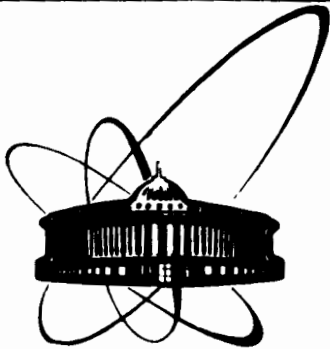


Э/Х - 8³



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5046/83

P2-83-457

И.С.Авалиани, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко

РОЖДЕНИЕ ЦВЕТНЫХ СКАЛЯРОВ
С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Направлено в журнал
"Теоретическая и математическая физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, основным утверждением квантовой хромодинамики /КХД/ является факт существования на малых расстояниях $r \leq 0,2 \text{ Фм} / Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2 /$, точной локальной цветовой симметрии $SU(3)_c$. С другой стороны, время от времени появляется информация, указывающая на возможное существование свободных дробнозарядных частиц^{/1/}. Причинами этого явления /если оно действительно имеет место/ могут быть:

- а/ спонтанное нарушение цветовой $SU(3)_c$ -симметрии;
- б/ существование в природе тяжелых, дробнозарядных, бесцветных объектов /адронов, лептонов/.

Как известно, естественным механизмом спонтанного нарушения неабелевой локальной калибровочной инвариантности, сохраняющим перенормируемость теории, является механизм Хиггса. Спонтанное нарушение цветовой $SU(3)_c$ -симметрии требует существования новых цветных, дробнозарядных, скалярных объектов /скалярных кварков/ с малыми лагранжевыми массами.

Полный лагранжиан взаимодействия при этом имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{КХД}} + \frac{1}{2} |(\partial_\mu + i g_s \sigma^a G_\mu^a) \Phi|^2 + \lambda \Phi^4 - \mu^2 \Phi^2 \quad /1/$$

Здесь σ^a - матрицы данного R_s представления группы $SU(3)_c$, по которому преобразуется скалярное поле; $a_s = g_s^2 / 4\pi$ - константа сильной связи, а λ - константа связи 4-скалярного взаимодействия; μ - масса скалярных частиц.

Несмотря на малость лагранжевых масс скалярных полей ($\mu = 0$), в теориях со спонтанно нарушенной цветовой симметрией характерный масштаб масс наблюдаемых экзотических состояний достигает десятков $\text{ГэВ}^2 /$, что, возможно, объясняет отсутствие указаний на их существование. С другой стороны, не исключено, что энергии существующих и создаваемых в настоящее время новых больших ускорителей /SPS, УНК и др./ достаточны для изучения той области энергий, где находятся эти экзотические состояния.

Рассмотрим некоторые модели, в которых присутствуют известные скалярные поля.

По данным работы^{/3/}, локальная калибровочная $SU(3)_c$ -симметрия нарушается полностью и остается точной только глобальная цветовая симметрия. Нарушение осуществляется путем введения трех комплексных цветных триплетов скалярных частиц: $\Phi = (\Phi_1^-, \Phi_2^-, \Phi_3^-)$.

При этом глюоны приобретают массы $m_g < \Lambda$; Λ - параметр масштаба КХД/, и несинглетные цветовые состояния q, g, qq, \dots становятся наблюдаемыми свободными состояниями с характерным масштабом масс $\sim 10-20 \text{ ГэВ}$. Эта модель допускает также существование дробнозарядных, бесцветных состояний типа $s\bar{q}, \bar{s}q, sqq, \dots$ с малыми массами.

Модель, предложенная в работе^{/4/}, предполагает частичное нарушение локальной цветовой $SU(3)_c$ -симметрии до ее максимальной подгруппы $SO(3)$ через $\underline{27}_c$ -плетное представление $SU(3)_c$:

$$SU(3)_c \xrightarrow{\underline{27}_c} SO(3).$$

Если хиггсовские скалярные бозоны удовлетворяют обыкновенным соотношениям между триальностью $SU(3)_c$ и электрическим зарядом, то это представление должно иметь нулевую триальность. Выбор $\underline{27}_c$ -плетного представления обусловлен тем, что оно является наименьшим представлением с нулевой триальностью, содержащим в себе синглет по отношению к группе $SO(3)$.

В этой модели три глюона остаются безмассовыми, а остальные пять приобретают одинаковую малую массу ($m_g < \Lambda$); комбинации типа $qq(uu, ud, dd, \dots)$ являются уже синглетами по группе $SO(3)$ и, следовательно, вполне наблюдаемыми свободными состояниями.

Следует отметить, что, хотя на малых расстояниях ($r \ll 1/m_g$) цветовая симметрия восстанавливается, введенные в теорию скалярные поля приводят к весьма заметным физическим эффектам, особенно для высоких мультиплетов $SU(3)_c$, благодаря большим значениям соответствующих групповых факторов. В частности, в случае $\underline{27}_c$ -представления $C_2(\underline{27}_c) = 8$, $T(\underline{27}_c) = 27$; а для $\underline{3}_c$ -представления $C_2(\underline{3}_c) = 4/3$ и $T(\underline{3}_c) = 1/2 (C_2(R) \text{ и } T(R))$ являются операторами Казимира^{/5/}.

Рассмотрение нарушения скейлинга в распределениях скалярных партонов $S(x, Q^2)$ на основе уравнений эволюции показывает^{/5/}, что при асимптотических значениях Q^2 доля импульса скалярных партонов в адроне для $\underline{27}_c$ -представления равна $S_2 \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 14\%$, а в слу-

чае $\underline{3}_c$ -представления - $S_2 \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} 10\%$ /число ароматов кварков $f = 4$ /. Отсюда следует, что эффект нарушения скейлинга в структурных функциях, обусловленных скалярными партонами, трудно обнаружить из-за существующих больших экспериментальных ошибок.

Существование скалярных партонов оказывает также влияние на величину константы сильной связи $a_s(Q^2) = 12\pi / b_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)$. Параметр b_0 с учетом скалярных партонов принимает следующий вид:

$$b_0 = 33 - 2f - \frac{1}{2} \sum_{\text{скаляры}} T(R_s).$$

В рамках стандартной КХД, при $f = 4$, $b_0 = 25$; а в случае 27_c - представления $b_0 = 11,5$.

В настоящей работе изучаются вклады скалярных состояний в сечения образования струй и одиночных частиц с большими поперечными импульсами; анализируется влияние скалярных полей на величину и угловую зависимость инклюзивных сечений рождения частиц в жестких процессах.

2. ЖЕСТКИЕ ПОДПРОЦЕССЫ И СКАЛЯРНЫЕ ПАРТОНЫ

В рамках КХД рождение одиночных частиц и струй с большими поперечными импульсами P_T понимается как следствие бинарного жесткого рассеяния составляющих:

$$E \frac{d\sigma}{d^3P} (AB \rightarrow CX) \Big|_{AB \rightarrow \text{jet } X} \infty$$

$$\infty \sum_{a,b,c} \int dx_a dx_b f_{a/A}(x_a, Q^2) f_{b/B}(x_b, Q^2) \left(\frac{D_{C/c}(x_c, Q^2)/x_c^2}{\delta(x_c-1)} \right) dx_c \times \quad /2/$$

$$\times \hat{s}/\pi \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) (d\hat{\sigma}/d\hat{t})_{ab \rightarrow cd}$$

где $f_i/H(x_i, Q^2)$ и $D_{H/i}(x_i, Q^2)$ - соответственно функции распределения и фрагментации партонов; \hat{s} , \hat{t} , \hat{u} - инварианты жесткого элементарного подпроцесса; сумма берется по всем типам составляющих: $a, b, c = q, \bar{q}, G, s, \bar{s}$; величина

$$\left(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right)_{ab \rightarrow cd} = \frac{1}{16\pi} \frac{1}{4F^2(m_a, m_b)} \sum_{\text{цвет}} |M|_{\text{спин}}^2_{ab \rightarrow cd} \quad /3/$$

является элементарным сечением жесткого рассеяния составляющих в борновском приближении, а

$$F^2(m_a, m_b) = [(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2] = \frac{1}{4} [(s - m_a^2 - m_b^2)^2 - 4m_a^2 m_b^2]$$

- фактор инвариантного потока.

В отличие от обычно нарушенной КХД^{/6/}, присутствие скалярных составляющих при спонтанном нарушении цветовой $SU(3)_c$ -симметрии делает необходимым учет дополнительных подпроцессов:

$$q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}, \quad s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}, \quad ss \rightarrow ss, \quad \bar{s}\bar{s} \rightarrow \bar{s}\bar{s}, \quad s\bar{s} \rightarrow s\bar{s},$$

$$s\bar{s} \rightarrow GG, \quad GG \rightarrow s\bar{s}, \quad Gs \rightarrow Gs, \quad G\bar{s} \rightarrow G\bar{s}.$$

Следует отметить, что в ряде моделей со спонтанно нарушенной КХД^{/3, 4/} скаляры находятся в цветовых триплетях и 27-плетях и могут не иметь юквасской связи с кварковыми триплетями.

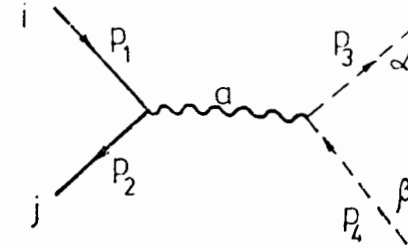
Вычислим сечения в низшем порядке теории возмущений. Предполагается, что партоны находятся на массовой поверхности^{/7/} и поэтому массами спинорных кварков и глюонов можно пренебречь. При этом будем рассматривать массивные скалярные партоны. Это означает, в частности, что глюоны обладают только поперечной поляризацией, и поэтому все вычисления ниже приведены в рамках аксиальной калибровки, то есть

$$\sum_{\text{спин}} \epsilon_\mu^* \epsilon_\nu = -g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu n_\nu + k_\nu n_\mu}{(nk)} - \frac{k_\mu k_\nu}{(nk)^2} n^2, \quad /4/$$

где n - произвольный 4-вектор.

Правила Фейнмана для скалярных партонов и соотношения для вычисления цветовых коэффициентов диаграмм в случае произвольного представления группы $SU(3)_c$ приведены в приложениях.

1. Процесс $q_i \bar{q}_j \rightarrow s \bar{s}$



$i, j = 1, 3$ - цветовые индексы кварков; $a = 1, 8$ - цветовой индекс глюона; α, β - цветовые индексы скалярных кварков;

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2, \quad \hat{t} = (p_1 - p_4)^2, \quad \hat{u} = (p_1 - p_3)^2.$$

Амплитуда этого процесса имеет следующий вид:

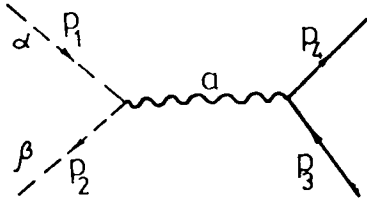
$$M(q_i \bar{q}_j \rightarrow s \beta s^\alpha) = \frac{g_s^2}{\hat{s}} (T_{ij}^a \sigma_{a\beta}^s) \bar{u}^i(p_2) \gamma_\mu u^j(p_1) \bar{s}^\beta(p_4) (p_4 - p_3)^\mu s^\alpha(p_3),$$

где T^a и σ^a - соответственно матрицы $R(\underline{3}_c)$ и $R_s(\underline{3}_c, \underline{27}_c)$ представлений группы $SU(3)_c$, по которым преобразуются функции спинорных ($u(p), v(p)$) и скалярных ($s(p)$) полей. После суммирования и усреднения по спиновым и цветовым состояниям получаем

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q_a \bar{q}_a \rightarrow s\bar{s}) = \frac{\pi a_s^2}{\hat{s}^2} \langle \frac{C_2(R_s) d(R_s)}{18} \rangle \left[\frac{1}{4} \right] 2 \left\{ 1 - \left(\frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \right)^2 - \frac{4m^2}{\hat{s}} \right\}, \quad /5/$$

где в угловых скобках записаны факторы, возникающие после суммирования и усреднения по цветовым состояниям, а квадратные скобки определяют величину коэффициента после усреднения по спиновым состояниям; $a_s = g_s^2 / 4\pi$ - перенормированная константа сильной связи.

2. $s\bar{s} \rightarrow q_a \bar{q}_a$



При переходе от реакции $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ к $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ меняются как цветовые и спиновые коэффициенты, так и фактор инвариантного потока; остальная часть квадрата матричного элемента остается неизменной:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(s\bar{s} \rightarrow q_a \bar{q}_a) = \frac{\pi a_s^2}{\hat{s}(\hat{s} - 4m^2)} \langle \frac{C_2(R_s)}{2d(R_s)} \rangle 2 \left\{ 1 - \left(\frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \right)^2 - \frac{4m^2}{\hat{s}} \right\}. \quad /6/$$

Следует помнить, что при учете вклада $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ подпроцесса в сечение жесткого рассеяния /2/ нужно просуммировать по всем ароматам кварков ($s\bar{s} \rightarrow u\bar{u}, s\bar{s} \rightarrow d\bar{d}, \dots$).

3. $qs \rightarrow qs$ ($\bar{q}s \rightarrow \bar{q}s, q\bar{s} \rightarrow q\bar{s}, \bar{q}s \rightarrow \bar{q}s$)

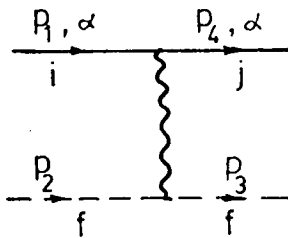


Диаграмма этого процесса получается из диаграммы $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ процесса с помощью кроссинг-симметрии. Для ее матричного элемента имеем

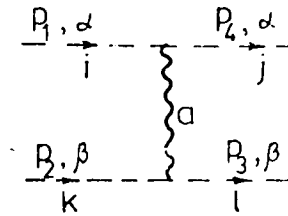
$$M(qs \rightarrow qs) = \frac{g_s^2}{t} (T_{ij}^a \sigma_{\phi_1 \phi_2}^a) \bar{u}_\alpha^j(p_4) \gamma_\mu u_\alpha^i(p_1) \bar{s}^{\phi_2}(p_3) (p_2 + p_3)^\mu s^{\phi_1}(p_2),$$

а для сечения $d\hat{\sigma}/d\hat{t}$ получаем

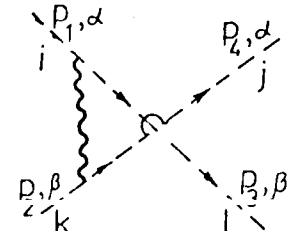
$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(qs \rightarrow qs) = \frac{\pi a_s^2}{(\hat{s} - m^2)^2} \langle \frac{C_2(R_s)}{6} \rangle \left[\frac{1}{2} \right] 2 \left\{ \left(\frac{\hat{s} - \hat{u}}{\hat{t}} \right)^2 - 1 + \frac{4m^2}{\hat{t}} \right\}. \quad /7/$$

Сравнение с формулой /5/ показывает, что выражение, стоящее в фигурных скобках, получается из аналогичного выражения $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ процесса в результате замены $\hat{s} \leftrightarrow \hat{t}$. При этом обращение знака связано с изменением спиральности q кварка.

4. $s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta$ ($s\bar{s} \rightarrow s\bar{s}$)



/ t - канал /



/ u - канал /

i, j, k, l - цветовые индексы скаляров; $a, b = 1, 8$ - цветовые индексы глюонов; α, β - типы скаляров;

$$\hat{s} = (p_1 + p_2)^2, \quad \hat{t} = (p_1 - p_4)^2, \quad \hat{u} = (p_1 - p_3)^2.$$

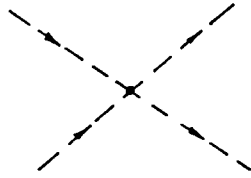
Выпишем инвариантные амплитуды t- и u-каналов:

$$\begin{aligned} M_t(s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta) &= \\ &= \frac{i g_s^2}{t} (\sigma_{ij}^a \sigma_{kl}^a) \bar{s}_\alpha^j(p_4) (p_1 + p_4)^\mu s_\alpha^i(p_1) \bar{s}_\beta^l(p_3) (p_2 + p_3)_\mu s_\beta^k(p_2), \\ M_u(s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta) &= \\ &= \frac{i g_s^2}{u} \delta_{\alpha\beta} (\sigma_{il}^b \sigma_{kj}^b) \bar{s}_\beta^l(p_3) (p_1 + p_3)^\nu s_\alpha^i(p_1) \bar{s}_\alpha^l(p_4) (p_2 + p_4)_\nu s_\beta^k(p_2). \end{aligned}$$

Окончательно получаем

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta) = \frac{\pi a_s^2}{\hat{s}(\hat{s}-4m^2)} \left\{ \left\langle \frac{C_2(R_s) T(R_s)}{d(R_s)} \right\rangle \left(\frac{\hat{s}-\hat{u}}{\hat{t}} \right)^2 + \right. \\ \left. + 2\delta_{a\beta} \left\langle \frac{C_2(R_s) [C_2(R_s) - \frac{1}{2}]}{d(R_s)} \right\rangle \frac{\hat{s}-\hat{u}}{\hat{t}} \frac{\hat{s}-\hat{t}}{\hat{u}} + \delta_{a\beta} \left\langle \frac{C_2(R_s) T(R_s)}{d(R_s)} \right\rangle \left(\frac{\hat{s}-\hat{t}}{\hat{u}} \right)^2 \right\}. \quad /8/$$

С учетом четырехточечной вершины скалярных полей

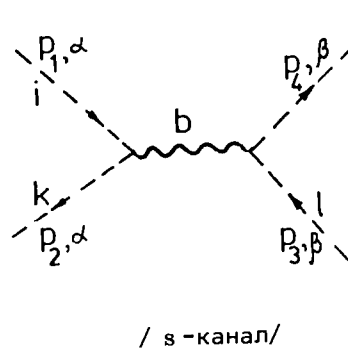
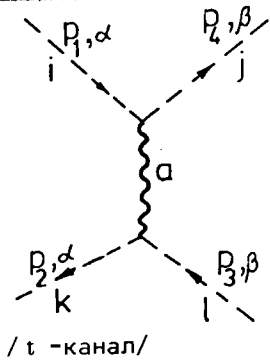


сечение $ss \rightarrow ss$ процесса принимает более громоздкий вид:

$$\frac{d\hat{\sigma}^{(1)}}{d\hat{t}}(s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta) = \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta) + \\ + \frac{1}{16\pi \hat{s}(\hat{s}-4m^2)} \left\{ 2\lambda^2 \left\langle \frac{d(R_s) + 1}{d(R_s)} \right\rangle - 2\lambda g_s^2 \left\langle \frac{C_2(R_s)}{d(R_s)} \right\rangle \left[\frac{\hat{s}-\hat{u}}{\hat{t}} + \delta_{a\beta} \frac{\hat{s}-\hat{t}}{\hat{u}} \right] \right\}, \quad /9/$$

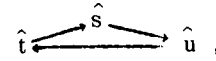
где λ - константа связи скалярного взаимодействия.

5. $s_a \bar{s}_a \rightarrow s_\beta \bar{s}_\beta$



Сечение этого процесса можно вычислить по аналогии с предыдущим ($s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta$); с другой стороны, с учетом того, что цветные

и инвариантные факторы в обоих процессах одинаковые, а соответствующие диаграммы обладают кроссинг-симметрией:



имеет место следующее соотношение:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(s_a \bar{s}_a \rightarrow s_\beta \bar{s}_\beta) = \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta) \begin{vmatrix} \hat{s} \rightarrow \hat{u} \\ \hat{u} \rightarrow \hat{t} \\ \hat{t} \rightarrow \hat{s} \end{vmatrix}. \quad /10/$$

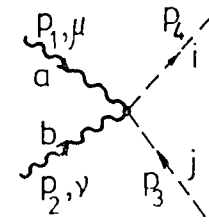
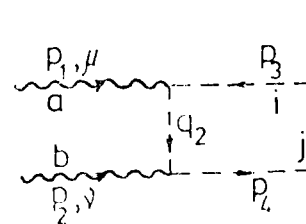
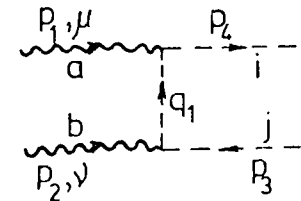
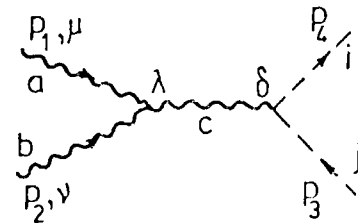
Оно остается в силе и при учете скалярного взаимодействия.

6. $s_a \bar{s}_\beta \rightarrow s_a \bar{s}_\beta$

Сечение этого процесса при $a=\beta$ определяется соотношением /10/, а при $a \neq \beta$ равно сечению процесса $s_a s_\beta \rightarrow s_a s_\beta$ ($a \neq \beta$)

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(s_a \bar{s}_\beta \rightarrow s_a \bar{s}_\beta) = \frac{\pi a_s^2}{\hat{s}(\hat{s}-4m^2)} \left\langle \frac{C_2(R_s) T(R_s)}{d(R_s)} \right\rangle \left(\frac{\hat{s}-\hat{u}}{\hat{t}} \right)^2 \quad /11/$$

7. $GG \rightarrow s\bar{s}$



i, j - цветовые индексы скаляров; $a, b, c = 1, 8$ - цветовые индексы глюонов; $\mu, \nu, \lambda, \delta$ - индексы Лоренца;

$$\hat{s} = (p_1^- + p_2^-)^2, \quad \hat{t} = (p_1^- - p_4^-)^2, \quad \hat{u} = (p_1^- - p_3^-)^2.$$

Для инвариантных амплитуд, соответствующих четырем вышеуказанным диаграммам, имеем

$$M_s(GG \rightarrow s\bar{s}) = -\frac{g_s^2}{s} \langle i T_{ji}^c f^{abc} \rangle \bar{s}^i(p_4) (p_4 - p_3)^\delta s^j(p_3) \times \\ \times \left[-g_{\lambda\delta} + \frac{k_\lambda n_\delta + k_\delta n_\lambda}{(kn)} - \frac{k_\lambda k_\delta}{(kn)^2} n^2 \right] \times \\ \times [g_{\mu\nu}(p_1^- - p_2^-)_\lambda + g_{\nu\lambda}(p_2 + k)_\mu + g_{\lambda\mu}(k + p_1^-)_\nu] \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu,$$

где $k = (p_1 + p_2)$, а n - произвольный вектор /ниже для удобства рассматривается случай $n = p_1 + p_2$ /.

$$M_t(GG \rightarrow s\bar{s}) = \frac{i g_s^2}{(\hat{t} - m^2)} \langle \sigma^b \sigma^a \rangle_{ji} \bar{s}^i(p_4) s^j(p_3) (p_1 + p_4)_\mu (p_1 - p_3)_\nu \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu$$

$$(q_1 = p_4 - p_1 = p_2 - p_3),$$

$$M_u(GG \rightarrow s\bar{s}) = \frac{i g_s^2}{(\hat{u} - m^2)} \langle \sigma^a \sigma^b \rangle_{ji} \bar{s}^i(p_4) s^j(p_3) (p_4 + q_2)_\nu (-p_3 - q_2)_\mu \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu$$

$$(q_2 = p_4 - p_2 = p_1 - p_3),$$

$$M_4(GG \rightarrow s\bar{s}) = -i g_s^2 \langle \sigma^a \sigma^b + \sigma^b \sigma^a \rangle_{ji} g_{\mu\nu} \bar{s}^i(p_4) s^j(p_3) \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu.$$

С целью вычисления сечения $GG \rightarrow s\bar{s}$ процесса воспользуемся следующим соотношением:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(GG \rightarrow s\bar{s}) = \langle \frac{1}{64} \rangle \langle \frac{1}{4} \rangle \frac{g_s^4}{16\pi \hat{s}^2} |M_s + M_t + M_u + M_4|^2.$$

После введения обозначений

$$T = \hat{t} - m^2, \quad U = \hat{u} - m^2$$

для усредненных билинейных комбинаций матричных элементов разных каналов получаем

$$|M_s|^2 = 2 \langle 3C_2(R_s) d(R_s) \rangle \left(\frac{\hat{t} - \hat{u}}{\hat{s}} \right)^2,$$

$$|M_t|^2 = 16 \langle C_2^2(R_s) d(R_s) \rangle [U/\hat{s} - m^2/T]^2,$$

$$|M_u|^2 = 16 \langle C_2^2(R_s) d(R_s) \rangle [T/\hat{s} - m^2/U]^2,$$

$$|M_4|^2 = 8 \langle C_2(R_s) d(R_s) \rangle [C_2(R_s) - 3/4] \langle \dots \rangle,$$

$$(M_t^* M_u + M_t M_u^*) = 16 \langle 2C_2(R_s) d(R_s) \rangle [C_2(R_s) - \frac{3}{2}] \langle \dots \rangle > \frac{1}{UT} (m^2 - \frac{UT}{\hat{s}})^2,$$

$$(M_t^* M_4 + M_t M_4^*) = -8 \langle 2C_2(R_s) d(R_s) \rangle [C_2(R_s) - \frac{3}{4}] \langle \dots \rangle > [m^2/T - U/\hat{s}],$$

$$(M_u^* M_4 + M_u M_4^*) = -8 \langle 2C_2(R_s) d(R_s) \rangle [C_2(R_s) - \frac{3}{4}] \langle \dots \rangle > [m^2/U - T/\hat{s}],$$

$$(M_t^* M_s + M_t M_s^*) = -4 \langle -3C_2(R_s) d(R_s) \rangle \frac{T-U}{\hat{s}} [U/\hat{s} - m^2/T],$$

$$(M_u^* M_s + M_u M_s^*) = -4 \langle 3C_2(R_s) d(R_s) \rangle \frac{T-U}{\hat{s}} [T/\hat{s} - m^2/U],$$

$$(M_4^* M_s + M_4 M_s^*) = 0$$

и, соответственно, сечение $GG \rightarrow s\bar{s}$ процесса принимает вид

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(GG \rightarrow s\bar{s}) = \frac{\pi \alpha_s^2}{\hat{s}^2} \langle \frac{C_2(R_s) d(R_s)}{64} \rangle \left[\frac{1}{4} \langle 8 [C_2(R_s) - \frac{3}{4} + \frac{3}{4} (\frac{T-U}{\hat{s}})^2] \right. \\ \left. + 2m^2 [C_2(R_s) \frac{\hat{s}^2}{UT} - 3] \left[\frac{m^2}{UT} - \frac{1}{\hat{s}} \right] \right]. \quad /13/$$

В случае $m=0$ полученное выражение совпадает с результатом работы/5/.

8. $\bar{s}\bar{s} \rightarrow GG$

Сечение этого процесса с точностью до коэффициентов совпадает с сечением реакции $GG \rightarrow \bar{s}\bar{s}$:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(\bar{s}\bar{s} \rightarrow GG) = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}(\hat{s}-4m^2)} \frac{C_2(R_s)}{d(R_s)} 8 \left\{ C_2(R_s) - \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \left(\frac{\hat{t}-U}{\hat{s}} \right)^2 + \right. \\ \left. + 2m^2 \left[C_2(R_s) \frac{\hat{s}^2}{UT} - 3 \right] \left[\frac{m^2}{UT} - \frac{1}{\hat{s}} \right] \right\}. \quad /14/$$

9. $sG \rightarrow sG (\bar{s}G \rightarrow \bar{s}G)$

Диаграммы этого процесса могут быть получены из диаграмм $GG \rightarrow \bar{s}\bar{s}$ реакции с применением $\hat{s} \leftrightarrow t$ кроссинга; не рассматривая этот процесс детально, отметим, что для его сечения имеем выражение

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(sG \rightarrow sG) = \frac{\pi\alpha_s^2}{(\hat{s}-m^2)^2} \left\langle \frac{C_2(R_s)}{8d(R_s)} \right\rangle \left[\frac{1}{2} \right] 8 \left\{ C_2(R_s) - \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \left(\frac{\hat{s}-\hat{t}}{\hat{t}} \right)^2 + \right. \\ \left. + 2m^2 \left[C_2(R_s) \frac{\hat{t}^2}{U(\hat{s}-m^2)} - 3 \right] \left[\frac{m^2}{U(\hat{s}-m^2)} - \frac{1}{\hat{t}} \right] \right\}. \quad /15/$$

Таким образом, получены выражения для сечений всех подпроцессов с участием скалярных составляющих для их произвольного представления.

3. НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЦВЕТНЫХ СКАЛЯРОВ

Полученные выше результаты для сечений ($d\hat{\sigma}/d\hat{t}$) различных подпроцессов дают возможность выяснения некоторых особенностей процессов образования легких цветных скаляров.

Как известно, в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов на адронах существование скалярных составляющих в барионах и мезонах не обнаружено. Причиной этому может служить малость примеси скалярных партонов в структурных функциях адронов ($f_{s/H}(x)$ и $D_{H/s}(z)$ малы), затрудняющая их обнаружение при существующих сравнительно больших экспериментальных ошибках. Поэтому поиски цветных скаляров более удобно проводить в реак-

циях образования скалярных струй, сечения которых, в основном, будут определяться двумя подпроцессами:

$$GG \rightarrow \bar{s}\bar{s},$$

$$q\bar{q} \rightarrow \bar{s}\bar{s}.$$

При этом очевидно, что при малых значениях $x_R = \frac{2E_c}{\sqrt{s}} = x_T/\sin\theta$

будет доминировать первый подпроцесс, а при сравнительно больших x_R доля второго ($q\bar{q} \rightarrow \bar{s}\bar{s}$) подпроцесса будет значительно преобладать над первым. Для угловой зависимости соответствующих сечений в безмассовом случае имеем

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(GG \rightarrow \bar{s}\bar{s}) = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \frac{C_2(R_s)d(R_s)}{32} \left[C_2(R_s) - \frac{3}{4}(1 - \cos^2\hat{\theta}) \right], \quad /16/$$

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow \bar{s}\bar{s}) = \frac{\pi\alpha_s^2}{\hat{s}^2} \frac{C_2(R_s)d(R_s)}{36} [1 - \cos^2\hat{\theta}].$$

Так как в случае 27_c -представления скаляров $d(R_s) = 27$ и $C_2(R_s) = 8$, соответствующие сечения доминируют. В частности, в области малых x_R , где инвариантные сечения в основном определяются глюонными подпроцессами ($GG \rightarrow GG$, $GG \rightarrow q\bar{q}$, $GG \rightarrow s\bar{s}$), величина $d\hat{\sigma}/d\hat{t}(GG \rightarrow \bar{s}\bar{s})$ преобладает над сечениями других реакций при угле рассеяния $\hat{\theta} = 90^\circ$.

$$R = \frac{d\hat{\sigma}/d\hat{t}(GG \rightarrow \bar{s}\bar{s})}{d\hat{\sigma}/d\hat{t}(GG \rightarrow GG)} = 1,6; \quad R = \frac{d\hat{\sigma}/d\hat{t}(GG \rightarrow \bar{s}\bar{s})}{d\hat{\sigma}/d\hat{t}(GG \rightarrow q\bar{q})} = 80 (f = 4), \quad /17/$$

где $\hat{\theta}$ - угол рассеяния в системе центра масс составляющих, связанный с углом рассеяния θ в системе центра масс адронов следующим соотношением:

$$\cos\hat{\theta} = \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta\cos\theta}, \quad \text{где } \beta = \frac{x_a - x_b}{x_a + x_b}. \quad /18/$$

С уменьшением значения угла $\hat{\theta}$ сечение $GG \rightarrow GG$ подпроцесса быстро растет, что приводит к уменьшению R /17/:

$$R\left(\frac{GG \rightarrow \bar{s}\bar{s}}{GG \rightarrow GG}\right)_{\hat{\theta}=60^\circ} = 0,7; \quad R\left(\frac{GG \rightarrow \bar{s}\bar{s}}{GG \rightarrow GG}\right)_{\hat{\theta}=30^\circ} = 0,06.$$

По этой причине экспериментальное наблюдение скалярной струи при малых значениях x_R весьма затруднено. Как показывают точ-

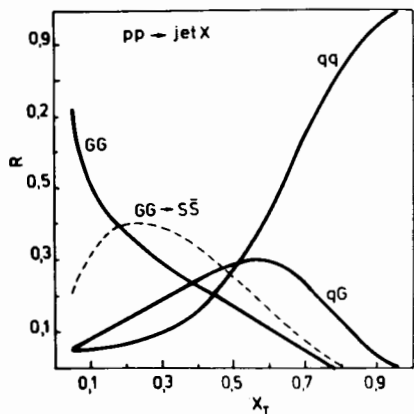


Рис. 1

ные расчеты, в реакции $pp \rightarrow \text{jet } X$ при $\theta = 90^\circ$ и $x_T = 0,05$ $GG \rightarrow s\bar{s}$ компонента инвариантного инклюзивного сечения процесса примерно в три раза меньше, чем вклад $GG \rightarrow GG$ и достигает своего максимального значения $\approx 40\%$ при $x_T \approx 0,25$ /см. рис.1/. Объясняется это тем, что при фиксированных значениях θ и x_T величина θ согласно соотношению /18/ меняется в довольно широком интервале. Таким образом, с целью обнаружения скалярной струи при малых значениях x_R следует рассматривать только процессы рассеяния при $\hat{\theta} = 90^\circ$, что довольно затруднительно, так

как фиксирование угла θ в эксперименте в этой области x_R не означает однозначного фиксирования значения угла $\hat{\theta}$.

С другой стороны, как было отмечено выше, в области достаточно больших значений x_R скалярная струя может образоваться в подпроцессе $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$. Если при этом q, \bar{q} - валентные кварки ($pp \rightarrow \text{jet } X$), то компоненты $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ инвариантного инклюзивного сечения, определяющие валентную область взаимодействия, доминируют над вкладами других компонент. Для отношения

$$R = \frac{d\hat{\sigma}/d\hat{t}(q\bar{q} \rightarrow s\bar{s})}{d\hat{\sigma}/d\hat{t}(q_a \bar{q}_a \rightarrow q_a \bar{q}_a)}$$

$$R(\hat{\theta} = 90^\circ) \approx 2,3; \quad R(\hat{\theta} = 60^\circ) \approx 0,4; \quad R(\hat{\theta} = 30^\circ) \approx 0,008.$$

По аналогии со случаем $R(\frac{GG \rightarrow s\bar{s}}{GG \rightarrow GG})$ сечение подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$

доминирует над другими кварковыми сечениями только в области $\theta \approx 90^\circ$, но наблюдение скалярной струи в этом случае значительно легче. Обусловлено это тем, что при больших значениях x_R в силу кинематического соотношения /18/ $\theta \approx \hat{\theta}$, точность этого приближенного равенства растет с увеличением x_R . Экспериментальное фиксирование $\theta = 90^\circ$ уже соответствует области $\hat{\theta} = 90^\circ$, где вклад подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ в два раза превосходит вклад реакции $q_a \bar{q}_a \rightarrow q_a \bar{q}_a$. Поэтому наиболее удобным представляется поиск скалярных струй в $\bar{p}p$ (πp) -эксперименте при высоких энергиях и больших значениях $x_T / \theta = 90^\circ$.

Детектирование скалярных струй может быть также удобным при изменении угловой зависимости сечений. Примесь $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ компоненты частично видоизменяет угловую зависимость $(1 + \cos^2 \theta)$, обусловленную $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ подпроцессом, что при достаточно точных измерениях может быть зарегистрировано экспериментально.

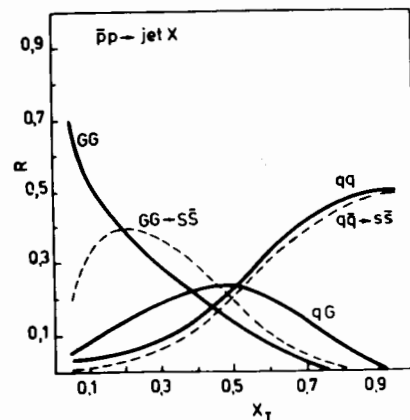


Рис. 2

Анализ вкладов различных компонент / $\theta = 90^\circ$ / сечений инклюзивных реакций $pp \rightarrow \text{jet} + X$, $\bar{p}p \rightarrow \text{jet} + X$ без учета примеси скалярных составляющих в начальные адроны подтверждает вышеизложенные выводы. В частности, доля $GG \rightarrow s\bar{s}$ компоненты в обоих процессах при $x_T = 0,05$ составляет всего 20%, что почти в четыре раза меньше вклада компоненты $GG \rightarrow GG$. А при больших значениях x_T в реакции $\bar{p}p \rightarrow \text{jet} + X$ доля $q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ компоненты достигает 50% /см. рис.1,2/. Функции $G(x)$ и $f_{q/N}(x)$ определены правилами кваркового счета /8/; число ароматов $f = 4$, а

$$R_{ij} = \frac{(Ed\sigma/d^3P)_{ij}}{\sum_{l,m} (Ed\sigma/d^3P)_{lm}}$$

Отметим также, что другой характерной особенностью проявления цветных скаляров могут служить параметры образованных ими струй /угловые разрешения, вероятности развития, множественности и др./, значительно отличающиеся от соответствующих величин для струй фермионных кварков.

Действительно, так как вероятности развития струй спинорных, скалярных кварков и глюонов определяются в главном логарифмическом приближении соответствующими ядрами уравнений эволюции:

$$P_{\kappa q}(z) = P_{\kappa q}(1-z) = C_2(R) \frac{1+z^2}{1-z}$$

$$P_{\kappa s}(z) = 2C_2(R_s) \frac{1-z}{z} \quad /19/$$

$$P_{\kappa \kappa}(z) = 2C_2(G) \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z) \right]$$

то, вводя переменную "струйности" (thrust)

$$T = \max_n \left(\sum_i |\vec{P}_i \cdot \hat{n}| / \sum_i |\vec{P}_i| \right),$$

где \hat{n} - произвольный вектор, направленный вдоль струи, можно вычислить нормированные распределения по "струйности"*:

* Без учета примеси скалярных кварков в распределениях начальных адронов.

$$N^A(T) = \frac{dN}{\Sigma dT} = \left(\frac{a_s}{2\pi}\right) \frac{4}{1-T} \int_{1-T}^{(1+T)/2} dz P_A(z).$$

При этом для $T \rightarrow 1$ получим следующие соотношения:

$$\frac{N^g}{N^q} = \frac{C_A}{C_F} = \frac{9}{4}, \quad \frac{N^s}{N^q} = \frac{C_s}{2C_F} = 3,$$

где

$$C_F = C_2(R=3) = 4/3, \quad C_A = C_2(G) = 3, \quad C_s = C_2(R_s) = \frac{27}{2} = 8.$$

соответственно.

Таким образом, в главном логарифмическом приближении /и при $R_s = 27$ / скалярные струи имеют разрешение, в три раза превосходящее ширины спинорных кварков.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках КХД с цветными скалярными полями рассчитаны сечения ($d\hat{\sigma}/d\hat{t}$) всех подпроцессов с участием скалярных партон, принадлежащих произвольному представлению группы $SU(3)_c$ с учетом их масс. Из анализа полученных результатов следует, что поиск скалярных струй более удобно проводить в реакциях, имеющих апликционные валентные каналы $\bar{p}p$, $\pi p \rightarrow jet X$, при больших значениях x_T и $\theta = 90^\circ$.

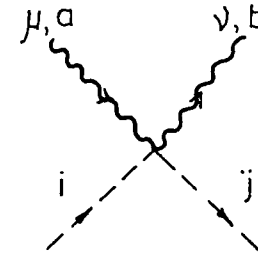
Авторы приносят глубокую благодарность А.Н.Тавхелидзе за постоянный интерес к работе, а также Н.В.Красникову, А.В.Радюшкину, А.Н.Сисакяну, К.Г.Четыркину за ценные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

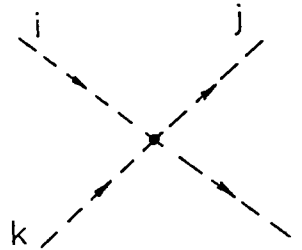
Правила Фейнмана для скалярных кварков:

$$\text{---} \xrightarrow{q} \text{---} \quad -i/q^2,$$

$$\begin{array}{c} \mu \quad a \\ \text{---} \quad \text{---} \\ \text{---} \quad \text{---} \\ q \quad q' \end{array} \quad i g_s \sigma_{ij}^a (q + q')_\mu,$$



$$-i g_s^2 (\sigma^a \sigma^b + \sigma^b \sigma^a)_{ij} \delta_{\mu\nu},$$



$$-i \lambda (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{il} \delta_{jk}),$$

где $a, b = 1, 8$ - цветовые индексы глюонов; i, j, k, l - цветовые индексы скаляров; μ, ν - индексы Лоренца.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Алгебра σ^a матриц произвольного (R_s) представления группы $SU(3)_c$:

$$[\sigma_a \sigma_b] = i f_{abc} \sigma^c,$$

$$\sum_a (\sigma^a \sigma^a)_{ij} = \delta_{ij} C_2(R_s),$$

$$\text{Sp} \sigma^a = 0 \quad \text{Sp}(\sigma^a \sigma^b) = T(R_s) \delta_{ab},$$

$$\text{Sp}(\sigma_a \sigma_b \sigma_c) = \frac{1}{2} T(R_s) (d_{abc} + i f_{abc}),$$

$$\delta_{ab} C_2(G) = \sum_{c,d} f_{acd} f_{bcd} \quad (C_2(G) = 8),$$

$$\sum_b f_{abb} = \sum_{c,d} f_{acd} d_{bcd} = 0,$$

$$C_2(R_s) = \frac{d(G) T(R_s)}{d(R_s)} \quad (d(G) = 8),$$

где f_{abc} (d_{abc}) - полностью антисимметричные /симметричные/ групповые структурные константы. Величины $C_2(R_s)$ и $T(R_s)$ являются операторами Казимира, а $d(R_s)$ - размерность представления R_s / G - соответствует глюонному полю/:

$$C_2(\underline{3}_c) = 4/3, \quad T(\underline{3}_c) = 1/2, \quad d(\underline{3}_c) = 3.$$

$$C_2(\underline{27}_c) = 8, \quad T(\underline{27}_c) = 27, \quad d(\underline{27}_c) = 27.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. La Rue C.S., Fairbank W.M., Hebard A.F. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1011-1015; La Rue C.S., Phillips J.D., Fairbank W.M. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.142-146; 1981, 46, p.967-970.
2. Игнатъев А.Ю. и др. ТМФ, 1982, 53, с.181-188; Tavkhelidze A.N. INR, P-0267, Moscow, 1982.
3. De Rujula A., Ciles R., Jaffe R.L. Phys.Rev., 1978, D17, p.285-302; 1980, D22, p.227-229.
4. Slansky R., Coldman T., Shaw C.L. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.887-891.
5. Glück M., Reya E. Phys.Rev.Lett., 1982, 48, p.662-666.
6. Cambridge L., Kripfganz J., Kanit J. Phys.Lett., 1977, 70B, p.234-238; Cutler R., Sivers D. Phys.Rev., 1978, D17, p.196-212.
7. Sivers D., Brodsky S.J., Blankenbecler R. Phys.Rep., 1976, 23C, p.1-121.
8. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cimento, 1973, 7, p.719-724; Brodsky S.J., Farrar G. Phys. Rev.Lett., 1973, 31, p.1153-1156.

Рукопись

Авалиани И.С., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. P2-83-457
Рождение цветных скаляров с большими поперечными импульсами

В рамках КХД с нарушенной цветовой $SU(3)_c$ симметрией изучены вклады скалярных состояний в сечения образования струй и одиночных частиц с большими поперечными импульсами. Анализируются роль скалярных полей и их влияние на величину и угловую зависимость инклюзивных сечений рождения частиц в жестких процессах. Рассчитаны сечения $(\frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}})$ всех подпроцессов с участием скалярных кварков произвольного представления группы $SU(3)_c$ с учетом их масс. Полученные результаты показывают, что поиск скалярных струй более удобно проводить в реакциях, имеющих аннигиляционные валентные каналы, при больших значениях x_T и $\theta = 90^\circ$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Avaliani I.S., Matveev V.A., Slepchenko L.A. P2-83-457
The Coloured Scalar Production with High Transverse Momentum

In the frames of spontaneously broken QCD, the scalar parton influence at the inclusive cross sections value and its angle dependence in hard scattering processes is discussed. Expressions for the cross sections $(d\hat{\sigma}/d\hat{t})$ of massive scalar subprocesses are obtained. It is shown that the search for light scalar jet production is more convenient to conduct for large values of x_T and for $\theta = 90^\circ$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой