объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5817/2-80

8/12-80

Р2-80-519

А.В.Ефремов, С.В.Иванов, В.А.Нестеренко

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ И ИНВАРИАНТНЫЕ ЗАРЯДЫ U(1) x SU(3) МОДЕЛИ

Направлено в ЯФ

1980

Свойство асимптотической свободы, логарифмическое нарушение скейлинга в глубоконеупругих процессах, успешное применение правил сумм к e^+e^--аннигиляции в адроны свидетельствуют о том, что квантовая хромодинамика описывает основные свойства сильного взаимодействия. Ценой успеха стал отказ от целых зарядов и гипотеза об удержании цвета. Однако имеются экспериментальные данные, не соответствующие предсказаниям КХД. Так, измерения величины $R=\sigma_L/\sigma_T$ значительно отличаются от расчетных /1/. Одной из возможных причин является влияние высших твистов, учитываемых феноменологически путем введения поперечного импульса партонов, причем, как следует из процесса рождения тяжелой лептонной пары /2/, поперечный импульс оказывается довольно большим $<k_\perp^2> \sim$ /0,6 ГэВ/^{2}.

С другой стороны, представляется разумным попытаться описать имеющиеся экспериментальные данные в рамках объединенных калибровочных моделей с целозарядными кварками, сохранив свойство асимптотической свободы хотя бы временно /3,4/. Мы будем следовать модели, изложенной в работе /5/, основные результаты которой были связаны с учетом сектора электрически заряженных глюонов. Там же утверждалось, что $U(1)\times SU_L(2)\times SU(3)$ теория электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий не противоречит экспериментальным данным по e^+e^--аннигиляции в адроны, eN- и νN-глубоконеупругому рассеянию и в ряде случаев позволяет улучшить /по сравнению с КХД/ согласие между теорией и экспериментом. Проделанные расчеты во многом стимулировались работой /6/, где было указано на имеющееся противоречие $U(1)\times SU(3)$ модели с экспериментальными данными по e^+e^--аннигиляции в мюоны, если массы глюонов ≥ 1 ГэВ и a_S/1 ГэВ/ = 0,3. При этом было сделано предположение, что угол смешивания синглета и октета определен соотношением $\sin^2\theta = 4a/a_S(M)$ при переданных импульсах $|q^2|\leq M^2$. В предлагаемой работе проведено исследование асимптотического поведения параметров теории. В §1 выясняется вид инвариантного заряда $\tilde{e}(q^2)$ в пределе больших переданных импульсов. Показано, что в этой энергетической области $\tilde{e}(q^2)$ отличается от известного в КЭД заряда $e(q^2)$ на константу $(1-\Lambda(0))$. Свойство асимптотической свободы для константы сильного взаимодействия сохраняется. В §2 рассмотрены асимптотические свойства констант взаимодействия хиггсовского сектора. В §3 определены ограничения на параметры теории, следующие из КЭД. Результатом работы является утверждение, что зависимость инвариантных зарядов от $|q^2|$ не противоречит полученным ограничениям на параметр $\Lambda(0)$ и, следовательно, исследуемая модель не противоречит экспериментальным данным по проверке КЭД.

§1. КОНСТАНТЫ СИЛЬНОГО И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В $U(1)\times SU(3)$ МОДЕЛИ

Пренебрежение в модели [5] слабым взаимодействием возможно, когда переданные 4-импульсы $|q^2| \ll m_w^2$. В этом случае лагранжиан взаимодействия значительно упрощается. Сектор глюон-глюонного взаимодействия принимает вид

$$\mathcal{L}_{int} = -\tilde{e}\left(1+\frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{-1/2}\left(A_\mu - \frac{g}{\sqrt{2D}\,\tilde{e}}B_\mu\right)\left[Q_D j_D^\mu + Q_E j_E^\mu + Q_V j_V^\mu\right] -$$

$$-\frac{g}{\sqrt{6D}}C_\mu\left[(Q_1+Q_2-2Q_3)\,j_D^\mu - (Q_1+Q_3-2Q_2)\,j_E^\mu + (Q_2+Q_3-2Q_1)\,j_V^\mu\right] -$$

$$-\frac{ig}{\sqrt{2}}\left[D_{\mu\nu}^{+}E_-^\mu V_+^\nu - D_{\mu\nu}^{-}E_+^\mu V_+^\nu + E_{\mu\nu}^{+}D_-^\mu V_-^\nu -\right.$$

$$\left.-E_{\mu\nu}^{-}D_+^\mu V_+^\nu + V_{\mu\nu}^{+}D_-^\mu E_-^\nu - V_{\mu\nu}^{-}D_+^\mu E_+^\nu\right].$$

