ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3/IV-78г

Р2 - 11173

П.Т.Морозов, Д.Б.Стаменов

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КАЛИБРОВОЧНЫХ МОДЕЛЯХ С МАССИВНЫМИ ВЕКТОРНЫМИ ГЛЮОНАМИ

1978

Р2 - 11173

П.Т.Морозов, Д.Б.Стаменов

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В КАЛИБРОВОЧНЫХ МОДЕЛЯХ С МАССИВНЫМИ ВЕКТОРНЫМИ ГЛЮОНАМИ

Направлено в ЯФ

Морозов П.Т., Стаменов Д.Б. P2 - 11173

Глубоконеупругие лептон-адронные процессы в калибровочных моделях с массивными векторными глюонами

Рассматривается класс моделей сильных взаимодействий, в которых цветные кварки взаимодействуют с массивными нейтральными векторными глюонами. Все векторные глюоны получают массы при помощи механизма Хиггса. Эти модели не являются асимптотически свободными. В области больших пространственноподобных импульсов эффективная калибровочная константа связи $\bar{a}$ стремится к нулю, а эффективная константа связи четверного взаимодействия хиггсовских скаляров $\bar{h}$ - к конечному значению. Анализируется поведение моментов для структурных функций глубоконеупругих лептон-адронных процессов в области больших Q^2. Показано, что бьеркеновский скейлинг нарушается логарифмическим образом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Morozov P.T., Stamenov D.B. P2 - 11173

Deep Inelastic Lepton Hadron Scattering in Massive Vector Gauge Models

A class of strong interaction models in which interactions between coloured quarks are mediated by massive neutral vector gluons is considered. All the vector gluons acquire masses by the Higgs mechanism. These models are not asymptotically free. The effective gauge coupling constant $\bar{a}$ vanishes asymptotically and the effective quartic self-coupling $\bar{h}$ tends to a finite asymptotic value. The large Q^2 behaviour of the moments of the deep inelastic lepton-hadron structure functions is analysed. It is shown that Bjorken scaling is violated by powers of logarithms.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет квантовая теория поля получила новое развитие. С открытием асимптотической свободы в неабелевых калибровочных теориях /1/ возродилась надежда описать сильные взаимодействия при больших энергиях и больших передачах импульса в рамках квантовой теории поля. Если для описания процессов с участием сильных взаимодействий применяются теории такого типа, то можно подсчитать некоторые динамические величины, характеризующие эти процессы, пользуясь пертурбационными методами, улучшенными при помощи ренормгруппы. Эти идеи были уже использованы для изучения электрон-позитронной аннигиляции /2/ и поведения структурных функций в глубоконеупругих лептон-адронных процессах /3,4/, а также для объяснения явлений, связанных с открытием новых частиц /массовый спектр, ширины, распады и т.д./ /5-7/. Во всех этих работах взаимодействие безмассовых нейтральных векторных глюонов с цветными кварками использовалось как модель сильных взаимодействий. Эта модель получила название квантовой хромодинамики. В ее основе лежит привлекательная идея о том, что цветная симметрия является точной локальной симметрией и поэтому в природе, во-первых, нет кварков и безмассовых глюонов в свободном состоянии, во-вторых, возможны только бесцветные /синглетные по отношению к цветной группе/ состояния - бесцветные адроны. Требуется, однако, динамическое объяснение этих предположений. Много надежд для объяснения запирания кварков и цветных глюонов возлагалось на сильные инфракрасные расходимости в квантовой хромодинамике. В последнее время, однако, возникли серьезные сомнения по поводу такой возможности, поскольку было показано, что лежащие в ее основе инфракрасные расходимости могут быть устранены в любом порядке теории возмущений /8/. Кроме того, далеко не ясно, действительно ли необходимы безмассовые векторные глюоны для объяснения запирания кварков, так как модельными вычислениями было показано, что запирания можно добиться при помощи массивных скалярных глюонов /9/.

Вот почему мы считаем, что рассмотрение моделей, в которых цветные кварки взаимодействуют с массивными векторными полями Янга-Миллса, представляет определенный интерес. Единственный способ приписать векторным полям массы, сохраняя перенормируемость модели - это использовать механизм спонтанного нарушения Хиггса /10/. Такой механизм основывается на введении новых скалярных полей и их самодействия. В работах /3,11/ исследовался широкий класс калибровочных моделей со спонтанным нарушением симметрии при помощи механизма Хиггса. Было показано, что нет физически приемлемой модели, в которой асимптотическая свобода сохраняется /в том смысле, что все эффективные константы связи стремятся к нулю в области больших пространственноподобных импульсов/. В основном проблема заключается в том, что асимптотическая свобода требует больших калибровочных групп и представлений скаляров с небольшой размерностью. Однако если используются такие представления, то не все векторные мезоны приобретают массы. Имея в виду все это, авторы отказались от использования таких моделей в качестве моделей сильных взаимодействий. В работе /12/ обсуждалось ультрафиолетовое поведение так называемых времениподобных моделей. В этих моделях все векторные мезоны массивны и все эффективные константы связи /калибровочная константа связи и константы связи хиггсовских скаляров/ при подходящем выборе их начальных значений стремятся к нулю в некоторой области больших пространственноподобных импульсов. В этой области ультрафиолетовое поведение приближается к поведению асимптотически свободной теории. При дальнейшем увеличении импульсов, однако, эффективные константы связи выходят из области слабой связи, и ничего нельзя сказать об ультрафиолетовом поведении в рамках теории возмущений.

