простейшим примером диаграмм, где частицы в вершинах находятся вне массовой поверхности, является диаграмма собственной энергии электрона (рис. 1в).

Хорошо известно, что вычеты функции Грина электрона (G) в фейнмановской (F) и радиационной (R) калибровках отличаются:

$$\begin{aligned} \text{Res } G_F^L(p) &\neq 1, & (p = (p_0, 0, 0, 0), \eta_\mu = (1, 0, 0, 0)), \\ \text{Res } G_R^L(p) &= 1. \end{aligned}$$

Значит, для диаграммы, где частицы находятся вне массовой поверхности калибровочная инвариантность может отсутствовать. Кроме того, прямые вычисления вычета функции Грина для движущегося электрона показывают, что отсутствует и релятивистская ковариантность [7]

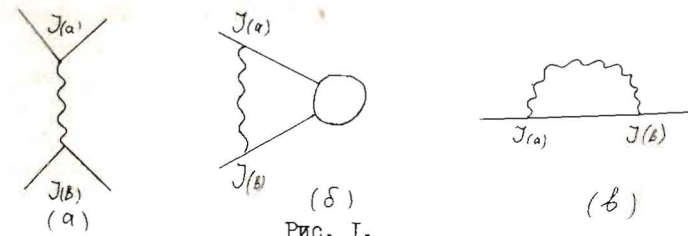


Рис. 1.

Фотонный обмен между частицами (а) и (б) в случаях, когда частицы на массовой поверхности (а) и в связанном состоянии (б), а также в случае генерации собственной массы фермиона (в).

$$\text{Res } G_R^L(p) \neq 1, \quad (p = (p_0, \vec{p} \neq 0), \eta_\mu = (1, 0, 0, 0)). \quad (5)$$

Как было указано впервые Гейзенбергом и Паули [8] (и переоткрыто другими авторами [9]), группой симметрии электродинамики в радиационных (поперечных) переменных является группа совместных преобразований Лоренца и специальных калибровочных преобразований ($\mathcal{G}_{\text{спец}}$),

$$G_{\text{спец. преоб.}}^L = L \oplus \mathcal{G}_{\text{спец.}}. \quad (6)$$

Специальные калибровочные преобразования имеют простой физический смысл: они изменяют калибровку так, чтобы поперечные и кулоновское поля "поворачивались" при преобразованиях Лоренца вместе с системой отсчета, т.е. калибровочные преобразования эффективно переводят исходную систему с осью времени η в систему с осью η' (рис. 2).

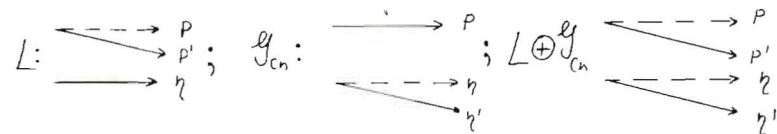


Рис. 2.

Изменение импульса (p) частицы при преобразовании Лоренца (L) и оси времени при калибровочных преобразованиях ($\mathcal{G}_{\text{спец.}}$).

Аналогичная ситуация в смысле симметрии существует и для связанных

состояний, удовлетворяющих уравнению Бете - Солпитера с кулоновским ядром. Как выше отмечалось, обычное преобразование Лоренца $\mathcal{P} = (\mathcal{P}^0, 0, 0, 0)$ $\rightarrow \mathcal{P}' = (\mathcal{P}^0, \vec{\mathcal{P}} \neq 0)$ в этом уравнении ведет к нарушению релятивистского закона дисперсии $1/5/ \mathcal{P}'^2 = M^2$ (где M - масса атома). Этот закон может быть восстановлен только в том случае, когда вместе с импульсом $(\mathcal{P}_I \rightarrow \mathcal{P}'_I)$ поворачивается и кулоновское поле, что совершается посредством специальных калибровочных преобразований группы $\mathcal{G}_{\text{сим}}$ спинорных полей (в высших порядках теории возмущений, \mathcal{L}^4 и больше, поворачиваются наряду с кулоновским и поперечные поля) (см. рис. 2).

Мы видим, что зависимость вычисления спектра связанных состояний от калибровки, т.е. продольной части ядра K_{η}^L , не только существует, но и является важнейшим элементом для формулировки релятивистской ковариантности теории в терминах физических поперечных переменных. Группа симметрии теории указывает, что отличие результатов для спектра атома, полученных в терминах этих поперечных переменных, от других калибровок следует ожидать как раз в порядке $\mathcal{L}^4 \ln d^{-1}$, так как сход с массовой поверхности частицы в атоме происходит в порядке \mathcal{L}^2 . Таким образом, радиационная калибровка может быть уникальной не только в техническом, как отмечено в работе ^{13/}, но и в физическом аспекте. Кроме того, так как вклад от K_{η}^L в (I) не исчезает, S -матрица связанных состояний $S_{\text{связ}}$, в отличие от $S_{\text{своб}}$, зависит от "внешнего" вектора - оси времени квантования η .

Гипотеза зависимости связанного состояния от внешнего вектора хорошо известна в релятивистской теории задачи двух тел ^{16/}, где в качестве такого вектора выбирают единичный вектор, пропорциональный оператору дифференцирования по полной координате $X = (X_{(1)} + X_{(2)})/2$, т.е.

$$\eta_m \sim \frac{\partial}{\partial X^m} . \quad (7)$$

Специальное калибровочное преобразование (группы $\mathcal{G}_{\text{сим}}$), осуществляющее эффективный поворот оси времени (η), было построено в работах многих авторов ^{19/}, однако наиболее последовательно это сделано для неабелевой квантовой теории в работе Швингера ^{10/}. Основные постулаты квантования Швингера и математическая уникальность радиационной калибровки (с точностью до выбора η) становятся естественными, если вместо обычного метода квантования Дирака (применяемого к $S_{\text{своб}}$) используется т.н. "минимальный" метод квантования калибровочных полей ^{17/}, основанный на явном решении уравнения Гаусса на временную компоненту поля $A_0 = \eta \cdot A$ и на тензоре энергии-импульса Беллинфанте. В "минимальном" подходе для КЭД, без фиксации калибровки как исходного положения, удается получить диаграммную тех-

нику в радиационной калибровке с явным построением группы преобразований Гейзенберга - Паули (6).

Таким образом, для релятивистски-ковариантного описания спектра и взаимодействия атомов в КЭД необходимы два принципа: "минимальное" квантование и выбор оси квантования (7).

Именно на этих двух принципах в настоящей работе основано описание адронов в рамках квантовой хромодинамики. Минимальное квантование неабелевой теории было сформулировано в работах ^{17/}, где показано, что явное решение уравнения Гаусса допускает квадратично растущий потенциал, который служит инфракрасным доопределением гамма-функции КХД. Квантовую хромодинамику с указанными доопределениями будем называть "минимальной" (КХД_{мин}).

Работа организована следующим образом. Раздел 2 посвящается описанию спектра и взаимодействия атомов в электродинамике с использованием двух вышеуказанных принципов. В п. 2.1 кратко излагаются основные отличительные черты минимального квантования от дираковского для электродинамики. В п. 2.2 выводятся уравнения для частиц в атоме и релятивистски-ковариантное трехмерное уравнение для связанных состояний, описываемых вспомогательными билакальными полями, в низшем порядке теории возмущений по поперечным фотонам. В п. 2.3 дается формализм S -матрицы ($S_{\text{связ}}$) для описания взаимодействия связанных состояний, в котором матричные элементы процессов определяются между асимптотическими стабильными состояниями (получаемыми решением трехмерного уравнения). Раздел 3 посвящен описанию спектра и взаимодействия адронов в рамках КХД_{мин}.

2. Релятивистское описание связанных состояний в КЭД

2.1. Минимальное квантование

Как отмечалось во Введении, "минимальное" квантование является более адекватным, чем квантование Дирака, для описания связанных состояний. Минимальное квантование электродинамики ^{17/} состоит в том, что из лагранжиана

$$\mathcal{L}(x) = -\frac{1}{4} (\mathcal{F}_{\mu\nu}(x))^2 - \bar{\Psi}(x) (i\partial + eA(x) - m^0) \Psi(x), \quad (8)$$

(где $\mathcal{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, $\partial = \gamma^\mu \partial_\mu$, $A = \gamma^\mu A_\mu$) и тензора энергии - импульса Беллинфанте

$$T_{\mu\nu} = \mathcal{F}_\mu^\lambda \mathcal{F}_{\lambda\nu} + \bar{\Psi} (i\partial_\mu - eA_\mu) \gamma_\nu \Psi - g_{\mu\nu} \mathcal{L} + \frac{i}{4} \partial^\lambda (\bar{\Psi} \Gamma_{\lambda\mu\nu} \Psi), \quad (9)$$

(где $\Gamma_{\lambda\mu\nu} = \frac{1}{2} [\delta_{\lambda\mu} \gamma_\nu + g_{\mu\nu} \gamma_\lambda - g_{\lambda\nu} \gamma_\mu]$) исключают на классическом уровне нефизические степени свободы путем яв-