Часть, квадратичная по константам взаимодействия,

$$\mathcal{L}_{int} = -\tilde{e}^2\left(1+\frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{-1}\left\{\frac{D}{\sin\theta}\left[(D_+^\mu D_\mu^-)^2 - D_+^\mu D_\mu^+ D_-^\nu D_\nu^- +\right.\right.$$

$$\left.+(E_+^\mu E_\mu^-)^2 - E_+^\mu E_\mu^+ E_-^\nu E_\nu^- + (V_+^\mu V_\mu^-)^2 - V_+^\mu V_\mu^+ V_-^\nu V_\nu^-\right] +$$

$$+[\ldots]_\nu\left[(Q_1-Q_2)(A-\mathrm{ctg}\,\theta B) - \frac{(2Q_3-Q_1-Q_2)}{\sqrt{3}\sin\theta}C\right]_\mu\left(D_+^\mu D_\nu^- - \delta_\nu^\mu D_\rho^+ D_-^\rho\right) +$$

$$+[\ldots]_\nu\left[(Q_1-Q_3)(A-\mathrm{ctg}\,\theta B) + \frac{(2Q_2-Q_1-Q_3)}{\sqrt{3}\sin\theta}C\right]_\mu\left(E_+^\mu E_\nu^- - \delta_\nu^\mu E_\rho^+ E_-^\rho\right) +$$

$$+[\ldots]_\nu\left[(Q_2-Q_3)(A-\mathrm{ctg}\,\theta B) - \frac{(2Q_1-Q_2-Q_3)}{\sqrt{3}\sin\theta}C\right]_\mu\left(V_+^\mu V_\nu^- - \delta_\nu^\mu V_\rho^+ V_-^\rho\right).$$

Для кварк-лептонного сектора получаем

$$\mathcal{L}_{int}=-\tilde{e}\left(1+\frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{-1/2}\left(A_\mu+\frac{\sqrt{2D}\tilde{e}}{g}B_\mu\right)\{\sum_a[Q_1^{(a)}\bar{q}_1\gamma^\mu q_1+Q_2^{(a)}\bar{q}_2\gamma^\mu q_2+$$

$$+Q_3^{(a)}\bar{q}_3\gamma^\mu q_3]-\bar{e}\gamma^\mu e-\bar{\mu}\gamma^\mu\mu+\bar{\tau}\gamma^\mu\tau\}+$$

$$+\frac{g}{\sqrt{2}}\Sigma[\bar{q}_1\gamma^\mu q_2 D_+^\mu+\bar{q}_2\gamma^\mu q_1 D_\mu^-+\bar{q}_1\gamma^\mu q_3 E_\mu^+ +\bar{q}_3\gamma^\mu q_1 E_\mu^-+ \tag{1.1}$$

$$+\bar{q}_2\gamma^\mu q_3 V_\mu^+ +\bar{q}_3\gamma^\mu q_2 V_\mu^-]+\frac{g}{\sqrt{2D}}\left(1+\frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{1/2}B_\mu\sum_q\{(2Q_1-Q_2-Q_3)\bar{q}_1\gamma^\mu q_1+$$

$$+(2Q_2-Q_1-Q_3)\bar{q}_2\gamma^\mu q_2+(2Q_3-Q_1-Q_2)\bar{q}_3\gamma^\mu q_3\}+$$

$$+\frac{g}{\sqrt{6D}}C_\mu\sum_a[(Q_3-Q_2)\bar{q}_1\gamma^\mu q_1+(Q_1-Q_2)\bar{q}_2\gamma^\mu q_2+(Q_2-Q_1)\bar{q}_3\gamma^\mu q_3],$$

где

$$D=Q_1^2+Q_2^2+Q_3^2-\frac{1}{3}(Q_1+Q_2+Q_3)^2;\quad \mathrm{tg}\,\theta=\frac{2D\tilde{e}^2}{g^2};$$

$$j_D^\mu=i[D_-^{\mu\nu}D_\nu^+-D_+^{\mu\nu}D_\nu^-+\partial_\nu(D_+^\mu D_\nu^--D_+^\nu D_\mu^-)].$$

Кварки имеют следующие заряды:

$$u=(Q_1;Q_2;Q_3),\qquad\qquad Q_1+Q_2+Q_3=2$$

$$d=(Q_1-1;\ Q_2-1;\ Q_3-1),\quad \text{причем}\quad Q_1\geq Q_2\geq Q_3.$$

$$s=(Q_1-1;\ Q_2-1;\ Q_3-1),$$

$$c=(Q_1;Q_2;Q_3).$$

Для массовых параметров лагранжиана B-глюона и $C, D^\pm, E^\pm, V^\pm$-глюонов m_B и m_O справедливо соотношение

$$\frac{m_O^2}{m_B^2}=\left(1+\frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{-1}. \tag{1.2}$$

В области $|q^2|\gg m_B^2$ нет необходимости конкретизировать заряды кварков. Выясним поведение инвариантного заряда $\tilde{e}^2(q^2)$ в пределе больших переданных 4-импульсов. Для этого рассмотрим процесс рассеяния $e\mu\to e\mu$ в однопетлевом приближении. Матричный элемент имеет вид:

$$\mathfrak{M}(e\mu \to e\mu) = \delta(k_1 - k_2 + p_1 - p_2)\frac{j^{\mu}j^{\nu}}{(2\pi)^2 q^2}[g_{\mu\nu}\tilde{e}^2 + \frac{\tilde{e}^4}{(2\pi)^4 q^2}\Pi^{(\ell)}_{\mu\nu} +$$

$$+\frac{(\frac{1}{3})^2 \tilde{e}^4 \cdot 3n_a^{(1)}}{(2\pi)^4 q^2}\Pi^{(d,s)}_{\mu\nu} + \frac{(\frac{2}{3})^2 \tilde{e}^4 3n_{(a)}^{(2)}}{(2\pi)^4 q^2}\Pi^{(u,c)}_{\mu\nu} + \frac{\tilde{e}^4 D}{(2\pi)^4 q^6}\Pi^{(G)}_{\mu\nu}] . \qquad /1.3/$$

Операторы $\Pi^{(\ell,d,s,u,c,G)}_{\mu\nu}$ соответствуют лептонным, кварковым и глюонным петлям, $n_a^{(1)}, n_a^{(2)}$ - числа ароматов со средним зарядом 1/3 и 2/3. Для инвариантного заряда в асимптотической области получаем следующее выражение:

$$\tilde{e}^2(q^2) = \tilde{e}^2(0)\,[1 - [\frac{\tilde{e}^2(0)}{12\pi^2} + \frac{(\frac{1}{3}\tilde{e}(0))^2 n_a^{(1)}}{4\pi^2} + \frac{(\frac{2}{3}\tilde{e}(0))^2 n_a^{(2)}}{4\pi^2} + \frac{\tilde{e}^2(0)D}{64\pi}]\ln\frac{q^2}{\mu^2}]^{-1} . \qquad /1.4/$$

Важно отметить, что $\tilde{e}^2$ не совпадает с электрическим зарядом. При $q^2=0$ /эффекты, связанные с B-глюоном при $|q^2| \ll m_B^2$ подавлены членами $\sim q^2/m_B^2$ / нетрудно получить простое соотношение

$$\frac{e^2(q^2=0)}{4\pi} = \frac{\tilde{e}^2(0)}{4\pi}[1 + \frac{2D\tilde{e}^2(0)}{g^2(0)}]^{-1} = \frac{\tilde{e}^2(0)}{4\pi}[1 - \frac{2D\tilde{e}^2(0)}{g^2(0)}] = \frac{1}{137} . \qquad /1.5/$$

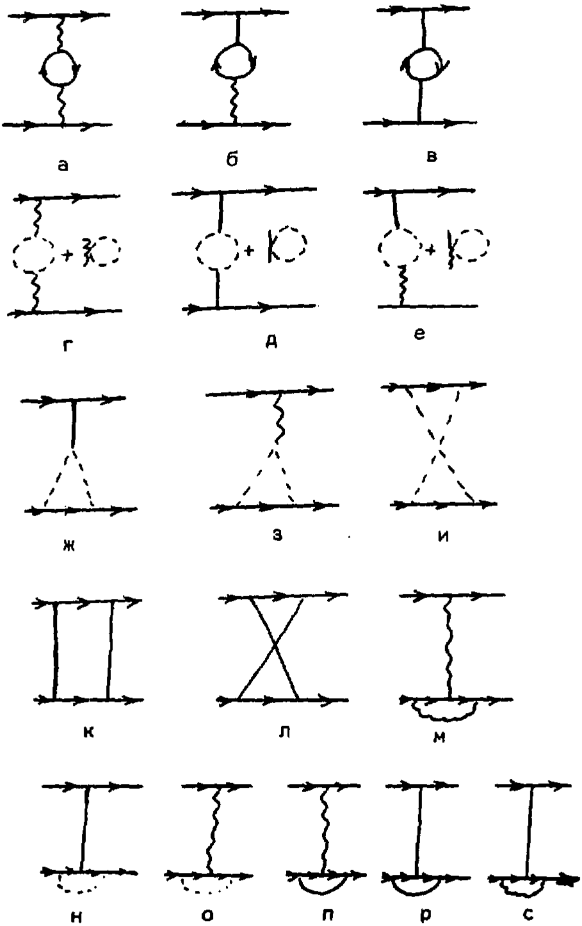
Чтобы выяснить смысл константы g^2, рассмотрим кварк-кварковую амплитуду. Для определенности возьмем кварки красного цвета ($i=1$), принадлежащие u или c аромату*. При $|q^2| \gg m_B^2$ в борновском приближении получим

$$\mathfrak{M} = \frac{iJ^{\mu}J_{\mu}}{(2\pi)^2(q^2 - m_B^2)}(\frac{4}{9}\tilde{e}^2 + \frac{1}{3}g^2) . \qquad /1.6/$$

Первый член в /1.6/ описывает электромагнитное взаимодействие, искаженное сильным взаимодействием. Как видно, он не зависит от истинного электрического заряда кварков /для d, s -кварков первый член в /1.6/ равен $\frac{1}{9}\tilde{e}^2$ /. Это свойство выполняется в любом порядке теории возмущений. Второй член соответствует сильному взаимодействию. В следующем порядке теории возмущений необходимо рассмотреть диаграммы

---

*Чтобы избежать судаковского формфактора, следует рассматривать синглетное состояние $\sum_i \bar{q}_i q_i$, что не приведет к изменению результата, так как кварковые обкладки необходимы лишь для компенсации неунитарных вкладов.



где сплошная линия со стрелкой обозначает кварки, без стрелки - нейтральные глюоны B и C, штриховая линия - заряженные глюоны $D^{\pm}$, $E^{\pm}$, $V^{\pm}$, а волнистая - фотон. Сумма матричных элементов, соответствующих диаграммам а-и

$$M = \frac{1}{(2\pi)^6 q^4} [\bar{e}^4 J^{\mu} J^{\nu} \Pi^{(q)}_{\mu\nu} [(\frac{2}{3})^2 n_1 + (\frac{1}{3})^2 n_2] \cdot (\frac{2}{3})^2 +$$

$$
\begin{aligned}
&+g^4\Big[\frac{1}{6}J^\mu J^\nu \Pi^{(q)}_{\mu\nu}+\frac{1}{2}J^\mu J^\nu \Pi^{(G)}_{\mu\nu}+(q^2-m_B^2)\,J^\mu\Gamma_\mu+\frac{1}{2}(q^2-m_B^2)^2\,X\Big]+ \\
&+3\frac{\tilde e^4 m_G^4}{q^4}J^\mu J^\nu \Pi^{(G)}_{\mu\nu}D\Big(\sum_{i=1}^{3}Q_i^2-2Q_3Q_2\Big)- \qquad /1.7/ \\
&-\frac{g^2\tilde e^2 m_G^2}{q^2}\Big(\frac{3}{2}D+Q_1^2-G_2Q_3\Big)\big[J^\mu J^\nu\,\Pi^{(G)}_{\mu\nu}+(q^2-m_B^2)J^\mu\,\Gamma_\mu\big]\big\},
\end{aligned}
$$

где Γ_μ - вершина в диаграммах ж,з, X - обозначает вклад диаграммы и,

$$
\begin{aligned}
\Pi^{(G)}_{\mu\nu} \sim \int\{ &g_{\mu\nu}(2k^2+5q^2-2kq)+10k_\mu k_\nu-5(k_\mu q_\nu+q_\mu k_\nu)- \\
&-\frac{1}{m_B^2}\big[(2k^4+q^4-2k^2q^2-4(kq)(k^2-kq))\,g_{\mu\nu}+(3k^2-q^2)q_\mu q_\nu+ \\
&+k_\mu k_\nu(3q^2+2kq-2k^2)+(k_\mu q_\nu+k_\nu q_\mu)(k^2-4kq)\big]+ \qquad /1.8/ \\
&+\frac{1}{m_G^4}\big[(kq)^2 q_\mu q_\nu+q^4k_\mu k_\nu-q^2(kq)(k_\mu q_\nu+q_\mu k_\nu)\big]\}\frac{d^4k}{(k^2-m_G^2)[(k-q)^2-m_G^2]}.
\end{aligned}
$$