В настоящей работе обсуждается ультрафиолетовое поведение калибровочных моделей со спонтанным нарушением симметрии при помощи механизма Хиггса, в которых эффективная константа связи хиггсовских частиц стремится к небольшому конечному значению $h_\infty \ll 1$, а калибровочная константа связи $\bar{a}$ стремится к нулю в области больших пространственноподобных импульсов. Идея о построении подобных моделей сильных взаимодействий была высказана впервые в работах /13/. Эта идея уже использовалась нами при изучении поведения моментов для структурных функций глубоконеупругого рассеяния в модели Киббла /14/. В нашей работе рассматривается класс моделей сильных взаимодействий, в которых цветные кварки взаимодействуют с массивными нейтральными векторными глюонами. Векторные глюоны приобретают массы при помощи механизма Хиггса. Все хиггсовские частицы нейтральны и массивны. Локальная цветная симметрия нарушена, и если сильные взаимодействия описываются в рамках таких моделей, то в природе должны наблюдаться цветные адроны, а также кварки, нейтральные векторные глюоны и нейтральные скалярные частицы в свободном состоянии. Такая интересная возможность обсуждается в работе /15/. Нашей целью является анализ глубоконеупругих лептон-адронных процессов в предположении о том, что в области больших пространственноподобных импульсов эффективная константа связи $\bar{h}$ четверного взаимодействия скалярных частиц стремится к конечному значению $h_\infty \ll 1$, а калибровочная константа $\bar{a}$ стремится к нулю. Показано, что бьеркеновский скейлинг для моментов структурных функций нарушается логарифмическим образом.

КВАНТОВО-ПОЛЕВАЯ МОДЕЛЬ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С МАССИВНЫМИ ГЛЮОНАМИ

Рассмотрим локальную цветную группу $SU_c(n)$ с калибровочными полями $V_\mu^a(x)$. Хиггсовские скаляры, чьи отличные от нуля вакуумные средние генерируют массы векторных полей благодаря спонтанному нарушению симметрии, преобразуются как m комплексные фундаментальные представления группы $SU_c(n)$. Их можно записать компактно как матрицу $\phi\ n\times m$, которая трансформируется относительно локальной калибровочной группы $SU_c(n)$ слева, а относительно новой глобальной группы $SU'(m)$ - справа. Все калибровочные векторные поля и кварки являются синглетами относительно этой новой группы $SU'(m)$. Условие $m \ge n-1$ достаточно, чтобы все векторные частицы приобрели массы /16/. Группа локальной цветной симметрии $SU_c(n)$ коммутирует с обычной группой приближенной симметрии сильных взаимодействий, которая сейчас, по всей видимости, является группой $SU(4)$. Поэтому все векторные глюоны и хиггсовские частицы являются электрически нейтральными. Кварки можно записать как комплексную матрицу $\psi\ n\times 4$. Генераторы группы $SU_c(n)$ преобразуют строки, а генераторы группы $SU(4)$ - столбцы этой матрицы. Запишем лагранжиан сильных взаимодействий в виде:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{\mu\nu}_a + \mathrm{Tr}\{\nabla_\mu \phi^+)(\nabla_\mu \phi)\} + \frac{m_0^2}{2}\mathrm{Tr}\{\phi^+\phi\} -$$

$$-\frac{1}{4} h_1\{\mathrm{Tr}(\phi^+\phi)\}^2 - \frac{1}{4} h_2 \mathrm{Tr}\{(\phi^+\phi)^2\} +$$

$$+ i\bar{\psi}\gamma_\mu D_\mu \psi - \sum_{i=1}^{4} m_i \psi^{\alpha(i)} \psi_\alpha^{(i)} , \qquad /1/$$

где

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu V^a_\nu - \partial_\nu V^a_\mu + g f^{abc} V^b_\mu V^c_\nu ,$$

$$\nabla_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ig V^a_\mu F^a \phi ,$$

$$D^\mu \psi = \partial^\mu \psi - ig V^{\mu a} T^a \psi . \qquad /2/$$

В формуле /2/ f^{abc} - структурные константы алгебры Ли группы $SU_c(n)$, а F^a и T^a - матрицы представлений, соответствующие скалярным и фермионным мультиплетам.