ного решения уравнения Гаусса

$$\partial_i^2 A_0 = j_0 + \partial_0 \partial_i A_i, \quad (A_0 = \frac{1}{\partial^2} (\partial_0 \partial_i A_i + e \psi^+ \psi)). \quad (10)$$

В результате теория (8), (9) выражается исключительно в терминах физических поперечных переменных как функционалов от исходных полей

$$\begin{aligned} A_i \text{ и } \Psi: \\ A_i^T = \mathcal{V} (\hat{A}_i + \partial_i) \mathcal{V}^{-1}, \quad (\mathcal{V} = \exp(-\frac{\partial_i \hat{A}_i}{\partial^2}), \quad \hat{A}_r = i e A_r); \\ \Psi^T = \mathcal{V} \Psi, \quad \Psi^{T+} = \Psi^+ \mathcal{V}^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

В частности, гамильтониан записывается в виде

$$\mathcal{H} = T_{00} = \frac{1}{2} \mathcal{F}_{0i}^2 (A^T) + \frac{1}{4} \mathcal{F}_{ij}^2 + \bar{\Psi}^T (i \gamma_j \partial_j + m) \Psi^T + j_i^T A_i^T. \quad (12a)$$

Для свободного поля A_i^T соответствующий гамильтониан диагонален в терминах двух инвариантных переменных A_r ($r=1,2$), определяемых как

$$A_i^T(k) = e_i^r(k) A_r(k), \quad (\sum_{r=1,2} e_i^r e_j^r = \delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{|k|^2}),$$

т.е.

$$\mathcal{H}_0(A) = \frac{1}{2} \mathcal{F}_{0i}^2 (A^T) + \frac{1}{4} \mathcal{F}_{ij}^2 = \frac{1}{2} [A_r^2 + (\partial_i A_r)^2]. \quad (12b)$$

Условие поперечности переменных (II), исключающее одновременно временную (A_0) и продольную ($\partial_i A_i$) компоненты поля, является следствием решения уравнения Гаусса (10) и калибровочной инвариантности теории ((5), (6))^{x)}.

Важно отметить следующие трансформационные свойства функционалов (II): 1) они являются инвариантными относительно калибровочных преобразований исходных полей, и 2) преобразование Лоренца исходных полей A_i, Ψ генерирует в терминах функционалов A_i^T, Ψ^T группу (6) совместных калибровочных и релятивистских преобразований

$$\begin{aligned} \delta_L^0 A_k^T[A] &= \delta_L^0 A_k^T(x') + \partial_k \Lambda(x'), \\ \delta_L^0 \Psi^T[\Psi] &= \delta_L^0 \Psi^T(x') + i e \Lambda(x') \Psi^T(x'), \end{aligned} \quad (13)$$

где $\Lambda = \epsilon_k \frac{1}{\partial^2} (\dot{A}_k^T + \frac{\partial_k}{\partial^2} \Psi^+ \Psi)$ - калибровочный поворот, δ_L^0 - обычное преобразование Лоренца с параметром ϵ_k ($x'_k = x_k + \epsilon_k t$).

^{x)} В этом легко убедиться, учитывая тождества $\mathcal{F}_{0i} = \partial_0 A_i - \partial_i A_0$, $[\mathcal{F}_{0i}] = (\delta_{ij} - \partial_i \frac{1}{\partial^2} \partial_j) \partial_0 A_i - \frac{\partial_i}{\partial^2} e \psi^+ \psi = \partial_0 A_i^T - \partial_i \frac{1}{\partial^2} e \psi^+ \psi$.

На классическом уровне имеются следующие отличия "минимального" подхода от метода Дирака: явное решение уравнения связи (10), что означает переход к нелокальным переменным (II); выбор калибровочно-инвариантного тензора энергии-импульса (9); нелокальные преобразования Лоренца (13) поперечных физических переменных A_i^T и Ψ^T . При построении переменных (II) остается лишь произвол в выборе оси квантования $\eta_\mu = (1, 0, 0, 0)$, ($A_0 = A_r^T \eta_\mu$), в качестве которого можно выбрать любой единичный вектор η' ($\eta'^2 = 1$), связанный с исходным вектором η преобразованием Лоренца (этот произвол аналог выбора калибровки в методе Дирака).

Квантование теории с гамильтонианом (12), выраженным только в терминах физических переменных, осуществляется с помощью обычных перестановочных соотношений

$$\begin{aligned} [A_r(t, \vec{x}), A_s(t, \vec{y})]_- &= \delta_{rs} \delta^3(\vec{x} - \vec{y}) \\ [\Psi^T(t, \vec{x}), \Psi^T(t, \vec{y})]_+ &= \delta^3(\vec{x} - \vec{y}) \end{aligned}$$

(остальные коммутаторы тривиальны).

Трансформационные свойства классических переменных (13) и квантовых операторов $\Psi^T(x)$ и $A_i^T(x) = e_i^r(x) A_r$ совпадают. Это означает, что квантованным локальным операторам $\Psi^T(x)$ и $A_i^T(x)$ соответствуют на классическом уровне нелокальные переменные (II).

Термин "релятивистская ковариантность" в минимальном квантовании имеет два смысла: релятивистская ковариантность как форма записи, которая достигается выбором оси квантования (7), и релятивистская ковариантность как трансформационное свойство, определяемое группой $(G_{\text{ков. инв.}})$ совместных релятивистских и специальных калибровочных преобразований, физических переменных (13).

2.2. Релятивистски-ковариантное описание атомов

Электродинамика с дополнительными принципами - минимального квантования и выбором оси квантования - дает релятивистски-ковариантное описание атомов в каждом порядке теории возмущений. Как отмечалось выше, в таком подходе радиационная калибровка вместе с группой симметрии (6) возникает естественно (в результате явного решения уравнения Гаусса).

Рассмотрим релятивистское ковариантное описание атомов в пренебрежении радиационными поправками (обусловленными обменом поперечными фотонами) с помощью формализма вспомогательных бислокальных полей $\mathcal{M}(x, y)$ /II/. Будем исходить из эффективного действия с четырехфермионным взаимодействием, которое имеет вид

$$S = \int d^4x \bar{\psi}(x) (-i\partial + m) \psi(x) - \frac{1}{2} \int d^4x d^4y \psi_{\beta_2}(y) \bar{\psi}_{\alpha_1}(x) [K_{\alpha_1\beta_2}(x-y)] \psi_{\alpha_2}(x) \bar{\psi}_{\beta_1}(y) = \equiv (\psi \bar{\psi}, G_0^{-1}) - \frac{1}{2} (\psi \bar{\psi}, K_{\alpha_1\beta_2} \psi \bar{\psi}). \quad (14)$$

Здесь α_i и β_i - дираковские индексы; $K_{\alpha_1\beta_2}$ - ядро, определяемое через потенциал Кулона $V_0(\vec{x}) = -\alpha/|\vec{x}|$ в следующем виде

$$K_{\alpha_1\beta_2}(x) = \eta V_0(x^4) \eta \delta(x''), \quad (15)$$

где $\eta = \eta^* \eta$, $x'' = x'' - \eta''(\eta \cdot x)$, $\eta^2 = 1$.

Именно такое определение ядра с выбором оси времени, параллельной вектору дифференцирования по полной координате связанного состояния (7), ведет к релятивистски-ковариантному описанию атомов.

Эффективное действие (14), после усреднения по фермионным полям, записывается в терминах бислокальных полей $m(x,y)$ в следующем виде /II, I2/

$$S_{\text{eff}}[m] = + \frac{1}{2} (m, K_{\alpha_1\beta_2}^{-1} m) - i \text{Tr} \ln (-G_0^{-1} + m), \quad (16)$$

где след Tr означает интегрирование и суммирование.

Условие экстремума для этого действия в точке $m = \Sigma$

$$\frac{\delta S_{\text{eff}}[m]}{\delta m} = 0$$

ведет к уравнению Дайсона - Швингера для массового оператора фермиона

$$\Sigma(x-y) = \delta^{(4)}(x-y) m^0 - i (K_{\alpha_1\beta_2} G_z)(x-y), \quad (17)$$

где использовано компактное обозначение

$$(K_{\alpha_1\beta_2} G_z)(x-y) \equiv \int d^4z K_{\alpha_1\beta_2}(x-z) G_z(z-y).$$

Это уравнение определяет спектр фермионов в атоме.

Разложение действия (16) в окрестности стационарной точки по флуктуациям $\delta m' = m - \Sigma$ определяет свободное действие /II-I3/

$$S^{(2)}[m'] = \frac{N_c}{2} \left\{ (m', K_{\alpha_1\beta_2}^{-1} m') + \text{Tr} (G_z \delta m')^2 \right\} \quad (18)$$

и действие, описывающее взаимодействие

$$S_{\text{eff}}^{(2)}[m'] = i N_c \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{n} \text{Tr} \Phi^n \equiv \sum_{n=3}^{\infty} S_{\text{eff}}^{(n)}, \quad (19)$$

где

$$\Phi(x,y) = (G_z^{-1} m')(x,y) = \int d^4z G_z^{-1}(x,z) m'(z,y). \quad (20)$$

Условие экстремума $S_{\text{eff}}^{(2)}[m']$ в точке $m' = \Gamma$ совпадает с однородным уравнением Бете - Солпитера в лестничном приближении на вершинную функцию

$$\Gamma(x,y) = -i K_{\alpha_1\beta_2}(x-y) \int d^4z_1 d^4z_2 G_z^{-1}(x-z_1) \Gamma(z_1, z_2) G_z(z_2-y), \quad (21)$$

которую надо рассматривать совместно с уравнением (17).