Выражение /1.8/ отличается от стандартной КХД тем, что содержит слагаемые, пропорциональные m_G^{-2} и m_G^{-4}, которые должны скомпенсироваться в силу унитарности S-матрицы. В самом деле, из Γ_μ и X нетрудно выделить слагаемые, пропорциональные m_G^{-2}, и проверить их компенсацию с соответствующим членом в /1.8/. Выделение из Γ_μ и X членов $\sim m_G^{-4}$ приводит к интегралу

$$
\begin{aligned}
&m_G^{-4}\big[q^4-2q^2(q^2-m_B^2)+(q^2-m_B^2)^2\big]\int\frac{k_\mu k_\nu d^4k}{(k^2-m_G^2)[(k-q)^2-m_G^2]}= \qquad /1.9/ \\
&=\Big(\frac{m_B}{m_G}\Big)^4\int\frac{k_\mu k_\nu d^4k}{(k^2-m_G^2)[(k-q)^2-m_G^2]}.
\end{aligned}
$$

Как видно из /1.9/, "лишние" степени q^2 перед интегралом сократились. В диаграммах к,л, содержащих промежуточные нейтральные глюоны, слагаемые, связанные с массами векторных частиц, сокращаются между собой. Диаграммы м,с наряду с ж,з, в силу тождества Уорда, участвуют в перенормировке волновой функции спиноров. После учета всех компенсаций оставшиеся интегралы совпадают со стандартной КХД. /Отметим, что интеграл, который в поперечной калибровке приходит от петли "духа", в U-калибровке появляется естественным образом, в выражении /1.9/, как следствие унитарности матричных элементов/. Таким образом,

$$\alpha_S(q^2) = \alpha_S(q^2)\{1 - (\frac{2}{3}N_f - 11)\frac{\alpha_S(q_0)}{4\pi}\ln|\frac{q^2}{q_0^2}|\}^{-1} \qquad /1.10/$$

Очевидно, при $D \to 0$ модель расщепляется на электродинамику и КХД. Таким образом, несмотря на то, что векторные физические поля являются суперпозицией абелева и неабелевых полей, асимптотические свойства эффективных и соответствующих калибровочных констант качественно совпадают /нуль-заряд, асимптотическая свобода/.

§2. ХИГГСОВСКИЙ СЕКТОР ТЕОРИИ

Продолжительное время хиггсовский сектор моделей со спонтанно нарушенной симметрией не подвергался тщательному исследованию. Это связано с несколькими причинами. Одна из них состоит в том, что даже в моделях, реально претендующих на описание физических процессов, существует большой произвол во введении скалярных полей, практически не сказывающийся на предсказаниях теории в экспериментально доступном энергетическом интервале. Кроме того, неоднократно высказывались надежды на возможность динамического нарушения симметрии, без введения "лишних" скалярных частиц /7/. В практических расчетах массы хиггсовских частиц, как правило, выбирают достаточно большими для того, чтобы подавить их вклад в сечения процессов. При этом, однако, старшие порядки ТВ приводят к росту сечения при увеличении переданных 4-импульсов. При построении КХД с массивными глюонами после спонтанного нарушения симметрии появляются безмассовые скалярные частицы /8/. Чтобы сделать их массивными, оказалось достаточным ввести в лагранжиан член $\kappa \det\Phi$ /9/. Другая сложность построения объединенных моделей, включающих в себя сильное взаимодействие, связана с нарушением свойства асимптотической свободы /10,11/. Вопрос об асимптотическом поведении констант самодействия хиггсовских частиц является важным. Это связано с тем, что массы хиггсовских частиц не могут быть велики /в рассматриваемой модели/ и, следовательно, необходим учет вклада скаляров в физические процессы. Кроме того, ренормуравнения для эффективных зарядов содержат константы всех физических взаимодействий. Это может привести к тому, что не будет существовать энергетического интервала, в котором сохранялась бы асимптотическая свобода. Возможно, поиск неустойчивых решений /12/ сможет устранить имеющийся произвол в выборе хиггсовского сектора. В исследуемой модели мультиплет скалярных полей реализует 3+3+3 представление группы SU(3). Наиболее общий вид лагранжиана самодействия скалярных полей, не противоречащий калибровочной инвариантности, имеет вид:

$$\mathfrak{L}^{s}_{int} = \frac{1}{2}\mu^2_a \mathrm{Sp}(\Phi^+\Phi\Lambda^a) + \frac{\kappa}{2\sqrt{3}}\epsilon^{ik\ell}\epsilon^{mnp}(\Phi_{im}\Phi_{kn}\Phi_{\ell p} + \text{э. с.}) - \qquad /2.1/$$

$$-\frac{1}{4}H^{ab}_1 \mathrm{Sp}(\Phi^+\Phi\Lambda^a)\mathrm{Sp}(\Phi^+\Phi\Lambda^b) - \frac{1}{4}H^{ab}_2 \mathrm{Sp}(\Phi^+\Phi\Lambda^a\Phi^+\Phi\Lambda^b),$$

где

$$\Lambda' = \sqrt{\frac{2}{3}}\,I; \quad \Lambda^2 = \lambda^3; \quad \Lambda^3 = \lambda^8;$$

λ^a - матрицы Гелл-Манна, μ^2_a, H^{ab}_1, H^{ab}_2 - набор констант. Калибровочная инвариантность и ренормируемость теории накладывают ряд ограничений на двенадцать констант, собранных в матрицы H^{ab}_1 и H^{ab}_2. Лагранжиан взаимодействия скалярных и векторных полей после спонтанного нарушения симметрии имеет вид

$$\mathfrak{L}^{sv}_{int} = \frac{i}{8}\{g\,\mathrm{Sp}(\lambda^a[\tilde\lambda^b\tilde\lambda^c]_-)b^a_\mu - 2\tilde e\,\mathrm{Sp}((\hat Q-\bar Q)[\tilde\lambda^b\tilde\lambda^c]_-)S_\mu\}(\partial^\mu\phi_b\phi_c + \partial^\mu\sigma_b\sigma_c) +$$

$$+\frac{F}{8\sqrt{6}}\{g^2 b^a_\mu b^b_\mu \mathrm{Sp}(\tilde\lambda^c[\lambda^a\lambda^b]_+)\phi_c + 8\tilde e^2 S_\mu S^\mu \mathrm{Sp}((\hat Q-\bar Q)^2\tilde\lambda^c)\phi_c -$$

$$-4\tilde e g S_\mu b^a_\mu[\mathrm{Sp}((\hat Q-\bar Q)[\tilde\lambda^c\lambda^a]_+)\phi_c + i\,\mathrm{Sp}((\hat Q-\bar Q)[\tilde\lambda^c\lambda^a]_-)\sigma_c]\} +$$

$$+\frac{1}{26}\{g^2 b^a_\mu b^b_\mu \mathrm{Sp}(\tilde\lambda^c\lambda^a\lambda^b\tilde\lambda^d) - 4\tilde e g S_\mu b^a_\mu \mathrm{Sp}((\hat Q-\bar Q)\tilde\lambda^c\lambda^a\lambda^d) + \qquad /2.2/$$

$$+4\tilde e^2 S_\mu S^\mu \mathrm{Sp}((\hat Q-\bar Q)\ \tilde\lambda\ \tilde\lambda\ )\}(\phi_c + i\sigma_c)(\phi_d - i\sigma_d);$$

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}}\tilde\lambda^a(\phi_a + i\sigma_a),$$

где $\tilde\lambda^0 = \sqrt{\frac{2}{3}}I$; $\quad\tilde\lambda^a = \lambda^a \qquad a = 1,2,\ldots 8;$

$$\hat Q = \mathrm{diag}(Q_1, Q_2, Q_3); \quad \bar Q = \frac{1}{3}(Q_1 + Q_2 + Q_3)I.$$

Связь калибровочных полей S_μ и b^a_μ, соответствующих $U(1)$ и $SU(3)$ группам с физическими полями, определена следующим образом:

$$S_\mu = \left(1 + \frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{-1/2} \left(A_\mu + \frac{\sqrt{2D}\,\tilde{e}}{g} B_\mu\right),$$

$$\lambda^a_{in} b^a_\mu = \sqrt{2}\, G^{in}_\mu + (\lambda^8_{in}\cos\chi - \lambda^3_{in}\sin\chi) C_\mu + (\lambda^3_{in}\cos\chi + \lambda^8_{in}\sin\chi)\times$$

$$\times\left(1 + \frac{2D\tilde{e}^2}{g^2}\right)^{-1/2} \left(B_\mu - \frac{\sqrt{2D}\,\tilde{e}}{g} A_\mu\right),$$

$$G^{in}_\mu = \begin{pmatrix} 0 & D_\mu & E_\mu \\ D^-_\mu & 0 & V^-_\mu \\ E^-_\mu & V^-_\mu & 0 \end{pmatrix},$$

угол χ определен зарядами кварков

$$tg\chi = \frac{Q_1 + Q_2 - 2Q_3}{\sqrt{3}(Q_1 - Q_2)}.$$

Представляется интересным определить асимптотические свойства констант $\lambda \equiv H_1''$ и $\rho \equiv H_2''$ самодействия скалярных полей, содержащих в радиационных поправках константу g^2, а также выяснить поведение константы κ -тройного взаимодействия при $|q^2| \to \infty$. Схема регуляризации т'Хоофта в однопетлевом приближении дает следующие выражения для соответствующих констант:

$$(4\pi)^2 \frac{d\lambda}{dt}\cdot t = \frac{4}{3}(13\lambda^2 + 12\lambda\rho + 3\rho^2 + \frac{33}{64}g^4 - 8\lambda g^2), \qquad /2.3/$$

$$t\frac{\partial}{\partial t}(\ln y) = \frac{1}{(4\pi)^2} y\left[\frac{4}{3}(\lambda-\rho) - 12g^2\right] - 1, \quad y = \frac{\kappa}{\mu}; \ \mu \text{ – ренорм-параметр}$$

$$(4\pi)^2 \frac{d\rho}{dt} t = \frac{4}{3}(6\rho^2 + 6\lambda\rho + \frac{45}{64}g^4 - 8\rho g^4). \qquad /2.4/$$

Для зарядов λ и ρ, как следует из /2.3/, /2.4/, неустойчивое решение не реализуется. Они являются нуль-зарядными.

§3. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ТЕОРИИ, СЛЕДУЮЩИЕ ИЗ КЭД

Используя прецизионные экспериментальные данные по проверке КЭД, определим ряд ограничений на параметры модели. В низкоэнергетической области $|q^2| \ll m^2_B$

$$\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = \left(1 - \frac{q^2\Lambda(q^2=0)}{m^2_B}\right)\sigma_{k\to D}(e^+e^- \to \mu^+\mu^-).$$

Экспериментальное ограничение в этом случае следующее [13]:

$$\Lambda(0) = \frac{2D\alpha(0)}{\alpha_B(0)} \le 10^{-4} \quad \text{при} \quad m_B \sim 0{,}3 \div 0{,}4 \ \text{ГэВ}.$$

Для аномального магнитного момента мюона имеем

$$\delta\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right) = \frac{\alpha}{3\pi}\left(\frac{m_\mu}{m_B}\right)^2 \Lambda(0).$$

Согласно данным [14],

$$\delta\left(\frac{g_\mu - 2}{2}\right) = (1165924 \pm 8{,}5) \cdot 10^{-9},$$

следовательно, $\Lambda(0) \le 10^{-4}$. В высокоэнергетической области $|q^2| \gg m_B^2$ необходимо рассмотреть процесс e^+e^- аннигиляции в $\mu^+\mu^-$. Используя выражения /1.3/, /1.4/, получим

$$\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = \left(1 - \frac{2D\alpha}{\alpha_B(0)}\right)^{-2} \sigma_{\text{КЭД}} \quad . \qquad /3.1/$$

Из данных [15] следует, что $\Lambda(0) \le 0{,}035$. Рассмотрим теперь резонансную область. При $|q^2| \sim m_B^2$

$$\sigma_{res}\ (e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3m_B^2} + \frac{\alpha^2}{3\pi\Gamma_B}\left[\frac{\alpha_B(m_B)}{2D\alpha} - 1\right]^{-2}, \qquad /3.2/$$

где Γ_B - полная ширина распада B-глюона. Ширина распада B-глюона на лептонную пару находится из вершины Be^+e^-

$$\Gamma(B \to e^+e^-) = \frac{\alpha m_B}{\left(\frac{\alpha_B(m_B)}{2D\alpha} - 1\right)} \simeq \frac{\alpha m_B}{3}\Lambda(m_B). \qquad /3.3/$$

Следует отметить, что в /3.2/ и /3.3/, в отличие от /3.1/, фигурирует $\alpha_B(m_B)$, а не $\alpha_B(0)$. Это связано с тем, что лишь при больших значениях $|q^2|$ в матричных элементах фигурирует заряд $\tilde{e}(q^2)$ /связь $\tilde{e}(0)$ с электрическим зарядом определена формулой /1.5//. В случае, если $|q^2| \le m_B^2$, в матричные элементы входит комбинация зарядов $\tilde{e}^2(q^2)$ и $\alpha_B(q^2)$. Учитывая /3.2/ и /3.3/, запишем

$$\sigma_{res} = \frac{4\pi\alpha^2}{3m_B^2} + \frac{3\pi}{m_B^2}\left(\frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma_B}\right)^2.$$

Из экспериментальных данных [16] $\Gamma(B \to e^+e^-) \le 100$ эВ в области 0,2÷0,5 ГэВ, следовательно, $\Lambda(m_B) \le 10^{-3}$. Как видно из приведенных результатов, наиболее жесткое ограничение следует из низкоэнергетических экспериментов. Обсудим возможность выбора $\alpha_B(0) \ge 2D\alpha \cdot 10^4$. Аналогично работе [8], предположим, что $\alpha_B(1\ \text{ГэВ}) \simeq 0$. Тогда, если мы выберем 4-импульс $|q_1^2|$, удовлетворяющий соотношению $m_B^2 < |q_1^2| < |q_0^2| < 1$ ГэВ, то при $|q^2| \simeq 0{,}25$ ГэВ^2, как следует из /1.10/, теория возмущения перестает быть справедливой / $|q_1^2|$, $|q_0^2|$ - возможные значения ренормпараметра/. Если масса глюона $m_B \sim 0{,}3$ ГэВ, то на константу сильного взаимодействия из теории не следует никаких ограничений при $|q^2| \leq m_B^2$, в частности, $\alpha_B(0)$ может оказаться порядка 10^2.

На основании проведенного анализа можно сделать вывод о том, что целозарядная кварковая модель, построенная путем объединения электромагнитного и сильного взаимодействий, не противоречит имеющимся экспериментальным данным по проверке КЭД при соответствующем выборе параметров модели.

Исследование адронных струй в e^+e^--аннигиляции при сверхвысоких энергиях, возможно, позволит выяснить вопрос о зарядах партонов. Кроме того, представляет интерес исследование процесса рождения лептонных пар при глубоконеупругом рассеянии реальных γ-квантов на адронах, где можно надеяться на получение информации об истинных зарядах кварков.

Авторы благодарны Г.М.Верешкову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Faroughy D., Show G.L. Phys.Rev., 1979, D17, 7, p.1992.
2. Lederman L. Proc. of Tokyo Conf. on High Energy Phys., 1978, p.706.
3. Lee B.W., Zinn-Justin J. Phys.Rev., 1972, D5, pp.3121, 3137, 3155.
4. Belokurov V.V. et al. Phys.Lett., 1973, 47B, p.359; ТМФ, 1974, 19, p.149.
5. Верешков Г.М. и др. ЯФ, 1980, т.32, с.227.
6. Okun L.B., Voloshin M.B., Zakharov V.I. Preprint ITEP-79, 1979.
7. De Rujula A., Giles R.C., Jaffe R.L. Phys.Rev., 1978, D17, p.285.
8. Mohapatra R.N., Pati J.C., Salam A. Phys.Rev., 1976, D13, p.1733.
9. Ernest Ma. Phys.Rev., 1978, D17, p.623.
10. Gross D., Wilczek F. Phys.Rev., 1973, D8, p.3633; Phys. Rev., 1974, D9, p.980.
11. Cheng T.P., Eichten E., Li L.F. Phys.Rev., 1974, D9, p.2259.
12. Воронов Б.Л., Тютин И.В. ЯФ, 1976, т.23, с.664.
13. Augustin J.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.233.
14. Bailey J. et al. Nucl.Phys., 1979, B150, p.1.
15. Beron L. et al. Phys.Rev., 1978, D17, p.2839.
16. Aulchenko V.M. et al. Preprint Inst. of Nucl.Phys., No.79-65, Novosibirsk, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1980 года.