После спонтанного нарушения симметрии $\mathcal{L}$ остается инвариантным относительно глобальной группы $SU(m)$, которая является подгруппой группы $SU_c(n)\times SU'(m)$. За исключением безмассовых голдстоуновских бозонов, которые подходящим выбором калибровки могут быть вообще устранены из спектра физических состояний, все остальные хиггсовские скалярные частицы массивны. Мы будем считать, что все массовые параметры в лагранжиане /массы векторных глюонов и хиггсовских частиц получены вследствие спонтанного нарушения, а также и массы кварков/ малы, не более 1-2 *ГэВ*.

Как было показано в работе /15/, это предположение не противоречит тому, что массы глюонов и кварков в свободном состоянии могут оказаться очень большими. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением группы $SU_c(3)$ в качестве группы цветной симметрии, т.е. будем считать, что обычные адроны строятся из четырех цветных триплетов кварков, а взаимодействие переносится октетом цветных массивных глюонов, взаимодействующих с хиггсовскими частицами. Характер всех полученных результатов, однако, не зависит от этого конкретного выбора группы цветной симметрии.

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАМКАХ МОДЕЛИ С МАССИВНЫМИ ГЛЮОНАМИ

Поведение сечений глубоконеупругих лептон-адронных процессов определяется поведением структурных функций $F_k(x, Q^2)$ в области $Q^2=-q^2\to\infty$, $\nu\to\infty$, а $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$

фиксировано / $k=1,2$ –для электрон-адронных и $k=1,2,3$ - для нейтрино-адронных процессов/. Эти функции определяются при помощи матричного элемента коммутатора двух электромагнитных или слабых адронных токов. Используя разложение Вильсона [17] для произведения двух токов на световом конусе, можно получить [18] правила сумм для структурных функций в области больших Q^2 / $Q^2 \gg M^2$, где M - масса адрона/. В рамках рассматриваемой нами модели они принимают следующий вид в случае глубоконеупругого электрон-адронного рассеяния:

$$M_k^{(n)}(Q^2) \equiv \int_0^1 dx\, x^{n-2} F_k(x,Q^2) =$$

$$= \langle e^2 \rangle \sum_i c_i^{(n)}(\mu^2) E_{ik}^{(n)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}; g_\mu^2, h_\mu\right) +$$

$$+ \sum_a (e_a^2 - \langle e^2 \rangle)\, c_a^{(n)} E_{NSk}^{(n)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}; g_\mu^2, h_\mu\right) + 0\left(\frac{M^2}{Q^2}\right),$$

$$n=2,4,\ldots,\quad k=1,2,\quad i=V,\psi,S. \qquad /3/$$

В формуле /3/

$$F_1(x,Q^2) \equiv 2Mx\, W_1(x,Q^2),\quad F_2(x,Q^2) = \nu W_2(x,Q^2),$$

где W_1 и W_2 - обычные структурные функции, а e_a - заряды кварков.

В константах $c_{i(a)}^{(n)}(\mu^2)$ заключена динамика сильных взаимодействий в области больших расстояний и малых передач импульсов, а в функциях $E_{i(NS)k}^{(n)}$ - динамика сильных взаимодействий в области малых расстояний и больших передач импульсов. Характерная длина $1/\mu$ отделяет эти две области. μ является неизвестным параметром теории, который должен определиться из эксперимента. Неизвестные константы $c_{i(a)}^{(n)}$ определяются адронными матричными элементами операторов $O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{i,a}$

$$\frac{1}{2}\sum_{s=\pm 1/2} \langle p,s|\, O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{i(a)}(0)\,|p,s\rangle = c_{i(a)}^{(n)}(\mu^2)\, p_{\alpha_1}\ldots p_{\alpha_n} + \ldots \qquad /4/$$

Многоточием в формуле /4/ обозначены члены, которые дают вклад в $0\left(\frac{M^2}{Q^2}\right)$ в формуле /3/. Для различных адронов коэффициенты $c_a^{(n)}$ различны. Калибровочно-инвариантные операторы $O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{i(a)}$, дающие основной вклад в операторное разложение произведения двух токов, имеют вид:

$$O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{V} = \frac{i^n}{2} S\,\{\mathrm{Tr}\, F_{\alpha\alpha_1} \nabla_{\alpha_2} \ldots \nabla_{\alpha_{n-1}} F_{\alpha_n}^{\alpha}\} - \ldots, \qquad /5а/$$

$$O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{\psi} = \frac{i^{n-1}}{2}\sum_{a=1}^{4} S\,\{\bar\psi_a \gamma_{\alpha_1} D_{\alpha_2} \ldots D_{\alpha_n} \psi_a\} - \ldots, \qquad /5б/$$

$$O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{S} = \frac{i^n}{2}\sum_{i=1}^{m} S\,\{\phi_i^+ \nabla_{\alpha_1} \ldots \nabla_{\alpha_n} \phi_i\} - \ldots, \qquad /5в/$$

$$O_{\alpha_1\ldots\alpha_n}^{a} = \frac{i^{n-1}}{2} S\,\{\bar\psi^a \gamma_{\alpha_1} D_{\alpha_2} \ldots D_{\alpha_n} \psi^a\} - \ldots, \qquad /5г/$$

где ∇_α и D_α - соответствующие ковариантные производные, а S означает полную симметризацию индексов. В формуле /5г/ суммирование по a не подразумевается. След всех операторов равен нулю. Это условие обеспечивается членами, обозначенными многоточием. Их вклад в момент структурных функций /см. ф-лу /3// - порядка $0\left(\frac{M^2}{Q^2}\right)$.

Коэффициенты $c_{i(a)}^{(n)}(\mu^2)$ выражаются через функции распределения партонов в адроне следующим образом:

$$c_i^{(n)}(\mu) = \int_0^1 dx\, x^{n-1} f_i(x,\mu^2) \quad \text{для} \quad i=V,S, \qquad /6/$$

$$c_a^{(n)}(\mu^2) = \int_0^1 dx\, x^{n-1}\{ f_a(x,\mu^2) + f_{\bar a}(x,\mu^2)\} ,$$

$$c_\psi^{(n)}(\mu^2) = \sum_a c_a^{(n)}(\mu^2) ,$$

где f_V , f_S , f_a , $f_{\bar a}$ - соответственно функции распределения глюонов, хиггсовских скаляров, кварков и антикварков в адроне при передаче импульса $Q^2 = \mu^2$.

Функции $E^{(n)}_{i(NS)k}\left(\frac{Q^2}{\mu^2};\alpha_\mu, h_\mu\right)$, которые являются фурье-образами коэффициентных функций в операторном разложении произведения двух токов на световом конусе и в которых заключена динамика сильных взаимодействий при большой передаче импульса, удовлетворяют следующим уравнениям ренормгруппы при условии, что $Q^2 \geq \mu^2 \gg m^2$ / m обозначает все массовые параметры в лагранжиане /1//:

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - \beta_\alpha(\alpha_\mu, h_\mu)\frac{\partial}{\partial \alpha_\mu} - \beta_h(\alpha_\mu, h_\mu)\frac{\partial}{\partial h_\mu}\right)\delta_{ij} + \right.$$

$$\left. + \gamma_{ji}^{(n)}\right] E^{(n)}_{j(k)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2};\alpha_\mu, h_\mu\right) = 0, \qquad /7а/$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \beta_\alpha(\alpha_\mu, h_\mu)\frac{\partial}{\partial \alpha_\mu} - \beta_h(\alpha_\mu, h_\mu)\frac{\partial}{\partial h_\mu} + \right.$$

$$\left. + \gamma^{(n)}_{NS}\right) E^{(n)}_{NS(k)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2};\alpha_\mu, h_\mu\right) = 0, \qquad /7б/$$

где $t = \frac{1}{2}\ln Q^2/\mu^2$, $\alpha_\mu = g^2_\mu/4\pi$.

В уравнении /7а/ γ является матрицей аномальных размерностей синглетных операторов $0^{V,\psi,S}_{\alpha_1\ldots\alpha_n}$ с элементами

$$\gamma^{(n)}_{ij} = 2\gamma_i\,\delta_{ij} + b^{(n)}_{ji} , \qquad /8/$$

где

$$\gamma_i(\alpha_\mu, h_\mu) = \frac{\partial \ln d_i(L,\alpha_\mu, h_\mu)}{\partial L}\Big/_{L=0} (L = 2t) \qquad /9/$$

- аномальные размерности полей V , ψ и ϕ, а $b^{(n)}_{ij}$ определяются матричными элементами операторов $0^i_{\alpha_1\ldots\alpha_n}$ следующим образом:

$$b^{(n)}_{ij}\, p_{\alpha_1}\ldots p_{\alpha_n} + (g_{\alpha_i\alpha_j}) = \frac{\partial \Gamma_{\Phi_i \Phi_i 0^j_{\alpha_1\ldots\alpha_n}}(L,\alpha_\mu, h_\mu)}{\partial L}\Big/_{L=0} . \qquad /10/$$

В формуле /9/ d_i - безразмерные ренормированные функции Грина полей V , ψ , ϕ, а в формуле /10/ $\Gamma_{\Phi_i\Phi_i 0^j_{\alpha_1\ldots\alpha_n}}$ - следующие вершинные функции:

$$\Gamma_{\Phi_i\Phi_i 0^j_{\alpha_1\ldots\alpha_n}} = \langle 0|\,T(\Phi_i(-p)\, 0^j_{\alpha_1\ldots\alpha_n}(0)\Phi_i(p))\,|0\rangle_A . \qquad /11/$$

Здесь мы использовали обозначения $\Phi_1 = V$, $\Phi_2 = \psi$, $\Phi_3 = \phi$. $\gamma^{(n)}_{NS}$ в уравнении /7б/ является аномальной размерностью несинглетного оператора $0^a_{\alpha_1\ldots\alpha_n}$ и равняется $\gamma^{(n)}_{ij}$ при $i = j = \psi$.

Решения уравнений ренормгруппы /7а,7б/ имеют вид:

$$E^{(n)}_{i(k)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}, \alpha_\mu, h_\mu\right) = \{T\exp - \int_0^t \gamma^{(n)}(\bar\alpha, \bar h)\,dx\}_{ji}\, E^{(n)}_{j(k)}(1, \bar\alpha, \bar h) , \qquad /12а/$$

$$E^{(n)}_{NS(k)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}, \alpha_\mu, h_\mu\right) = \exp\{-\int_0^t {}^n\gamma^\psi_{\psi\psi}(\bar\alpha, \bar h)\,dx\}\, E^{(n)}_{NS(k)}(1, \bar\alpha, \bar h) . \qquad /12б/$$

Поведение функций $E^{(n)}_{i(k)}$, $E^{(n)}_{NS(k)}$ в области больших Q^2 определяется поведением эффективных констант связи $\bar{a}$ и $\bar{h}$ в этой области. В свою очередь, поведение $\bar{a}$ и $\bar{h}$ определяется ультрафиолетовыми стабильными точками следующей системы уравнений ренормгруппы:

$$\frac{d\bar{a}(t,a_\mu,h_\mu)}{dt} = \beta_a(\bar{a},\bar{h}),$$

$$\frac{d\bar{h}(t,a_\mu,h_\mu)}{dt} = \beta_h(\bar{a},\bar{h}) \qquad /13/$$

с начальными условиями

$$\bar{a}(0,a_\mu,h_\mu) = a_\mu, \qquad \bar{h}(0,a_\mu,h_\mu) = h_\mu. \qquad /14/$$

Отметим, что для простоты мы предположили, что в лагранжиане /1/ $h_1 = h_2 \equiv h$. Эффективные заряды $\bar{a}$ и $\bar{h}$ совпадают с асимптотическими инвариантными зарядами в так называемой λ-схеме[19], в которой все безразмерные функции Грина удовлетворяют условию нормировки

$$\Gamma(a_i k^2, a_\mu, h_\mu)/_{k^2=\mu^2} = 1, \qquad /15/$$

где μ^2 - точка вычитания. В этой схеме функции β_a и β_h в уравнениях /13/ определяются при помощи

$$\beta_a(a_\mu,h_\mu) \equiv \frac{d\bar{a}(t,a_\mu,h_\mu)}{dt}/_{t=0}, \qquad /16а/$$

$$\beta_h(a_\mu,h_\mu) \equiv \frac{d\bar{h}(t,a_\mu,h_\mu)}{dt}/_{t=0} \qquad /16б/$$

и могут быть получены в рамках теории возмущений в виде ряда по $\bar{a}$ и $\bar{h}$:

$$\beta_a(\bar{a},\bar{h}) = -a^2[b_0 - f(\bar{h}^2)] + O(\bar{a}^3), \qquad /17а/$$

$$\beta_h(\bar{a},\bar{h}) = \beta_0(\bar{h}) + O(\bar{a}\bar{h}, \bar{a}^2). \qquad /17б/$$

В формуле /17а/ функцией $f(\bar{h}^2)$ обозначается вклад в лидирующий член от самодействия хиггсовских скаляров, а в формуле /17б/ функцией $\beta_0(\bar{h})$ обозначен вклад в β_h только от самодействия хиггсовских скаляров. Коэффициент b_0 в формуле /17а/ хорошо известен[3,4]

$$b = -\frac{1}{2\pi}\left(\frac{11}{3}C_2(G) - \frac{4}{3}T(R) - \frac{1}{3}T(S)\right), \qquad /18/$$

и в нашей модели $b_0 = -\frac{8}{2\pi}$, если число хиггсовских мультиплетов $m=2$ ($C_2(G)=3$, $T(R)=2$, $T(S)=1$).

Предположим, как и в работах[13,14], что функция $\beta_0(\bar{h})$ имеет ультрафиолетовый стабильный ноль $h_\infty \neq 0$, т.е.

$$\beta_0(h_\infty) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\beta_0(h)}{dh}/_{h=h_\infty} < 0. \qquad /19/$$

Тогда, если

$$b_0 - f(h^2_\infty) > 0, \qquad /20/$$

то точка $\bar{a}=0$, $\bar{h}=h_\infty$ является ультрафиолетовой стабильной точкой ренормгрупповых уравнений /17а, 17б/ при достаточно малом значении h_∞ и в области $Q^2 \geq \mu^2 \gg m^2$

$$\bar{a}(t) = \frac{a_\mu}{1+(b_0 - f(h^2_\infty))a_\mu t},$$

$$\bar{h}(t) \to h_\infty \quad \left(t = \frac{1}{2}\ln\frac{Q^2}{\mu^2}\right). \qquad /21/$$

В рассматриваемой нами модели матрица аномальных размерностей $\gamma^{(n)}(\bar{a},\bar{h})$ принимает следующий вид в области больших Q^2:

$$\gamma^{(n)}(\bar{a},\bar{h}) = \begin{pmatrix} {}^n\gamma^V_{VV} + F(h^2_\infty) & {}^n\gamma^V_{\psi\psi} & {}^n\gamma^V_{SS} \\ {}^n\gamma^\psi_{VV} & {}^n\gamma^\psi_{\psi\psi} & 0 \\ {}^n\gamma^S_{VV} & 0 & {}^n\gamma^S_{SS} + \frac{h_\infty}{\bar{a}}{}^n\gamma'^S_{SS} \end{pmatrix} \bar{a} + O(\bar{a}^2) \qquad /22/$$

где функцией $F(h_\infty^2)$ обозначен вклад в ${}^n\gamma^V_{VV}$ от хиггсовских скаляров, а все остальные матричные элементы известны из работ [3,4,12]. Тогда для решения системы уравнений /12а/ для функций $E^{(n)}_{i(k)}$ в области больших Q^2 получаем

$$E^{(n)}_{V(k)}\left(\frac{Q^2}{\mu^2},\alpha_\mu,h_\mu\right)=\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\bar\alpha}{\alpha_\mu}\right)^{\frac{\lambda_i^{(n)}(h^2_\infty)}{b(h^2_\infty)}}\left(P_i^{(n)}(h^2_\infty)\right)_{V\psi}(1+0(\bar\alpha))+$$

$$+\left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right)^{{}^n\gamma'^S_{SS}}\times\left(\frac{\bar\alpha}{\alpha_\mu}\right)^{{}^n\gamma^S_{SS}/b(h^2_\infty)}0(\bar\alpha\,\alpha^2_\mu)\,,$$

/23а/

$$E^{(n)}_{\psi(k)}\left(\frac{Q}{\mu^2},\alpha_\mu,h_\mu\right)=\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\bar\alpha}{\alpha_\mu}\right)^{\frac{\lambda_i^{(n)}(h^2_\infty)}{b(h^2_\infty)}}\left(P_i(h^2_\infty)\right)_{\psi\psi}(1+0(\bar\alpha))+$$

$$+\left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right)^{{}^n\gamma'^S_{SS}}\left(\frac{\bar\alpha}{\alpha_\mu}\right)^{{}^n\gamma^S_{SS}/b(h^2_\infty)}0(\bar\alpha\,\alpha^2_\mu)\,,$$

/23б/

$$E^{(n)}_{S(k)}\left(\frac{Q}{\mu^2},\alpha_\mu,h_\mu\right)=\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\bar\alpha}{\alpha_\mu}\right)^{\frac{\lambda_i^{(n)}(h^2_\infty)}{b(h^2_\infty)}}0^i(\bar\alpha)\;+$$

$$+\left(\frac{\mu^2}{Q^2}\right)^{{}^n\gamma'^S_{SS}}\left(\frac{\bar\alpha}{\alpha_\mu}\right)^{{}^n\gamma^S_{SS}/b(h^2_\infty)}0(\alpha^2_\mu)\,,$$

/23в/

где

$$\lambda^{(n)}_{1,2}(h^2_\infty)=\frac{1}{2}\Big\{{}^n\gamma^V_{VV}(h^2_\infty)+$$

$$+{}^n\gamma^\psi_{\psi\psi}\pm\sqrt{({}^n\gamma^\psi_{\psi\psi}-{}^n\gamma^V_{VV}(h^2_\infty))^2+4\,{}^n\gamma^\psi_{VV}\,{}^n\gamma^V_{\psi\psi}}\Big\}\;-$$

/24/

- собственные значения матрицы $\tilde\gamma^{(n)}$:

$$\tilde\gamma^{(n)}=\begin{pmatrix}{}^n\gamma^V_{VV}(h^2_\infty) & {}^n\gamma^\psi_{VV}\\ {}^n\gamma^V_{\psi\psi} & {}^n\gamma^\psi_{\psi\psi}\end{pmatrix}$$

/25/

а $P_i^{(n)}(h^2_\infty)$ - проекционные матрицы

$$\tilde\gamma^{(n)}=\sum_i\lambda_i^{(n)}P_i^{(n)}\,.$$

/26/

В формулах /23-25/ мы использовали обозначения

$$b(h^2_\infty)=b_0-f(h^2_\infty),$$

/27/

$${}^n\gamma^V_{VV}(h^2_\infty)={}^n\gamma^V_{VV}+F(h^2_\infty),$$

/28/

где

$${}^n\gamma^V_{VV}=\frac{1}{2\pi}\left[\frac{11}{3}-\frac{12}{n(n-1)}-\frac{12}{(n+1)(n+2)}+12\sum_{j=2}^{n}\frac{1}{j}+\frac{1}{3}\right].$$

/29/

Последний член в формуле /29/ порождается хиггсовскими скалярами.

При получении решений /23/ мы воспользовались разложением функций $E^{(n)}_{i(k)}(1, \bar{a}, \bar{h})$ в ряд теории возмущений:

$$E^{(n)}_{V(k)}(1, \bar{a}, \bar{h}) = 0(\bar{a}),$$

$$E^{(n)}_{\psi(k)}(1, \bar{a}, \bar{h}) = 1 + 0(\bar{a}), \qquad /30/$$

$$E^{(n)}_{S(k)}(1, \bar{a}, \bar{h}) = 0(\bar{a}^2).$$

В итоге для синглетной части моментов структурных функций $M^{(n)}_{S(k)}(Q^2)$ в области $Q^2 \geq \mu^2 \gg m^2$, $Q^2 \gg M^2$ получаем

$$M^{(n)}_{S(k)}(Q^2) = \langle e^2 \rangle \sum_i \left(\frac{\bar{a}}{a_\mu}\right)^{\frac{\lambda_i^{(n)}(h^2_\infty)}{b(h^2_\infty)}} \left(c^{(n)}_V(\mu^2)\left(P^{(n)}_i(h^2_\infty)\right)_{V\psi} + c^{(n)}_\psi(\mu^2)\left(P^{(n)}_i(h^2_\infty)\right)_{\psi\psi}\right) \times (1+0(\bar{a}))\left(1+0\left(\frac{m^2}{Q^2}\right)\right) + 0\left(\frac{M^2}{Q^2}\right), \qquad /31/$$

а для несинглетной части

$$M^{(n)}_{NS(k)}(Q^2) = \sum_a \left(e^2_a - \langle e^2 \rangle\right) c^{(n)}_a(\mu^2)\left(\frac{\bar{a}}{a_\mu}\right)^{\frac{{}^n\gamma^{\psi}_{\psi\psi}}{b(h^2_\infty)}} (1+0(a)) + 0\left(\frac{M^2}{Q^2}\right). \qquad /32/$$

Следовательно, в рассматриваемой нами модели с массивными векторными глюонами бьеркеновский скейлинг нарушается логарифмическим образом. Отметим, что

поведение моментов для структурных функций нейтрино-адронных процессов имеет такой же характер. Хотя модель и не является асимптотически свободной /поскольку не все эффективные константы связи стремятся к нулю в области больших пространственноподобных импульсов/ характер поведения моментов для структурных функций соответствует характеру поведения в асимптотических свободных моделях. Вклад от хиггсовских скаляров в синглетную часть подавлен. Однако, вместо $\bar{a}$, b_0, ${}^n\gamma^V_{VV}$ и $P_i^{(n)}$ в выражениях для моментов /32,31/ в случае асимптотически свободных моделей, из-за присутствия хиггсовских частиц имеем $\bar{a}(h^2_\infty)$, $b(h^2_\infty)$, ${}^n\gamma^V_{VV}(h^2_\infty)$ и $P^{(n)}_i(h^2_\infty)$, определенные при помощи равенств /21, 26-28/. Предположим, что функции $f(h^2_\infty)$ и $F(h^2_\infty)$ хорошо аппроксимируются наинизшими порядками теории возмущений

$$f(h^2_\infty) = \frac{d}{2\pi}\left(\frac{h_\infty}{16\pi^2}\right)^2 + \ldots, \qquad /32'/$$

$$F(h^2_\infty) = \frac{\gamma}{2\pi}\left(\frac{h_\infty}{16\pi^2}\right)^2 + \ldots, \qquad /33/$$

где $d = 3\gamma + 2a$. /Так как ряды /32',33/ асимптотические, это предположение справедливо, если значение параметра $\frac{h_\infty}{16\pi^2}$ достаточно мало/. Тогда в рассматриваемой нами модели имеются два неизвестных параметра: Λ $\left(\Lambda^2 = \mu^2 e^{-\frac{1}{b a_\mu}}\right)$ и $\frac{h_\infty}{16\pi^2}$, значения которых могут быть определены из анализа данных по глубоконеупругим лептон-нуклонным процессам. В формулах /32', 33/ γ и a - коэффициенты при линейном логарифмическом члене $\ln Q^2/\mu^2$ в радиационных поправках порядка $g^2_\mu h^2_\mu$ к безразмерной двухточечной функции Грина /*рис. 1*/ и к нормированной симметричной вершинной функции глюонного поля /*рис. 2*/, соответственно. Отметим, что факторы типа π в коэффициенты γ и d не входят. Многоточием на *рис. 2* обозначены перекрестные диаграммы.

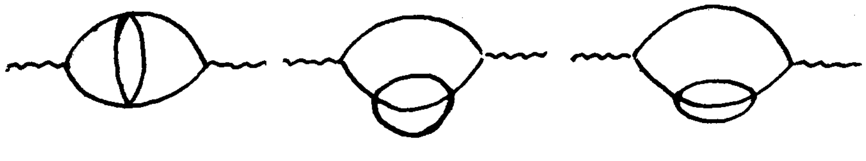

Рис. 1. Радиационные поправки к пропагатору глюонного поля порядка $g_\mu^2\ h_\mu^2$.

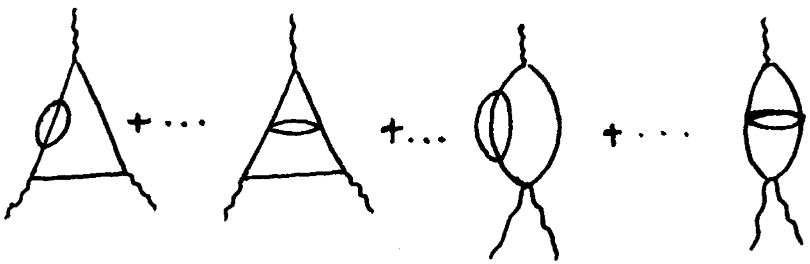

Рис. 2. Радиационные поправки к нормированной вершинной функции глюонного поля порядка $g_\mu^2\ h_\mu^2$.

Из тождества Уорда $\Gamma_3\ d = \tilde{\Gamma}_3\, \tilde{d}$ / $\tilde{d}$ - безразмерный пропагатор поля духов Фейнмана-Фаддеева, а Γ - их вершинная функция/ следует, что $a=-\gamma$ и, следовательно, в формуле /32/ $d=\gamma$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, рассматривается класс моделей сильных взаимодействий, в которых цветные кварки взаимодействуют с массивными нейтральными векторными глюонами. Все векторные глюоны получают массы при помощи механизма Хиггса. Все хиггсовские частицы нейтральны и массивны. Эти модели не являются асимптотически свободными /поскольку не все эффективные константы связи стремятся к нулю в области больших

пространственноподобных импульсов/. Из предположений /19,20/ следует, что $\bar{a}$ стремится к нулю, а $\bar{h}$ - к конечному значению $h_\infty \ll 1$ /см. /21//. Анализируется поведение моментов для структурных функций глубоконеупругих лептон-адронных процессов в области больших Q^2. Показано, что бьеркеновский скейлинг нарушается логарифмическим образом, как и в случае асимптотически свободных моделей. Точность экспериментальных данных по глубоконеупругим лептон-адронным процессам на сегодняшний день такова, что нельзя отличить эти два разных класса моделей, анализируя только их ультрафиолетовое поведение. Следовательно, вопрос о том, какой класс моделей нужно выбирать в качестве моделей сильных взаимодействий, остается открытым. Обнаружение кварков с дробными зарядами новых нейтральных векторов мезонов и скалярных нейтральных частиц или их отсутствие свидетельствовало бы в пользу того или иного класса моделей.

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Д.В.Ширкову, А.В.Ефремову, А.В.Радюшкину и Д.И.Казакову за стимулирующее обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gross D., Wilczek F. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.1343; Politzer H.D. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.1346.*
2. *Appelquist T., Georgi H. Phys.Rev., 1973, D8, p.4000; Zee A. Phys.Rev., 1973, D8, p.4038.*
3. *Gross D., Wilczek F. Phys.Rev., 1973, D8, p.3633; Phys.Rev., 1974, D9, p.980.*
4. *Georgi H., Politzer H.D. Phys.Rev., 1974, D9, p.416.*
5. *Appelquist T., Politzer H.D. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.43.*
6. *De Rujula A., Glashow S.L.Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.46.*
7. *De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L. Phys.Rev., 1975, D12, p.147.*
8. *Krausz F.G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.340.*
9. *Bardeen W.A. e.a. Phys.Rev., 1975, D11, p.1094.*
10. *Higgs P.W. Phys.Rev.Lett., 1964, 13, p.508; Phys. Rev., 1966, 145, p.1156.*

11. Cheng T.P., Eichten E., Li L.-F. Phys.Rev., 1974, D9, p.2259.
12. Politzer H.D., Ross G.G. Nucl.Phys., 1974, B75, p.269.
13. Belokurov V.V. e.a. Phys.Lett., 1973, 47B, p.359; Belokurov V.V. e.a. Teor.Mat.Fiz., 1974, 19, p.149; Theor.Math.Phys., 1974, 19, p.415.
14. Goloskokov S.V. e.a. JINR, E2-9329, Dubna, 1975.
15. De Rujula A., Giles R.C., Jaffe R.L. ON Liberated Quarks and Gluons. Harvard University preprint, 1977.
16. Bardacki K., Halpern M.B. Phys.Rev., 1973, D6, p.696.
17. Wilson K. Phys.Rev., 1969, 179, p.1499.
18. Polyakov A.M. XV International Conference on High Energy Physics, Kiev, 1972, p.509; Christ N., Hasslacher B., Muller A.H. Phys.Rev., 1972, D6, p.3543.
19. Vladimirov A.A. Teor.Mat.Fiz., 1975, 25, p.335.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1977 года.