В импульсном пространстве уравнения (17) и (21) записываются в следующем виде

$$\Sigma(k^+) = m^0 - i \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} V(k^+ - q^+) \eta G_z(q) \eta, \quad (22)$$

$$\Gamma_{(a,b)}(k/\mathcal{P}) = -i \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} V(k^+ - q^+) \eta_{(a)} G_z(q) \eta_{(b)} \Gamma_{(a,b)}(q/\mathcal{P}) G_z(q - \frac{\mathcal{P}}{2}) \eta_{(a)}. \quad (23)$$

Здесь

$$G_z(q) = \frac{1}{q - \Sigma(q^+)};$$

$$\Gamma_{(a,b)}(k/\mathcal{P}) = \int d^4z d^4X \Gamma_{(a,b)}(z,X) \exp[-i(\mathcal{P}X + qz)], \quad (24)$$

$X = \frac{1}{2}(x_{(a)} + x_{(b)})$ и $z = (x_{(a)} - x_{(b)})$ - полная и относительная координаты для связанного состояния, соответственно; а ось времени направлена по полному импульсу $\eta_M \sim \mathcal{P}_M$ (или $\eta_M \sim -i\partial/\partial X^M$);

$$q_M^+ = q_M - q_M^0, \quad q_M^0 = \mathcal{P}_M(\mathcal{P}, q)/\mathcal{P}^2, \quad q^0 = (\mathcal{P}, q)/\sqrt{\mathcal{P}^2}.$$

Для численного решения системы уравнений удобно использовать для массового оператора представление типа Фолди - Вайтхаузена /I4/

$$\Sigma(q^+) = E(q^+) S^{-1}(q^+) + q^+, \quad (25)$$

где

$$S(q^+) = \exp\left\{-\frac{1}{2} \hat{q}^+ [\varphi(q^+) - \frac{\pi}{2}]\right\}, \quad (26)$$

$$(\hat{q}^+ = \frac{q^+}{|q^+|}).$$

В результате интегрирования (22) по φ^3 и подстановки (25) уравнение Дайсона - Швингера превращается в систему уравнений на $\varphi(\varphi^4)$ и $E(\varphi^4)$ /15, 17/

$$E(k^4) \sin \varphi(k^4) = m - \frac{1}{2} \int \frac{d^3 \hat{q}^4}{(2\pi)^3} \sim V(k^4 - \hat{q}^4) \sin \varphi(\hat{q}^4). \quad (27a)$$

$$E(k^4) \cos \varphi(k^4) = |k^4| + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 \hat{q}^4}{(2\pi)^3} \sim V(k^4 - \hat{q}^4) (\hat{k}^4 \cdot \hat{q}^4) \cos \varphi(\hat{q}^4). \quad (27b)$$

Представив функцию Грина в виде

$$G_{\Sigma}(\varphi) = \left[\frac{\Lambda_+(\varphi^4/P)}{q^2 - E(\varphi^4) + i\varepsilon} + \frac{\Lambda_-(\varphi^4/P)}{q^2 + E(\varphi^4) - i\varepsilon} \right] \frac{\mathcal{P}}{\sqrt{\mathcal{P}^2}}, \quad (28)$$

где проекционные операторы

$$\Lambda_{\pm}(\varphi^4/P) \equiv S(\varphi^4) \Lambda_{\pm}^{\mathcal{P}} S^{-1}(\varphi^4), \quad \Lambda_{\pm}^{\mathcal{P}} = \frac{1}{2} \left(1 \pm \frac{\mathcal{P}}{\sqrt{\mathcal{P}^2}} \right) \quad (29)$$

удовлетворяют соотношениям

$$\Lambda_{\pm}(\varphi^4/P) \mathcal{P} = \mathcal{P} \bar{\Lambda}_{\pm}(\varphi^4/P), \quad \bar{\Lambda}_{\pm}(\varphi^4/P) = S^{-1}(\varphi^4) \Lambda_{\pm}^{\mathcal{P}} S(\varphi^4), \quad (30)$$

из (23) после интегрирования по φ^3 получим трехмерное уравнение типа Солпитера /16/

$$\begin{aligned} & [E_T(\varphi^4) - \sqrt{\mathcal{P}^2}] \Lambda_+(\varphi^4/P) \Psi_{(aB)}(\varphi^4/P) \bar{\Lambda}_-(\varphi^4/P) + \\ & + [E_T(\varphi^4) + \sqrt{\mathcal{P}^2}] \Lambda_-(\varphi^4/P) \Psi_{(aB)}(\varphi^4/P) \bar{\Lambda}_+(\varphi^4/P) = \\ & = - \int \frac{d^3 \hat{k}^4}{(2\pi)^3} \sim V(\varphi^4 - \hat{k}^4) \Psi_{(aB)}(\hat{k}^4/P), \quad (E_T(\varphi^4) \equiv E_{(a)}(\varphi^4) + E_{(B)}(\varphi^4)) \end{aligned} \quad (31)$$

Здесь введена новая функция, определяемая через вершинную функцию как

$$\Psi_{(aB)}(\varphi^4/P) \equiv i \int \frac{d^3 q^3}{2\pi} G_{\Sigma(a)}(q + \frac{P}{2}) \Gamma_{(aB)}(\varphi^4/P) G_{\Sigma(B)}(q - \frac{P}{2}). \quad (32)$$

Нетрудно убедиться, что уравнение (31) удовлетворяет закону дисперсии $\mathcal{P}^2 = M^2$.

Релятивистски-ковариантные уравнения (22) и (23) в нерелятивистском пределе и приближении слабой связи ($v/c \sim d \ll 1$) совпадают с уравнением Шредингера для атома с квантовыми числами N и перенормированной массой /16/ (как приближенным решением уравнения Дайсона - Швингера, $m_{ren} = \Sigma$):

$$[M_N - 2m_{ren} - \frac{\vec{k}^2}{m_{ren}}] \Phi_H(\vec{k}) = d \int \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} \frac{1}{|\vec{k} - \vec{q}|} \Phi_H(\vec{q}), \quad (33)$$

где положено $\mathcal{P}_H = (M_N, 0, 0, 0)$ и $k^4 = (0, \vec{k})$, а волновая функция атома связана с функцией соотношением

$$\Psi_H(\vec{q}/M_H) = \Lambda_+(\vec{q}/M_H) \Phi_H(\vec{q}) \bar{\Lambda}_-(\vec{q}/M_H).$$

Трехмерное релятивистски-ковариантное уравнение (31) отличается от класса известных квазипотенциальных уравнений /18/, главным образом, заложенным в нем принципом релятивизации, обеспечивающим движение кулоновского поля вместе с частицами атома. Это уравнение позволяет вычислить спектр атома с учетом релятивистских поправок в низшем порядке теории возмущений по поперечным фотонам (вклад которых можно вычислить стандартным путем /16/).

2.3. Теория возмущений для связанных состояний

В квантовой теории поля описание взаимодействия любых частиц осуществляется в рамках формализма S -матрицы. Существует определенная последовательность построения матричных элементов S -матрицы: вначале вычисляют спектр асимптотических стабильных состояний, а затем - матричные элементы между этими состояниями в пространстве Фока квантованных полей, рассматривая любое взаимодействие как "малое возмущение".

Как было установлено выше, стабильность и релятивистская ковариантность асимптотических состояний атомов однозначно определяется выбором оси времени (η), параллельной вектору дифференцирования по полной координате ($\vec{\eta}$) (или полному импульсу свободного атома). Тогда квантование бислокальных полей осуществляется как обычно, путем разложения по операторам рождения $a_n^{(+)}$ ($\vec{\mathcal{P}}$) и уничтожения $a_n^{(-)}$ ($\vec{\mathcal{P}}$) /13, 15/

$$\varpi_n'(x, y) = \varpi_n'(z, X) = \sum_n \int d\Omega_n \int \frac{d^3 \vec{q}}{(2\pi)^3} \exp(iqz) \varpi \quad (34)$$

$$\varpi \left[\exp(i\mathcal{P}X) \Gamma_n^+(\varphi^4/P) a_n^{(+)}(\vec{\mathcal{P}}) + \exp(-i\mathcal{P}X) \Gamma_n^-(\varphi^4/P) a_n^{(-)}(\vec{\mathcal{P}}) \right],$$

где

$$d\Omega_n = \frac{d^3 \mathcal{P}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2\omega_n}}, \quad \omega_n = \sqrt{\mathcal{P}^2 + M_n^2},$$

а $\Gamma_H(q^\pm/\mathcal{P})$ - решение трехмерного релятивистского уравнения (31) для атома H . Операторы $\alpha_H^{(\pm)}$ удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$\begin{aligned} [\alpha_H^{(-)}(\vec{\mathcal{P}}), \alpha_H^{(+)}(\vec{\mathcal{P}}')] &= \delta_{HH'} \delta(\vec{\mathcal{P}} - \vec{\mathcal{P}}'), \\ [\alpha_H^{(\pm)}(\vec{\mathcal{P}}), \alpha_H^{(\pm)}(\vec{\mathcal{P}}')] &= 0. \end{aligned} \quad (35)$$

Состояния отдельного атома (H) или системы атомов (H_1, \dots, H_n) определяются (в пространстве Фока) действием операторов $\alpha_H^{(\pm)}$ на состояние вакуума $|0\rangle$:

$$\begin{aligned} \alpha_H^{(+)}(\vec{\mathcal{P}})|0\rangle &= |H, \vec{\mathcal{P}}\rangle, \\ \alpha_{H_1}^{(+)}(\vec{\mathcal{P}}_1) \dots \alpha_{H_n}^{(+)}(\vec{\mathcal{P}}_n)|0\rangle &= |H_1, \vec{\mathcal{P}}_1; \dots; H_n, \vec{\mathcal{P}}_n\rangle. \end{aligned} \quad (36)$$

Прежде чем дать определение матричных элементов, установим нормировку волновых функций атомов. Релятивистскую нормировку решений уравнения (31) на связанные состояния определим аналогично тому, как это делается в локальном случае, например, для скалярных мезонов $\phi(x)$ со свободным действием

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{своб.}}[\phi] &= \frac{1}{2} \int d^4x \{ [\partial_\mu \phi(x)]^2 - M^2 \phi^2(x) \} = \\ &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4\mathcal{P}}{(2\pi)^4} \phi(\mathcal{P}) \mathcal{D}^{-1}(\mathcal{P}) \phi(\mathcal{P}), \end{aligned} \quad (37)$$

Здесь

$$\phi(\mathcal{P}) = \int d^4x \exp(-i\mathcal{P}x) \phi(x); \quad \mathcal{D}^{-1}(\mathcal{P}) \equiv \mathcal{P}^2 - M^2,$$

$\phi(x)$ имеет следующее разложение по операторам рождения и уничтожения

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \int \frac{d^3\mathcal{P}}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{\text{Res } \mathcal{D}}} \{ \exp(i\mathcal{P}x) a^{(+)}(\vec{\mathcal{P}}) + \\ &+ \exp(-i\mathcal{P}x) a^{(-)}(\vec{\mathcal{P}}) \}, \end{aligned}$$

где $\text{Res } \mathcal{D} = \lim_{\mathcal{P}_0 \rightarrow \omega} (\mathcal{P}_0 - \omega) \mathcal{D}(\mathcal{P}) = \frac{1}{2\omega} \quad (\omega = \sqrt{\vec{\mathcal{P}}^2 + M^2})$

Точно так же, подставляя (34) и (32) в (18) и используя соотношения (35) и

$$\begin{aligned} (E_T \pm M_H) - (E_T \pm M_H) / (E_T \pm \sqrt{\mathcal{P}^2}) &= \\ &= \omega_H / M_H (\mathcal{P}_0 - \omega_H) + O((\mathcal{P}_0 - \omega_H)^2), \end{aligned}$$

получим нормировку для функции $\Psi_H(q^\pm/M_H) / \sqrt{13}$:

$$\frac{1}{4M_H} \int \frac{d^3q^\pm}{(2\pi)^3} \text{tr} \left[\Lambda_-^\mathcal{P} \Psi_H(q^\pm) \Lambda_+^\mathcal{P} \Psi_H^+(q^\pm) - \Lambda_+^\mathcal{P} \Psi_H(q^\pm) \Lambda_-^\mathcal{P} \Psi_H^+(q^\pm) \right] = 1, \quad (38)$$

где

$$\Psi_H(q^\pm) \equiv S_{(a)}^{-1}(q^\pm) \Psi_H(q^\pm/M_H) S_{(B)}^{-1}(q^\pm), \quad (39)$$

(индексы "a" и "B" относятся к частицам атома):

Матричный элемент удобно записать в терминах функций $\Phi(x, y)$, введенных в (20), для которых (с учетом (28) и (34)) разложение по операторам рождения и уничтожения имеет вид

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}(x, y) &= \bar{\Phi}(z, X) = \sum_H \int d^4\Omega_H \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \exp(iqz) \ni \\ &\ni \{ \exp(i\mathcal{P}x) \alpha_H^{(+)}(\vec{\mathcal{P}}) \bar{\Phi}_H(q^\pm/\mathcal{P}) + \exp(-i\mathcal{P}x) \alpha_H^{(-)}(\vec{\mathcal{P}}) \bar{\Phi}_H(-q^\pm/\mathcal{P}) \}, \end{aligned}$$

где функция $\bar{\Phi}_H(q^\pm/\mathcal{P})$ выражается через функцию (39) соотношением

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_H(q^\pm/\mathcal{P}) &= G_{\Gamma_{z(a)}}^{-1}(q + \frac{\mathcal{P}}{2}) \Gamma_H(q^\pm/\mathcal{P}) = \\ &= S_{(a)}^{-1}(q^\pm) \left\{ \frac{(E_T(q^\pm) - M_H) \Lambda_+^\mathcal{P} \Psi_H(q^\pm) \Lambda_-^\mathcal{P}}{E_{(a)}(q^\pm) - q^0 - \frac{M_H}{2} - i\varepsilon} + \right. \\ &+ \left. \frac{(E_T(q^\pm) + M_H) \Lambda_-^\mathcal{P} \Psi_H(q^\pm) \Lambda_+^\mathcal{P}}{E_{(a)}(q^\pm) + q^0 + \frac{M_H}{2} - i\varepsilon} \right\} S_{(B)}^{-1}(q^\pm). \end{aligned} \quad (40)$$

Искомый матричный элемент, например, между состояниями атома и вакуума, записывается в виде $\sqrt{13}$

$$\langle N_1, \vec{P}_1; \dots; N_n, \vec{P}_n | i S_{P_3}^{(n)} | 0 \rangle =$$

$$= -i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(\sum_{i=1}^n P_i) \frac{\mathcal{M}^{(n)}(\vec{P}_1, \dots, \vec{P}_n)}{\prod_{j=1}^n \sqrt{(2\pi)^3 2\omega_j}} \quad (41a)$$

где

$$\mathcal{M}^{(n)}(\vec{P}_1, \dots, \vec{P}_n) = i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \sum_{\substack{\text{перест.} \\ \text{по } \{i, n\}}} \frac{1}{n} \Phi_{N_1}^{(a_1, a_2)}(q^+ | P_{i_1}) \odot$$

$$\odot \Phi_{N_2}^{(a_2, a_3)}(q^+ - \frac{P_{i_1} + P_{i_2}}{2} | P_{i_2}) \Phi_{N_3}^{(a_3, a_4)}(q^+ - \frac{P_{i_1} + P_{i_2} + P_{i_3}}{2} | P_{i_3}) \odot \dots (41b)$$

$$\dots \odot \Phi_{N_n}^{(a_n, a_1)}(q^+ - P_{i_2} - \dots - \frac{P_{i_1} + P_{i_n}}{2} | P_{i_n}).$$

Функция Грина для билакальных полей $\mathcal{M}'(z, X)$ и $\mathcal{M}'(z', X')$ имеет вид ^{/12, 15/}

$$\mathcal{M}'(z, X) \mathcal{M}'(z', X') = \frac{1}{(2\pi)^{16}} \int d^4 p d^4 q d^4 p' d^4 q' \odot$$

$$\odot \exp[i(pX - qX' + p'z - q'z')] \mathcal{G}(p, q | P, Q),$$

где

$$\mathcal{G}(p, q | P, Q) = \sum_N \left[\frac{\Gamma_N(q^+ | P) \bar{\Gamma}_N(-p^+ | P)}{2\omega_N(P_0 - \omega_N - i\epsilon)} - \right.$$

$$\left. - \frac{\Gamma_N(p^+ | P) \bar{\Gamma}_N(-q^+ | P)}{2\omega_N(P_0 + \omega_N - i\epsilon)} \right]$$

Формулы (40)-(42) в совокупности составляют элементы теории возмущений для связанных состояний. Наше определение формализма \mathcal{M} -матрицы для атомов (\mathcal{S} связ.) отличается от других (см., например, ^{/19/}) выбором оси времени (7), обеспечивающим самосогласованное трехмерное релятивистское описание каждого связанного состояния.

3. КХД_{мин} как теория адронов

3.1. Общие замечания

Решение проблемы релятивистского описания связанных состояний в

КЭД, полученное в предыдущем разделе, основано на двух дополнительных (по сравнению с описанием свободных асимптотических состояний) принципах: минимальном квантовании и выборе оси времени квантования (7).

С точки зрения обычной "партоновой" КХД, физическая неадекватность явно ковариантных методов квантования (в том числе метода Дирака) задаче релятивистского описания связанных состояний оставляет наибольшее чувство неудовлетворения. Если эту неадекватность принять как исходный факт в КЭД, то трудно ожидать от КХД как теории кварк-глюонных связанных состояний (адронов) большего совершенства, чем от КЭД.

Таким образом, имеет смысл признать, что минимальное квантование не только наиболее удобный, но и единственно возможный способ построения КХД как теории адронов.

Минимальное квантование неабелевой теории недавно сформулировано в серии работ ^{/7, 20/}. Точно так же как в случае электродинамики (п.2.1) оно означает, что мы квантуем только динамические степени свободы. Этот минимальный набор физических переменных дается проекцией калибровочно-инвариантных величин (лагранжиана, тензора Белинфанте) на явное решение уравнения Гаусса. В таком минимальном квантовании изменяются понятия калибровочной инвариантности и релятивистской ковариантности. Требование калибровочной инвариантности накладывается не на матричные элементы, а прямо на физические переменные (операторы полей). Обычное преобразование Лоренца исходных полей соответствует как раз группе преобразований Гейзенберга-Паули (ГЗ) для физических переменных (как функционалов от исходных полей), построенной для неабелевой теории Швингером ^{/10/}.

Явная конструкция неабелевых физических переменных в минимальном подходе (в отличие от методов квантования Дирака и Швингера) топологически вырождена и ведет к механизму конфайнмента как деструктивной интерференции фазовых факторов топологического вырождения ^{/20, 7/}. Такой конфайнмент наиболее близок к инфракрасному конфайнменту, в двумерной КХД ^{/21/}, который обосновывает принцип локальной кварк-адронной дуальности (т.е. применение теории возмущений непосредственно для мнимых частей кварк-глюонных диаграмм в пространстве Минковского, что характерно для "партоновой КХД" ^{/1, 2/}).

3.2. Размерная трансмутация

Для описания адронов в системе покоя ($\eta_\mu = (1, 0, 0, 0)$) исходным является гамильтониан КХД_{мин}, выраженный в терминах поперечных физических переменных ($A_i^a, E_i^a; \partial_i A_i^a = \partial_i E_i^a = 0; a = 1, \dots, 8$), который с точностью до нелокальных швингеровских членов имеет вид ^{/17/}

$$H[\not{g}\mathcal{D}] = \int d^3x \left[\frac{1}{2} (E_i^a(x))^2 + \frac{1}{4} (\mathcal{F}_{ij}^a(x))^2 + \bar{q}(x) (i \not{\nabla}_k + \hat{m}) q(x) \right. \\ \left. + \frac{g^2}{2} J_{tot}^a(x) \int d^3y \left[\mathcal{D}(\vec{x}-\vec{y}/A) J_{tot}^b(y) \right] \right]. \quad (42)$$

Здесь ∇_k - ковариантная производная

$$\nabla_k = \partial_k + g \frac{A_k^a \lambda^a}{2i}, \\ \mathcal{F}_{ij}^a = \partial_i A_j^a - \partial_j A_i^a + g f^{abc} A_i^b A_j^c, \\ J_{tot}^a = f^{abc} E_i^b A_i^c + \left(q^\dagger \frac{\lambda^a}{2} q \right), \quad (43)$$

а функция $\mathcal{D}(\vec{x}-\vec{y}/A)$ удовлетворяет уравнению

$$\left[(\nabla_i \partial_i) \frac{1}{\partial^2} (\nabla_j \partial_j) \right]^{ab} \mathcal{D}(\vec{x}-\vec{y}/A) = \delta^{(ab)}(\vec{x}-\vec{y}) \delta^{ac}, \\ \nabla_i^{ab} = \delta^{ab} \partial_i + g f^{abc} A_i^c. \quad (44)$$

Хорошо известно, что в квантовой теории поля (42) устранение инфракрасных расходимостей не является столь хорошо определенной процедурой, как устранение ультрафиолетовых расходимостей. Например, кулоновское поле $1/r$ в однопетлевом приближении приобретает фактор $1 + c \ln \Lambda r$ (где Λ - параметр инфракрасной регуляризации).

Проблема устранения инфракрасных расходимостей в потенциале взаимодействия токов представляет собой специфику КХД. Обычно считают, что именно инфракрасные расходимости ведут к явлению размерной трансмутации. Существуют две общепринятые попытки описания этого явления. Одна из них основана на ренормгрупповом уравнении ^{/22/}, а другая - на решеточных вычислениях КХД ^{/23/}. Первая ведет к формуле асимптотической свободы с параметром $\Lambda_{\text{КХД}} \sim 300$ МэВ, вторая обосновывает в пределе бесконечной массы кварка растущий характер эффективного потенциала взаимодействия цветных токов.

Однако здесь следует сделать следующие два замечания. Во-первых, в настоящее время известны суперсимметричные теории без ультрафиолетовых расходимостей, которые в отношении инфракрасных расходимостей ведут себя так же как КХД. Ренормгрупповое уравнение для таких теорий становится тождеством, которое не содержит никакой физической информации, в том числе о размерной трансмутации ^{/24/}. Этот пример

свидетельствует, что параметр $\Lambda_{\text{КХД}}$ отражает скорее ультрафиолетовые свойства теории, чем инфракрасные; кроме того, формула асимптотической свободы не устраняет до конца инфракрасные расходимости, так как они остаются при $r \sim 1/\Lambda_{\text{КХД}}$. Во-вторых, выводы решеточных вычислений ^{/23/} о растущем потенциале при бесконечной массе кварков в некотором смысле противоречат спектроскопии тяжелых и легких кваркониев. Тяжелые кварконии описываются суммой кулоновского и растущего потенциалов с явной доминантностью кулоновского потенциала для более тяжелых кварков (а не наоборот). А доминантность растущего потенциала в релятивистском подходе, основанном на уравнениях Дайсона - Швингера и Бете - Солпитера (см. раздел 2), наиболее адекватна явлению спонтанного нарушения киральной симметрии для легких кваркониев ^{/5,25/}.

Результаты работ ^{/5/}, полученные для безмассовых кварков, позволяют сделать вывод о том, что само введение растущего потенциала $V_R(r)$ в гамильтониане (42),

$$H[\not{g}\mathcal{D}(r/A)] \rightarrow H[V_R(r) + \not{g}\mathcal{D}(r/A)], \quad (45)$$

(где $\lim_{r \rightarrow 0} \mathcal{D}(r/A) = 0$) может являться хорошим инфракрасным доопределением теории. Отметим, что возникновение растущего потенциала, возможно, обусловлено особыми граничными условиями для уравнения Гаусса, явные решения которого используются при минимальном квантовании хромодинамики ^{/15/}.

Анац (45) в низшем порядке по радиационным поправкам ($O(A_i^T)$) принимает вид

$$V_R(r) + \not{g}\mathcal{D}(r/0) = V_R(r) - \frac{\alpha_s}{r}, \quad (\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}). \quad (46)$$

Это переопределение потенциала не противоречит спектроскопии легких и тяжелых кваркониев, если будет доказана малость радиационных поправок, обусловленных поперечными глюонами, что и будет сделано в следующем разделе.

3.3. Глюодинамика

Рассмотрим гамильтониан (42) в чисто глюонном секторе в низшем порядке по α_s

$$H = \int d^3x \left[\frac{1}{2} (E_i^a(x))^2 + \frac{1}{2} (\partial_i A_j^a(x))^2 \right] + \\ + \frac{1}{2} f^{abc} f^{ced} \int d^3x d^3y E_i^a(x) A_i^b(x) V_R(\vec{x}-\vec{y}) E_j^c(y) A_j^d(y) \quad (47)$$

с осцилляторным потенциалом /5,19/

$$V_R(r) = V_0 r^2, \quad V_0 \approx (234 \text{ МэВ})^3. \quad (48)$$

Поля E_i^a и A_i^a имеют следующие разложения по операторам рождения и уничтожения $a^{a(\pm)}$:

$$E_j^B = i \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{\omega(k)}{2}} \left\{ \exp[i\omega(k)t - \vec{k}\vec{x}] e_j^r a_r^{B(+)}(\vec{k}) - \exp[-i\omega(k)t + \vec{k}\vec{x}] e_j^r a_r^{B(-)}(\vec{k}) \right\}, \quad (49a)$$

$$A_j^B = \int \frac{d^3k}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2\omega(k)}} \left\{ \exp[i\omega(k)t - \vec{k}\vec{x}] e_j^r a_r^{B(+)}(\vec{k}) + \exp[-i\omega(k)t + \vec{k}\vec{x}] e_j^r a_r^{B(-)}(\vec{k}) \right\}, \quad (49b)$$

Здесь $k_j e_j^r = 0$, $e_i^r e_j^r = \delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j$, $k = |\vec{k}|$, операторы $a^{a(\pm)}$ удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[a_r^{B(-)}(\vec{k}), a_{r'}^{C(+)}(\vec{q})] = \delta^{Bc} \delta_{rr'} \delta(\vec{k} - \vec{q}),$$

$$[a_r^{B(+)}(\vec{k}), a_{r'}^{C(+)}(\vec{q})] = 0,$$

а одночастичная энергия $\omega(k)$ определяется как среднее от гамильтониана (47) по одноглюонным состояниям $|B, r; \vec{k}\rangle_g$ (где B, r — квантовые числа, \vec{k} — импульс глюона)

$$\langle B, r; \vec{k} | H | B, r; \vec{k} \rangle = \omega(k) \delta(\vec{k} - \vec{k}') \delta^{Bc} \delta_{rr'} \quad (50)$$

(где $|B, r; \vec{k}\rangle_g = a_r^{B(+)}(\vec{k}) |0\rangle$).

Подстановка (49) в (47) и (50) ведет к уравнению на функцию $\omega(k)$ /26/

$$\frac{\omega(k)}{2} + \frac{k^2}{2\omega(k)} - V_0 N_c \left\{ \frac{1}{2\omega(k)} \frac{d\omega(k)}{dk} \right\}^2 - \frac{1}{k^2} \Bigg\} = \omega(k), \quad (51)$$

(где слагаемые левой части соответствуют трем членам гамильтониана (47)). Численное решение уравнения (51) найдено двумя независимыми методами (Рунге — Кутта — Гилла /27/ и "стрельбой" /28/), которые дали одинаковые результаты (рис. 3). Используя асимптотики решения уравнения (51)

$$\omega(k \rightarrow 0) \rightarrow \frac{2}{k^2}, \quad \left(\frac{\omega}{k} \right) = (N_c V_0)^{-1/3} \left(\frac{\omega}{k} \right), \quad (52)$$

$$\omega(k \rightarrow \infty) \rightarrow k,$$

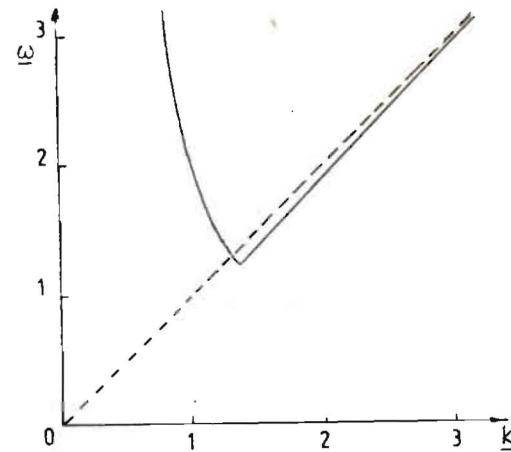


Рис. 3.

Решения уравнения (51) на спектр глюона, выраженные в единицах энергетического масштаба $(V_0 N_c)^{1/3}$ ($\omega = \omega(N_c V_0)^{-1/3}$, $k = k(N_c V_0)^{-1/3}$), где пунктирная линия соответствует свободному (партоному) глюону, а сплошная линия — глюону в адроне /26/.

легко видеть, что функция Грина поперечного глюона,

$$D_{ij}^{Mod}(q_0, \vec{q}) = (\delta_{ij} - \hat{q}_i \hat{q}_j) \frac{1}{q_0^2 - \omega^2(\vec{q}) - i\epsilon}, \quad (53)$$

исчезает в области малых импульсов $k^2 \ll 1$ и превращается в обычную партоновую функцию Грина для больших импульсов $k \gg 1$ ($k \geq 300$ МэВ).

Асимптотическое поведение (52) в пропагаторе (53) устраняет все инфракрасные расходимости и модифицирует формулу асимптотической свободы при малых переданных импульсах. Для сравнения этой модификации с экспериментальными данными достаточно ее оценить с помощью однопетлевой диаграммы с пропагатором (53). Вклад такой петли определяется модифицированным поляризационным оператором,

$$\Pi^{Mod}(q^2) = \frac{i}{\pi^2} \int d^4q D^{Mod}(q+q) \mathcal{D}^{Mod}(q), \quad \mathcal{D}^{Mod}(q) = \frac{1}{q^2 - \omega^2(\vec{q})},$$

который с учетом асимптотики для ω (52) дает инфракрасное переопределение бегущей константы связи, имеющей конечный предел

$$\alpha_s^{Mod}(0) = \frac{1}{\beta [1 + \ln(\frac{4N_c V_0^{2/3}}{\Lambda})^2]} \approx 0.2; \quad (\beta = \frac{11}{4\pi}). \quad (54)$$

Поведение $d_s^{Mod}(Q)$ показано на рис. 4.

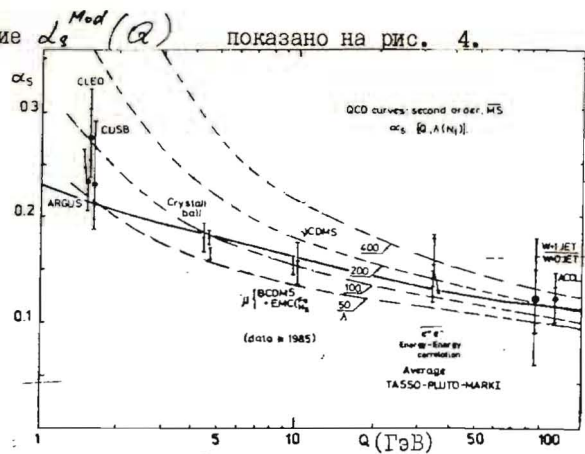


Рис. 4.

Зависимость бегущей константы связи от импульса передачи Q . Экспериментальные данные и теоретические значения, изображенные пунктирными линиями для различных Λ , получены с помощью обычной формулы асимптотической свободы. Сплошная линия соответствует модифицированной формуле $d_s^{Mod}(Q)$ при $d_s^{Mod}(0) = 0,24$, $\Lambda_{кхр} = 110$ МэВ, $N_f = 0$, $N_c = 3$.

Модифицированная бегущая константа связи $d_s^{Mod}(Q)$ всегда меньше $d_s^{Mod}(0) \sim 0,2$, и поэтому можно использовать теорию возмущений во всей области переданных импульсов Q^2 .

Рассмотрим теперь простейшие связанные состояния глюонов - скалярные (бесспиновые) глюболы - как собственные двухчастичные состояния гамильтониана (47)

$$H|B, r, \vec{k}; c, s, -\vec{k}\rangle_{gg} = M|B, r, \vec{k}; c, s, -\vec{k}\rangle_{gg}, \quad (55)$$

где M - масса глюбола, состояние определяется через операторы рождения и вакуум :

$$|B, r, \vec{k}; c, s, -\vec{k}\rangle_{gg} = a_r^{B(+)}(\vec{k}) a_s^{c(-)}(-\vec{k}) |0\rangle.$$

Для этих состояний спектральное уравнение имеет вид /26/

$$M \Phi_d(\vec{k}, k_0) = 2\omega \Phi_d(\vec{k}, k_0) - \frac{1}{2} N_c V_0 \left[\frac{1}{\omega(k)} \frac{d\omega(k)}{dk} \right]^2 - \frac{4}{k^2} + 2\Delta_k \Phi_d(\vec{k}, k_0), \quad (56)$$

где

$$\Delta_k = \frac{\partial^2}{\partial k^2}, \quad k = |\vec{k}|; \quad \Phi_d(\vec{k}, k_0) = \sum_{r, \vec{s}} |B, r, \vec{k}; B, r, -\vec{k}\rangle -$$

- волновая функция глюбола G . Подстановка в (56) стандартного представления для Φ_d

$$\Phi_d(\vec{k}, k_0) = \sum_{\ell, m} \Psi_\ell(k) Y_{\ell m}(\vartheta, \varphi)$$

ведет к "радиальному" уравнению на $y_\ell = k \Psi_\ell(k)$

$$\frac{d^2 y_\ell(k)}{dk^2} + [M - V_\ell(k)] y_\ell(k) = 0, \quad (57)$$

где $V_\ell(k)$ - эффективный потенциал (рис. 5), с квантовыми числами орбитального момента ℓ ,

$$V_\ell(k) = \frac{3}{2} \omega(k) + \frac{k^2}{2\omega(k)} + \frac{\ell(\ell+1)+1}{k^2}, \quad (\ell=0, 1, 2, \dots). \quad (58)$$

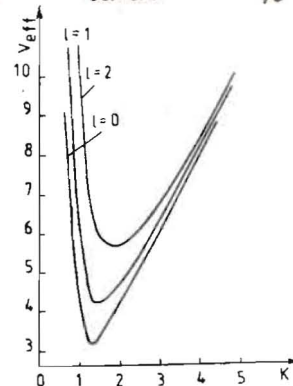


Рис. 5.

Эффективный потенциал для бесспиновых глюболов (58), где ℓ - орбитальный момент, характеризующий орбитальное возбуждение глюбола.

Масса глюбола M и "радиальные" волновые функции $\Psi_\ell(k)$, полученные численным решением /26/ уравнения (57) (с помощью метода "стрельбы" /28/) изображены на рисунках 6 и 7. Полученные значения масс находятся в ожидаемой в настоящее время области /29/.

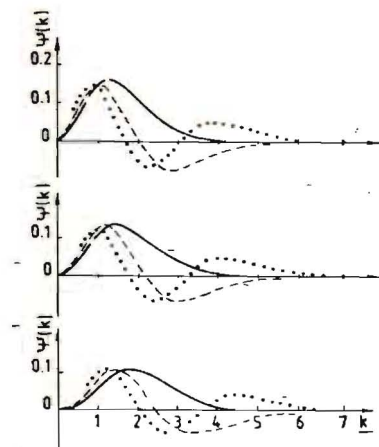


Рис. 6.

"Радиальные" волновые функции глюоболов с орбитальными моментами $l = 0, 1, 2$ ($k = (N_c V_0)^{-1/3} k$ - относительный импульс глюоболов в безразмерном масштабе).

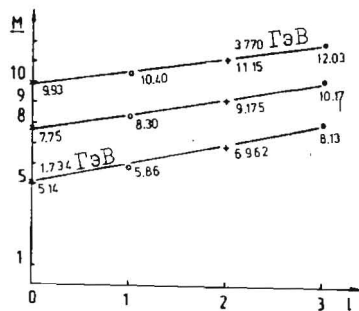


Рис. 7.

Массы скалярных глюоболов с различными орбитальными моментами в безразмерном энергетическом масштабе $M = (N_c V_0)^{-1/3} M$.

3.4. Объединение киральных лагранжианов с потенциальной моделью

После того как мы показали малость радиационных поправок поперечных глюонов, описание мезонов (как кварк-глюонных связанных состояний) можно проделать в той же релятивистски ковариантной схеме, которая была изложена для атомов в разделе 2. Отличие формул состоит только в растущем потенциале

$$V(r) = \frac{4}{3} \left[-\frac{\alpha_s}{r} + V_0 r^2 \right], \quad (\alpha_s \sim 0,2; V_0 \approx (234 \text{ МэВ})^2) \quad (59)$$

и факторе числа цветов N_c , стоящем всюду перед эффективным бислокальным действием (16)

$$S_{\text{eff}} \rightarrow N_c S_{\text{eff}}$$

Параметр V_0 в (59) представляет собой границу между легкими и тяжелыми кварками. Для тяжелых кварков ($m \gg (\frac{4}{3} V_0)^{1/3}$) доминирует кулоновский потенциал, и описание их связанных состояний аналогично описанию атомов в КЭД (см. раздел 2). Для легких кварков основной вклад дает растущий потенциал, и в этом случае уравнения Дайсона - Швингера (22) и Бете - Солпитера (23) нельзя свести к уравнению Шредингера (33), так как кварки внутри адрона становятся существенно релятивистскими.

Наиболее полное описание легких кваркониев с помощью уравнений Дайсона - Швингера и Бете - Солпитера для безмассовых кварков в осцилляторном потенциале дано в работах [5]. В этой работе доказано, что уравнение Дайсона - Швингера описывает спонтанное нарушение киральной симметрии, и получен спектр легких мезонов. Однако при описании кваркониев в работе [5] был допущен ряд ошибок (перепутаны структуры мезонных волновых функций и пропущены некоторые члены в уравнении Бете - Солпитера для векторных и аксиальных мезонов). Кроме того, авторам этой работы не удалось правильно решить проблему релятивизации кваркониев (и вычисления пионной константы F_π).

Численное решение уравнения Дайсона - Швингера (27) для массивных кварков ($m \neq 0$), которое в осцилляторном потенциале $V_R(\vec{p}) = \frac{4}{3} V_0 (\partial/\partial \vec{p})^2 \delta^{(3)}(\vec{p})$ принимает вид

$$E(p) = \frac{m^2 \sin^2 \varphi(p) + p^2 \cos^2 \varphi(p) - \frac{1}{2} (\varphi'(p))^2 - \frac{1}{p^2} \cos^2 \varphi(p)}{2}, \quad (60)$$

$$(\vec{p}^2 \varphi'(p))' = 2 \vec{p}^3 \sin \varphi(p) - 2 \vec{p}^2 m^2 \cos \varphi(p) - \sin 2\varphi(p), \quad (p = |\vec{p}|),$$

получено в работе [17] (рис. 3), где было показано, что режим спонтанного нарушения исчезает для тяжелых кварков.

Релятивистски-ковариантное трехмерное уравнение (31) с осциллятор-

ным потенциалом для мезонов (H) в системе покоя $P_M = (M_H, 0, 0, 0)$ записывается в виде следующих систем уравнений /13, 17/

$$M_L L_2(k) = \left\{ \Delta_K - E_T(k) - \frac{1}{4} [\tilde{\varphi}'(k)]^2 - \frac{2}{k^2} \sin^2 \left[\frac{\tilde{\varphi}(k)}{2} \right] \right\} L_2(k), \quad (61a)$$

$$M_L L_1(k) = \left\{ \Delta_K - E_T(k) - \frac{1}{4} [\tilde{\varphi}'_+(k)]^2 - \frac{2}{k^2} \sin^2 \left[\frac{\tilde{\varphi}_+(k)}{2} \right] \right\} L_1(k); \quad (61b)$$

$$M_N N_2^e(k) = \left\{ \Delta_K - E_T(k) - \frac{1}{4} [\tilde{\varphi}'(k)]^2 - \frac{2}{k^2} [S_{(a)}^2(k) + S_{(b)}^2(k)] \right\} N_2^e - \left\{ \frac{4}{k^2} S_{(a)}(k) S_{(b)}(k) [S_{(a)}(k) S_{(b)}(k) - C_{(a)}(k) C_{(b)}(k)] + \tilde{\varphi}'_{(a)}(k) \tilde{\varphi}'_{(b)}(k) \right\} (k \cdot N_2) \hat{k}^e, \quad (62a)$$

$$M_N N_1^e(k) = \left\{ \Delta_K - E_T(k) - \frac{1}{4} [\tilde{\varphi}'_+(k)]^2 - \frac{2}{k^2} [S_{(a)}^2(k) + S_{(b)}^2(k)] \right\} N_1^e(k) - \left\{ \frac{4}{k^2} S_{(a)}(k) S_{(b)}(k) [S_{(a)}(k) S_{(b)}(k) + C_{(a)}(k) C_{(b)}(k)] - \tilde{\varphi}'_{(a)}(k) \tilde{\varphi}'_{(b)}(k) \right\} (k \cdot N_1) \hat{k}^e, \quad (62b)$$

где $\tilde{\varphi}_\pm = \tilde{\varphi}_{(a)} \pm \tilde{\varphi}_{(b)}$; $E_T = E_{(a)} + E_{(b)}$; $\tilde{\varphi}_{(a,b)} = \varphi_{(a,b)} - \frac{\pi}{2}$ -

- решения уравнения Дайсона - Швингера (60) для кварков (a) и (b), $S_{(a,b)}^e(k) = \sin \frac{\varphi_{(a,b)}(k)}{2}$, $C_{(a,b)}(k) = \cos \frac{\varphi_{(a,b)}(k)}{2}$, $\hat{k} = \vec{k}/|\vec{k}|$. Функции $L_{1,2}$ и $N_{1,2}^e$ есть независимые компоненты разложения функции (39) для мезонов

$$\Psi_H(q^+) = \gamma_5 \left[L_1(q^+) + \frac{\not{q}}{M_L} L_2(q^+) \right] + \gamma_5^+ \left[N_1^e(q^+) + \frac{\not{q}}{M_N} N_2^e(q^+) \right]. \quad (63)$$

В системе покоя связанного состояния $P_M = (M_H, 0, 0, 0)$ функции $L_{1,2}$ соответствуют волновым функциям псевдоскалярных мезонов и их радиальным возбуждениям, а компоненты $N_{1,2}^e$ - векторным (v^e), аксиальным (a^e) и скалярным (s) мезонам и их радиальным возбуждениям:

$$N_{1,2}^e = (\delta_{ei} - \hat{k}_e \hat{k}_i) v^i(k) + i \epsilon_{eji} \hat{k}_j a^i(k) + \hat{k}_e s(k).$$

Условия нормировки (38) для функций $L_{1,2}$ и $N_{1,2}^e$ записываются в виде /13/

$$N_c \int \frac{d^3 q^+}{(2\pi)^3} [L_1(q^+) L_2(q^+) + L_2(q^+) L_1(q^+)] = M_L,$$

$$N_c \int \frac{d^3 q^+}{(2\pi)^3} [N_1^e(q^+) N_2^e(q^+) + N_2^e(q^+) N_1^e(q^+)] = M_N. \quad (64)$$

Уравнение (61) в пределе малых масс кварков ($m^0 \sim 0$) совпадает с уравнением Дайсона - Швингера (при $k^+ \sim 0$), и имеет собственное значение $M_L \sim 0$ и собственные функции

$$L_1 \underset{m^0 \rightarrow 0}{\sim} L_1^{\text{Goldst}} = \frac{\sin \varphi(k^+)}{F}, \quad L_2 \underset{m^0 \rightarrow 0}{\sim} L_2^{\text{Goldst}} = \frac{2m^0}{M_L F}, \quad (65)$$

где F - константа размерности энергии, которая определяется с помощью нормировки (64).

Из матричного элемента лептонного распада пиона, определяемого согласно формуле (41), вытекает следующее выражение для пионной константы /13/

$$F_\pi = \frac{2N_c}{M_\pi} \int \frac{d^3 q^+}{(2\pi)^3} (-L_2(q^+)) \sin \varphi(q^+). \quad (66)$$

Подстановка этого выражения в условие нормировки (64) с учетом голдстоуновского решения (65) дает $F = F_\pi$. Кварковый конденсат

$$\langle \bar{q} q \rangle = i N_c \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} [G_2^d(q) - G_{m^0}(q)] = -2N_c \int \frac{d^3 q^+}{(2\pi)^3} \sin \varphi(q^+)$$

с помощью низкоэнергетических решений (65) может быть записан в виде

$$\langle \bar{q} q \rangle = - \frac{F_\pi^2 M_\pi^2}{2m^0}, \quad (67)$$

где m^0 - масса легкого ("d" или "u") кварка.

В пределе низких энергий решение уравнения Солпитера определяется голдстоуновской модой $L_1 \underset{\text{Goldst}}{\sim} \sin \varphi(k^+)/F_\pi$. Если учесть, что в этом пределе решение уравнения Дайсона - Швингера имеет асимптотику $\varphi(k^+) \sim \frac{\pi}{2}$, то нетрудно видеть, что предельным значением вершинной функции в импульсном пространстве будет просто константа. В координатном представлении соответствующий низкоэнергетический предел бислокального поля тогда имеет вид

$$m'(x, y) \sim \delta^{(4)}(x - y). \quad (68)$$

Такой же предел возникает, если предположить, что ядро Бете - Солпитера является δ -функцией, $K(x-y) \sim \delta^{(4)}(x-y)$. Именно такой потенциал четырехфермионного взаимодействия был исходным приближением в первой формулировке [31] спонтанного нарушения киральной симметрии. Существует множество литературы [32], где доказано, что δ -образный потенциал ведет к киральным феноменологическим лагранжианам. (Изучение легких мезонов с использованием δ -образного потенциала в нашем подходе релятивизации рассмотрено в работе [30]).

Таким образом, предел (68), обусловленный асимптотикой волновых функций кваркониев (а не выбором δ -образного потенциала), также приводит к киральным феноменологическим лагранжианам. Важно отметить, что в нашем подходе (КХД_{мин}) в низкоэнергетическом пределе не возникает проблемы тахионов [30], которая свойственна многим моделям.

В области больших переданных импульсов (как обсуждалось в предыдущих разделах) функции Грина частиц, составляющих адроны, превращаются в партонные пропагаторы, и в результате теория переходит в партонную КХД.

Заключение

Здесь была продемонстрирована возможность построения теории адронов, способной не только дать предсказания, но и оценить точность этих предсказаний. Ключом к построению такой теории является понимание того, что группа симметрии КХД с асимптотическими адронными состояниями значительно меньше, чем группа симметрии "партонной" КХД.

В КЭД такой группой симметрии S -матрицы для взаимодействий атомов является группа преобразований поперечных переменных, впервые отмеченная Гейзенбергом и Паули. Поперечные переменные вместе с указанной группой естественно возникают в методе минимального квантования с явным решением уравнения Гаусса без калибровочного условия как исходного положения. Метод минимального квантования в случае неабелевых теорий ведет (в отличие от метода Дирака) к механизму топологического конфайнмента как принципу локальной кварк-адронной дуальности и допускает включение растущего потенциала как способ инфракрасного доопределения гамильтониана и S -матрицы в рамках теории возмущений по радиационным поправкам с малой константой связи.

Мы показали, что таким путем в низшем порядке ($A_\mu^4 = 0$) возникает новая релятивистская потенциальная модель, объединяющая киральные адронные лагранжианы и потенциальную спектроскопию легких и тяжелых кваркониев. В области энергий партонной феноменологии КХД для адронов переходит в обычную КХД для партонов с формулой асимптотической свободы и полной группой симметрии.

В заключение авторы благодарят А.В. Ефремова, Р.М. Ибадова, В.Т. Кадыевского, А.А. Андрианова, А.А. Холанвили за плодотворные дискуссии.

Литература

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., Мир, 1975.
2. Efremov A.V., Radyushkin A.V. Riv. Nuovo Cimento, 1980, v 3, No2.
3. Love S. Ann. Phys., 1978, 113, p. 153.
4. Feldman G., Fulton J., and Meckathorn. Nucl. Phys. 1980, B167, p. 364.
5. Le Yaonanc A., Oliver L., Fene P., Raunai I.C. Phys. Rev., 1984, D29, p. 1233, 1985, D31, p. 137.
6. Sazdjn H., Phys. Rev. 1986, D33, p. 3401, p. 3495.
7. Азимов Р.А., Первушин В.Н. ТМФ, 1986, 67, с. 369
Илиева Н.П., Нгуен Суан Хан, Первушин В.Н. ЯФ, 1987, т. 45, с. 1169;
Nguen Suan Han, Pervushin V.N. Mod. Phys. Lett., 1987, A2, p.367;
Nguen Suan Han, Pervushin V.N. Fortschr. Phys. to be published, 1989, 8, B37.
8. Heisenberg W., Pauli W. Z. Phys., 1929, 56, p. 1; 1930, 59, p. 168.
9. Бьеркен Дж.Д., Дрелл С.П. Релятивистская квантовая теория М., Наука, 1978.
Zumino B. J. Math. Phys., 1960, v1, p. 1.
10. Schwinger J., Phys. Rev., 1962, 125, p. 1043; 1962, 127, p. 324.
11. Kleinert H., Phys. Lett., 1976, B62, p. 429;
Schrauner E., Phys. Rev. 1977, D16, p. 1877.
12. Первушин В.Н., Рейнхард Х., Эберт Д., ЭЧАЯ, 1979, 10, с. III4.
13. Калиновский Ю.Л. и др. ОИЯИ, P2-88-560, Дубна, 1988.
14. Foldy L.L., Wouthuysen S.A. Phys. Rev. 1950, 78, p. 29.
15. Pervushin V.N. et al. Preprint JINR E2-87-430, Dubna, 1987;
ОИЯИ, P2-87-674, Дубна, 1987;
Preprint JINR E2-88-68, Dubna, 1988.
Preprint JINR E2-88-78, Dubna, 1988.
16. Salpeter E.E. Phys. Rev. 1952, 87, p. 328.
17. Амирханов И.В. и др. ОИЯИ PII-88-506, Дубна, 1988.
18. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cimento, 1963, 29, p. 380.
Kadyshevsky V.G. Nucl. Phys., 1968, 86, p. 125.
Klein A., Lee T.-S.H. Phys. Rev., 1974, D10, p. 4308.
19. Capri A.Z. et al., Nuovo Cimento, 1976, A36, p. 331.
20. Pervushin V.N. Riv. Nuovo Cimento, 1985, v 8, No 10;
21. 't Hooft G. Nucl. Phys., 1974, B72, p. 461.

22. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В., Введение в теорию квантованных полей, М., Наука, 1976.
23. Petronzio R., Proc. of XXIV Int. Conf. on High Energy Physics, August 4-10, 1988.
24. Ermushev, Kazakov D.I., Tarasov O.V. JINR, E2-85-794, Dubna, 1985
25. Finger J.R., Mandula J.E. Nucl. Phys., 1982, B199, p. 168; Adler S.L., Davis A.C. Nucl. Phys., 1984, B224, p. 469.
26. Bogoljubskaja A.A. et al. Proc. of XX Int. Seminar on HEP and QCD, Dubna, 14-19 June, 1988.
27. Abramowitz and Stegun, Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, 1964, p. 896.
28. Baohvalov N.S., Numerical Methods, Nauka, 1975, vol I, p. 548.
29. Barnes T., Close F.E., Monaghan S., Nucl. Phys., 1982, B198, p. 380; Narison S. VI Lear Workshop. Villars-sur-Ollon, Switzerland, 1987.
- Shifman M.A., Z. Phys., 1981, p. 347; Berg B., Billore B., Phys. Rev. Lett., 1986, 57, p. 400; Michaev C. Proc. Int. Symp. of Field Theory on the Lattice, Seillac, France, Sept. 1987.
30. Kalinovski Yu. L. et al. Preprint JINR E2-88-487, Dubna, 1988.
31. Nambu Y., Jona-Lasinio G., Phys. Rev., 1961, 122, p. 345; 1961, 124, p. 346.
32. Kleinert H. Erice Lectures, 1976, 289; Proc. Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976, JINRDI, 2-10400, 241; Volkov M.K. Ann. Phys., 1984, 157, p. 285; Ebert D., Reinhardt N. Nucl. Phys., 1986, B271, p. 188.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 сентября 1988 года.

Первушин В.Н. и др.
КХД для адронов

P2-88-674

Обсуждаются общие принципы построения S-матрицы для связанных состояний в калибровочных теориях, а также статус потенциальной модели, киральных лагранжианов и явления размерной трансмутации в КХД. Показано, что группа симметрии КХД для адронов отличается от группы симметрии КХД для партонов. Выводятся основные уравнения КХД для адронов и даются их численные решения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Pervushin V.N. et al.
QCD for Hadrons

P2-88-674

The general principles of construction of S-matrix for bound states in the gauge theories are discussed, as well as the status of the potential model, chiral Lagrangians and the dimensional transmutation phenomenon in QCD. It is shown that the symmetry group of QCD for hadrons differs from that of QCD for partons. The basic equations of QCD for hadrons are obtained and their numerical solutions are given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988