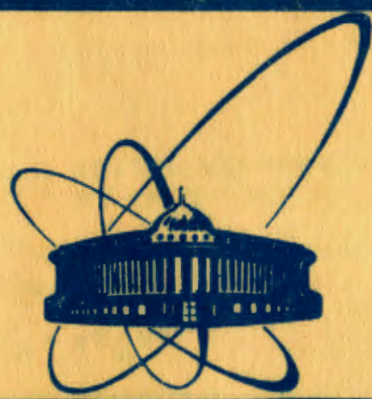


12/III-84



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-83-735

1294/84

Х.М.Бештоев

**НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ
НЕЗАВИСИМОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
КВАРКОВ (СУБКВАРКОВ)
ЧЕРЕЗ ЯНГ-МИЛЛСОВСКИЕ ПОЛЯ ОТ АРОМАТА**

1983

1. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯНГ-МИЛЛОВСКИХ ПОЛЕЙ С КВАРКАМИ

Лагранжиан взаимодействия абелевых полей с фермионами /1/
/электродинамика/ имеет вид:

$$\mathcal{L}_{\text{ВЗ}} = e \bar{\Psi} \gamma_{\mu} \Psi A^{\mu} \equiv e \bar{\Psi}^a \gamma_{\mu} \Psi_b A_a^{\mu b}, \quad a, b = 1, \quad /1/$$

а взаимодействие фермионов через абелево поле изображается диаграммой второго порядка



В классическом пределе лагранжиан взаимодействия между электрон-позитронами имеет вид:

$$\mathcal{L}_{\text{ВЗ}} = -(\pm e)(\pm e) f(r), \quad /2/$$

где $\mp e$ - заряды электрона и позитрона $f(r)$ включает зависимость $\mathcal{L}_{\text{ВЗ}}$ от r . Нас, в основном, будет интересовать знак заряда взаимодействующих фермионов, который можно определить из уравнения Дирака для $\Psi(x)$ и $\bar{\Psi}(x)$

$$(\hat{\partial} - ie\hat{A} - m)\Psi(x) = 0 \quad (\hat{\partial} + ie\hat{A} - m)\bar{\Psi}(x) = 0, \quad /3/$$

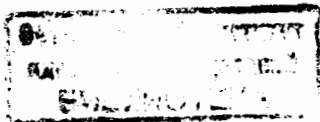
$$\hat{\partial} = \partial^{\mu} \gamma_{\mu} \quad \bar{\Psi}^a \rightarrow +e \quad \Psi_a \rightarrow -e.$$

Учитывая /3/, из выражения /2/ получаем, что заряды одинакового знака отталкиваются, а противоположного знака - притягиваются. Лагранжиан взаимодействия янг-милловских полей с кварками имеет вид /2/:

$$\mathcal{L}_{\text{ВЗ}} = g \bar{\Psi}^a \gamma_{\mu} \Psi_b A_a^{\mu b} \quad a, b = 1 \div n, \quad A_a^{\mu a} = 0,$$

$\mathcal{L}_{\text{ВЗ}}$ SU_n - инвариантен. По аналогии с электродинамикой /исходя из уравнения Дирака/, кваркам можно приписать заряды определенных знаков $\bar{\Psi}^a \rightarrow +g$; $\Psi_a \rightarrow -g$. Тогда лагранжиан взаимодействия кварков через янг-милловские поля в классическом пределе будет иметь вид:

$$\mathcal{L}_{\text{ВЗ}} = -(\pm g)(\pm g) f(r), \quad /4/$$



т.е., как и в случае электродинамики, взаимодействие кварков может быть притягивающим или отталкивающим.

В отличие от электродинамики (U(1)), теории взаимодействия с SU_n -симметрией имеют некоторые особенности:

$$\text{SU}_2 : \bar{\Psi}_a \rightarrow \epsilon_{ab} \bar{\Psi}^b \text{ и поэтому притягиваются состояния} \\ \epsilon_{ab} \bar{\Psi}^a \bar{\Psi}^b, \Psi_a \Psi_b \epsilon^{ab}, \bar{\Psi}^a \Psi_a. \quad /5/$$

Все кварки в других состояниях отталкиваются.

SU₃ : Состояние $\bar{\Psi}^a \Psi_a$ - устойчиво, т.к. эти кварки притягиваются.

$$\Psi_a \Psi_b \rightarrow \Psi_{[ab]} + \Psi_{\{ab\}}, \epsilon^{abc} \Psi_{[ab]} \rightarrow \Psi^c \quad /6/$$

и поэтому притягиваются $\epsilon^{abc} \Psi_a \Psi_b \Psi_c \rightarrow \Psi^c (ab) \Psi_c$ и $\epsilon_{abc} \bar{\Psi}^a \bar{\Psi}^b \bar{\Psi}^c$, т.е. притягиваются кварки и антикварки и три кварка /антикварка/, находящиеся в антисимметризованном состоянии. Все другие кварки отталкиваются. Взаимодействие кварков и антикварков в случае SU_n с n > 3 можно проанализировать аналогичным способом.

Отметим одну особенность рассмотренного подхода. Состояния /5/ и /6/ являются беззарядными состояниями /как и связанное состояние электрона и позитрона/, т.е. они не могут принимать участия во взаимодействиях с обменом глюонами SU_n. SU_{3c}. В качестве примера обесцвечивания рассмотрим модель /3/ кварков и лептонов. В этой модели кварки и лептоны состояются из ритонов двух типов (T, V) с Q = 1/3, 0. Если предположить, что слабое взаимодействие есть цветное взаимодействие SU_{3c}^{4/}, то ритоны (T, V) кроме обычного SU_{3c} цвета будут иметь еще слабый цветной заряд:

$$T_a^a, V^{aa} \quad a = 1, 2, 3 \quad \text{SU}'_{3c} \quad a = 1, 2, 3 \quad \text{SU}_{3c} \quad \text{и} \quad /7/$$

$$e^+ \rightarrow \epsilon_{\alpha\beta\gamma} T_a^\alpha T_b^\beta T_c^\gamma \epsilon^{abc}, \quad \bar{\nu} \rightarrow \epsilon_{\alpha\beta\gamma} V^{aa} V^{\beta b} V^{\gamma c} \epsilon_{abc},$$

$$u_a \rightarrow \epsilon_{\alpha\beta\gamma} T_a^\alpha T_b^\beta V^{\gamma b}, \quad \bar{d}^a \rightarrow \epsilon_{\alpha\beta\gamma} T_b^a V^{\beta b} V^{\gamma a}.$$

Таким образом, мы рассматриваем связанные состояния, обеспечиваемые SU_{3c}^{5/} -цветным взаимодействием. При этом состояния e⁺, $\bar{\nu}$ оказались бесцветными в отношении обычного SU_{3c} -цвета и не принимают участия во взаимодействиях с обменом глюонами.

В предыдущих рассуждениях кваркам приписывались только индексы, связанные с янг-миллсовскими векторными полями. Введение индексов, характеризующих аромат $\Psi_a^a, \bar{\Psi}_a^a, a = 1, 2, \dots$ в предположении независимости взаимодействия векторных /янг-миллсовских/ полей с кварками от этих индексов /аромата/, приводит только к увеличению числа состояний N /в случае SU_n N = n² - 1).

2. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ АДРОН-АДРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ПОЛЮС ПОМЕРАНЧУКА

Выражение для амплитуд упругого рассеяния π^{\pm} на p в перекрестном канале (I = 0, 1) можно представить в виде /6/:

$$B(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = B_0 + \sqrt{\frac{1}{6}} B'_0 + \frac{1}{2} B'_1, \quad B(\pi^- p \rightarrow \pi^- p) = B_0 + \sqrt{\frac{1}{6}} B'_0 - \frac{1}{2} B'_1, \\ B(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = 0 + 0 + \sqrt{\frac{1}{2}} B'_1, \quad B(\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p) = B_0 + \sqrt{\frac{1}{6}} B'_0 + 0, \quad /8/ \\ B(\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n) = 0 + 0 + \sqrt{\frac{1}{2}} B'_1.$$

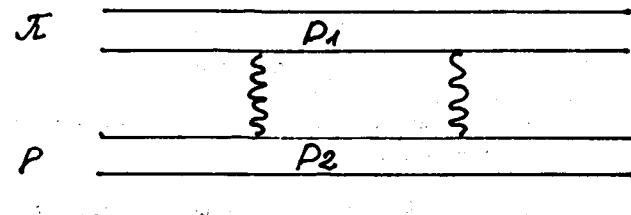
B₀, B'₀, B'₁ - амплитуды упругого рассеяния с изоспинами I = 0, 1.

В /8/ предполагается, что B₀ - вклад от глюонного взаимодействия; так как оно не зависит от аромата, то B₀ будет одинаковым для всех частиц /адронов/, принадлежащих одному супермультиплету.

Для полного сечения π^{\pm} p имеем

$$\sigma_{tot}(\pi^+ p) = \frac{1}{2p\sqrt{s}} [\text{Im} B_0(s, t=0) + \text{Im} B'(\pi^+ p, s, t=0)], \\ \sigma_{tot}(\pi^- p) = \frac{1}{2p\sqrt{s}} [\text{Im} B_0(s, t=0) + \text{Im} B'(\pi^- p, s, t=0)], \quad /9/ \\ \sigma_{tot}(\pi^0 p) = \frac{1}{2p\sqrt{s}} [\text{Im} B_0(s, t=0) + \text{Im} B'(\pi^0 p, s, t=0)].$$

Поскольку цвет должен сохраняться, диаграммы с обменом одним глюоном не должны давать вклада в Im B₀(s, t=0)/диаграммы с обменом одним глюоном с последующим обменом кварков включены в Im B'(πp, s, t=0). В Im B₀(πp, s, t=0) дают вклады диаграммы с обменом двумя и более глюонами. В аддитивном приближении вклад диаграмм с обменом двумя глюонами



/глюонами обмениваются только два кварка/ приводит к отношению $\sigma_{tot}(\pi p) / \sigma_{tot}(pp) \approx 3/2$, и четность, с которой происходит обмен глюонами, есть P = (-1)¹ · (-1)¹ = +1. Анализ амплитуд других адрон-адронных процессов можно произвести аналогичным образом /6/.

В приближении Редже /6/ выражение для мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед указанной выше диаграммы, имеет вид:

$$\text{Im} B_0(s, t=0) = C s^{\alpha(0)} \frac{1}{\hat{p}_1 - m} s^{\alpha(0)} \frac{1}{\hat{p}_2 - m} = C \frac{s^{2\alpha(0)}}{(p_1 p_2)}, \quad /10/$$

т.к. $(P_1 P_2) \approx s$ при больших значениях s : $\text{Im} B_0(s, t=0) = C s^{2\alpha(0)-1}$.
Учитывая, что спин глюонов $s_g = 1$ и $s_g = \alpha(0)$, получаем
 $\text{Im} B_0(s, t=0) \approx C \cdot s$.

Тогда /9/ приобретает вид:

$$\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p, s) = C + \frac{1}{s} \text{Im} B'(\pi^- p \rightarrow \pi^+ p, s, t=0),$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p, s) = C + \frac{1}{s} \text{Im} B'(\pi^- p \rightarrow \pi^- p, s, t=0), \quad /11/$$

$$\sigma_{\text{tot}}(\pi^0 p, s) = C + \frac{1}{s} \text{Im} B'(\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p, s, t=0).$$

Таким образом, обмен реджезованными глюонами эффективно приводит к обмену реджеоном, имеющим $\alpha(0) = 1$, положительную четность. При этом в асимптотике возникает постоянное сечение, т.е. получаем аналогию с обменом полюса Померанчука.

Отметим, что в $B_0(s, t=0)$ будут также давать вклады глюонии (G^2, G^3), имеющие спины $S_G = 0, 1, 2$.

3. МАССЫ КВАРКОВ. СРЕДНИЙ РАДИУС АДРОНОВ И КВАРКОВ

А. Адроны

Предполагая независимость SU_{3c} -глюонного взаимодействия от аромата, запишем массовые формулы для октета псевдоскалярных мезонов:

$$M_{\pi^\pm} = M_0 + M_u + M_d + \frac{2}{9} E_{\text{эм}}, \quad M_{\pi^0} = M_0 + M_u + M_d - \frac{5}{18} E_{\text{эм}},$$

$$M_{K^\pm} = M_0 + M_u + M_s - \frac{2}{9} E_{\text{эм}}, \quad M_{K^0 \bar{K}^0} = M_0 + M_d + M_s - \frac{1}{9} E_{\text{эм}}, \quad /12/$$

$$M_\eta = M_0 + \frac{1}{3} M_u + \frac{1}{3} M_d + \frac{4}{3} M_s - \frac{1}{6} E_{\text{эм}},$$

где M_0 - масса, связанная с глюонным взаимодействием, M_u, M_d, M_s, M_c - массы u, d, s, c кварков, $E_{\text{эм}} = \alpha <1/r>$.

Детерминант этого уравнения равен нулю и поэтому мы можем получить только частные решения:

$$E_{\text{эм}} = 2(M_{\pi^\pm} - M_{\pi^0}) = 9,22 \text{ мэВ}, \quad M_s - M_d = M_{K^\pm} - M_{\pi^\pm} = 354,22 \text{ мэВ},$$

$$M_s - M_u = (M_{K^0} - M_{\pi^0}) - \frac{2}{3}(M_{\pi^\pm} - M_{\pi^0}) = 359,72 \text{ мэВ}, \quad /13/$$

$$M_d - M_u = (M_{K^0} - M_{K^\pm}) + \frac{1}{3}(M_{\pi^\pm} - M_{\pi^0}) = 6,91 \text{ мэВ}.$$

Среднее расстояние $\langle r \rangle$ между кварками:

$$\langle r \rangle = \frac{1}{\langle 1/r \rangle} = \frac{\alpha}{E_{\text{эм}}} = \frac{1}{1,26 \text{ ГэВ}} = 0,16 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad /14/$$

Когда от группы SU_3 переходим к группе SU_4 , т.е. включаем шармированные кварки:

$$M_{D^+} = M_0 + M_d + M_c + \frac{2}{9} E_{\text{эм}}, \quad M_{D^0} = M_0 + M_u + M_c - \frac{4}{9} E_{\text{эм}}, \quad /15/$$

то, используя /12/ и /15/, получаем

$$M_c - M_s = M_{D^+} - M_{K^+} - (M_d - M_u) = 1364,57 \text{ мэВ}. \quad /16/$$

Массовые формулы для адронов из октета барионов можно записать в виде:

$$M_p = M_0 + 2M_u + M_d, \quad M_n = M_0 + M_u + 2M_d - \frac{1}{3} E_{\text{эм}},$$

$$M_{\Sigma^+} = M_0 + 2M_u + M_s, \quad M_{\Sigma^0} = M_0 + M_u + M_d + M_s - \frac{1}{3} E_{\text{эм}}, \quad /17/$$

$$M_{\Sigma^-} = M_0 + 2M_d + M_s + \frac{1}{3} E_{\text{эм}}, \quad M_{\Xi^-} = M_0 + M_d + 2M_s + \frac{1}{3} E_{\text{эм}},$$

$$M_{\Xi^0} = M_0 + M_u + 2M_s - \frac{1}{3} E_{\text{эм}}, \quad M_{\Omega^-} = M_0 + 3M_s + \frac{1}{3} E_{\text{эм}}.$$

Детерминант /17/, когда выбирается пять любых выражений, равен нулю, и поэтому можно получить только частные решения. Одним из таких решений является:

$$M_s - M_d = M_{\Sigma^+} - M_p = 251,14 \text{ мэВ},$$

$$M_s - M_u = (M_{\Sigma^0} - M_p) + \frac{1}{3}(M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^0}) - \frac{1}{3}(M_n - M_p) = 255,37 \text{ мэВ}, \quad /18/$$

$$M_d - M_u = (M_s - M_u) - (M_s - M_d) = 4,23 \text{ мэВ},$$

$$E_{\text{эм}} = (M_{\Sigma^-} - M_{\Sigma^0}) - (M_n - M_p) = 3,57 \text{ мэВ}, \quad \langle r \rangle = \frac{1}{\langle 1/r \rangle} = \frac{\alpha}{E_{\text{эм}}} = 0,42 \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

Из сравнения /13/ и /18/ можем сделать вывод о том, что в массе частиц, кроме чисто глюонных вкладов, есть вклады от процессов, в которых происходит обмен квантовыми числами с изоспиновой странностью.

Оценим вклад в массу, связанную с обменом со странностью.

1/ Октет мезонов:

$$2M_\eta - 2M_{K^0 K^+} = \frac{1}{3}(M_s - M_d) + \frac{1}{3}(M_s - M_u) - \frac{5}{6} E_{\text{эм}} - \frac{2}{3} \Delta_s, \quad \Delta_s = 194,1 \text{ мэВ},$$

тогда

$$M_s - M_d = 160,12 (106,12) \text{ мэВ}, \quad M_s - M_u = 165,62 (111,62) \text{ мэВ}. \quad /19/$$

В скобках указаны разности масс кварков, если учитывается смешивание.

2/ Октет барионов:

$$M_{\Sigma^0} - M_{\Sigma^+} = (M_s - M_u) - \frac{1}{3} E_{\text{эм}} - \Delta_s, \quad /20/$$

$$\Delta_s = 128,68 \text{ МэВ}, M_s - M_d = 122,46 \text{ МэВ}, M_s - M_u = 126,69 \text{ МэВ}.$$

Если учесть /19/, то /16/ равно

$$M_c - M_s = (M_{D^+} - M_{K^+}) - (M_d - M_u) + \Delta_s = 1561,67 \text{ МэВ}. \quad /21/$$

Видимо, расхождение между /19/ и /20/ можно уменьшить, если учесть вклады членов с обменом изоспином. /19/, /20/, /21/ достаточно хорошо согласуются с данными, полученными для масс кварков в других подходах^{17/}.

Б. Кварки

Предполагая, что кварки состоят из трех субкварков^{18/}, связанных цветным взаимодействием^{14/} по аналогии с хромодинамикой, и заменяя кварковую модель моделью, аналогичной^{13/} с $(T, V)Q = = 1/3, 0$, оценим средний радиус кварков.

Семейства кварков ud, sc могут образоваться из одних и тех же субкварков (T, V) , но возможен и другой случай, когда они различаются $(T_1, V_1), (T_2, V_2)$.

Массовые формулы для кварков, аналогичные формулам /12/ и /17/, есть:

$$M_u = M_0 + 2M_{T_1} + M_{V_1} + \frac{1}{9} E'_{\text{эм}}, \quad M_d = M_0 + M_{T_1} + 2M_{V_1}. \quad /22/$$

В /22/ $(M_d - M_u) > 0$, т.е. имеет место ситуация, обратная хромодинамике. Из этих выражений можно сделать только вывод о том, что

/23/

$$M_{V_1} > M_{T_1} + \frac{1}{9} E_{\text{эм}}, \quad M_c = M_0 + 2M_{T_2} + M_{V_2} + \frac{1}{9} E_{\text{эм}}, \quad M_s = M_0 + M_{T_2} + 2M_{V_2}.$$

$$M_c - M_s = (M_{T_2} - M_{V_2}) + \frac{1}{9} E_{\text{эм}}. \quad /24/$$

Выбирая значение $M_c - M_s$ из /21/, получаем

$$(M_{T_2} - M_{V_2}) + \frac{1}{9} E_{\text{эм}} = 1561,67 \text{ МэВ}. \quad /25/$$

Если в этом выражении пренебречь членом $(M_{T_2} - M_{V_2})$, то $E_{\text{эм}} = = 14,05 \text{ ГэВ}$ и

$$\langle r \rangle = \frac{1}{\langle 1/r \rangle} = \frac{a}{E_{\text{эм}}} = \frac{1}{1925 \text{ ГэВ}}. \quad /26/$$

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе, В.А.Матвееву, П.Н.Боголюбову, М.К.Волкову, А.В.Ефремову, А.Н.Сисакяну, Н.Б.Скачкову за обсуждение и поддержку, оказанную при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1973; Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. "Наука", М., 1969; Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. "Наука", М., 1967.
2. Yang C.N., Mills R.L. Phys.Rev., 1954, 96, p.191; Abers E.S., Lee B.W. Phys.Rep., 1973, C9, p.1.
3. Harari N. Phys.Lett., 1979, 86B, p.83; Shupe M.A. Phys.Lett., 1979, 86B, p.87.
4. Бештоев Х.М. Препринт ИЯИ П-0275, 1983.
5. Бештоев Х.М. Препринт ИЯИ П-0125, 1979; Бештоев Х.М., Сисакян А.Н. ОИЯИ, Р2-8815, Дубна, 1975.
6. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. Атомиздат, М., 1980.
7. Penso G., Verzegnassi C. Nuovo Cim., 1982, 72A, p.113.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 декабря 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бештоев Х.М. P2-83-735
Некоторые следствия независимости взаимодействия кварков /субкварков/ через янг-миллсовские поля от аромата

Изучаются некоторые следствия независимости взаимодействия кварков через янг-миллсовские поля от аромата. Кваркам, взаимодействующим между собой через янг-миллсовские поля, приписываются заряды определенных знаков. Исследуются возникающие связанные состояния. При этом учет аромата кварков приводит только к росту числа связанных состояний. В рамках хромодинамики изучается происхождение полюса Померанчука. В высокоэнергетическом приближении обмен двумя реджезованными глюонами приводит к возникновению полюсов Померанчука. Исходя из масс адронов и кварков изучаются соотношения между массами кварков /субкварков/ и определяются средние радиусы адронов и кварков. Средний радиус кварков $\langle r \rangle \approx 2 \text{ ТэВ}$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Beshstoev Kh.M. P2-83-735
Some Consequences of the Independence of Quark (Subquark) Interaction through the Yang-Mills Fields on the Flavour

Some consequences of the independence of the quark interaction through the Yang-Mills fields on the flavour are studied. To these quarks definite signs are ascribed. Arising bound states are investigated. The flavour of quarks being taken into account results only in increasing the number of bound states. Within the chromodynamics the Pomeranchuk pole origin is considered. In a high-energy approximation the exchange of two reggeized gluons leads to the Pomeranchuk pole. On the basis of the hadron and quark masses the relations between the quark (subquark) masses are studied, and mean radii of hadrons and quarks are determined. The mean quark radius $\langle r \rangle \approx 2 \text{ TeV}$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой