

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. A. Matveev, L. A. Slepchenko, Scattering of supersymmetric partons at large momentum transfers,
TMF, 1984, Volume 59, Number 2, 224–232

<https://www.mathnet.ru/eng/tmf4825>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.170

May 22, 2025, 16:36:47



РАССЕЯНИЕ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ПАРТОНОВ ПРИ БОЛЬШИХ ПЕРЕДААННЫХ ИМПУЛЬСАХ

Матвеев В. А., Слепченко Л. А.

В рамках суперсимметричного расширения КХД ($N=1, 2$) вычислены дифференциальные сечения образования скалярных кварков и глюино в борновском приближении. Обсуждаются некоторые критерии их обнаружения в адронных соударениях при больших поперечных импульсах.

Успехи теории возмущений в КХД применительно к жестким адронным процессам позволили приблизиться непосредственно к пониманию того, как адроны составлены из полей КХД — кварков и глюонов. Современные модификации КХД: спонтанно нарушенные, объединенные и суперсимметричные модели — значительно обогащают спектр составляющих партонных и соответственно новых адронов [1, 2]. При этом оказывается, что изучение свойств этих новых состояний — скалярных кварков, хиггсовских частиц, суперсимметричных партнеров кварков и глюонов — удобно проводить в столкновениях адронов с большими p_T или в образовании соответствующих струй на угол 90° [3, 4].

Существование суперпартнеров частиц и партонных КХД подразумевает, по существу, модификацию экспериментального анализа сильных взаимодействий. Это касается, в частности, вопросов нарушения скейлинга структурных функций скалярных кварков и глюино [5] и сечений их жесткого рассеяния с большими передачами импульса [6].

Так как некоторые из суперсимметричных партонных принадлежат присоединенному представлению цветной $SU(3)$ -группы (глюино в $N=1, 2$ и скалярный кварк в суперсимметрии $N=2$), эти изменения могут оказаться весьма существенными для целого ряда сечений жесткого рассеяния элементарных составляющих адронов. С этой целью в настоящей работе вычисляются дифференциальные сечения борновского рассеяния суперпартнеров кварков и глюонов и предложены некоторые критерии их экспериментального наблюдения.

Взаимодействие между калибровочными полями и полями материи вместе с их суперпартнерами описываются следующим калибровочным лагранжианом, инвариантным относительно группы $SU(3)$ -цвет:

$$(1) \quad \mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{кхд}} + \mathcal{L}_{\text{сс}} + \mathcal{L}',$$

$$\mathcal{L}_{\text{сс}} = -\frac{1}{2} \hat{\lambda}_a (i \mathcal{D} \lambda)_a - (D_\mu s_i)^+ D^\mu s_i -$$

$$- (D_\mu t_i)^+ D^\mu t_i + i g \sqrt{2} \{ \hat{\lambda}_a^+ s_i + T^a q_{L_i} -$$

$$-\bar{\lambda}_L^a t_i + T^a q_{Ri} + \text{э.с.} \}^{-1/2} g^2 (s_i + T^a s_i - t_i + T^a t_i)^2,$$

где $D_{ij}^\mu = \partial^\mu \delta_{ij} - ig G_a^\mu T_{ij}^a$ — ковариантная производная, а \mathcal{L}' содержит вклады, фиксирующие калибровку, духи Фаддеева — Попова и возможные массовые члены. Здесь T^a являются генераторами группы $SU(3)_c$ в данном представлении.

Суперсимметрия $N=1$. Для глюонов и их суперпартнеров — майорановских спиноров λ (глюино) — $(T^a)_{bc} \rightarrow (F^a)_{bc}$ суть структурные константы if_{abc} группы $SU(3)_c$.

Для $L-R$ -кварков $q = (q_L, q_R)$ и их скалярных суперпартнеров $\Phi = (s, t)$ — генераторы, $T^a = \lambda^a/2$ — матрицы Гелл-Манна фундаментального представления $SU(3)_c$.

Суперсимметрия $N=2$. Все поля, входящие в лагранжиан (1), q, g, λ, Φ принадлежат к присоединенному (октетному) представлению группы $SU(3)_c$.

В КХД взаимодействие адронов на малых расстояниях осуществляется посредством бинарных взаимодействий составляющих их кварков и глюо-

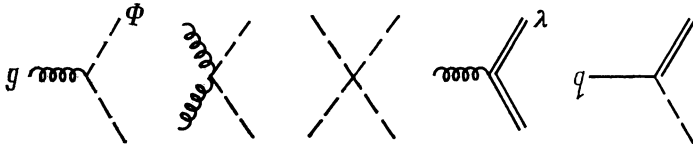


Рис. 1

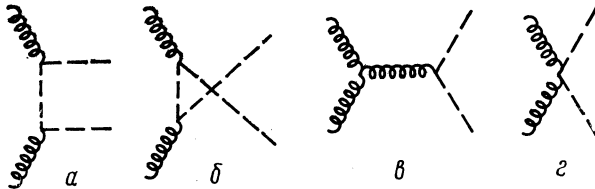


Рис. 2

нов при больших передачах импульса ¹⁾ $s \sim t \sim u$. Сечения этих элементарных актов были вычислены в работах [7] и составляют основу рассмотрения процессов жесткого рассеяния в КХД. В $N=1, 2$ расширенной КХД сечения рассеяния кварков и глюонов должны быть дополнены соответствующими сечениями бинарного взаимодействия их суперпартнеров, глюино и скаляров, соответствующие вычисления будут приведены ниже.

Итак, лагранжиан (1) приводит к новым (по сравнению с КХД) взаимодействиям (см. рис. 1, где изображены вершины взаимодействия глюино и скалярных кварков с кварками и глюонами).

Вследствие того что λ ($N=1, 2$) и Φ ($N=2$) принадлежат к октетному представлению цветной $SU(3)$ -группы, эти вершины приведут к большим цветным множителям.

¹⁾ Здесь и далее символами s, t, u ($s+t+u=0$) будем обозначать мандельштамовские инварианты в с.д.и. партонов.

В частности, сравним цветные коэффициенты в реакциях образования кварк-антикварковой пары в $q\bar{q}$ ($N=0$) и $\Phi\bar{\Phi}$ ($N=2$) аннигиляции:

$$(2) \quad \sigma(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}) \propto \frac{2}{d_R^2} [\text{Tr}(TT)]^2 = \frac{2T_R c_F}{d_R} = \frac{4}{9},$$

$$\sigma(\Phi\bar{\Phi} \rightarrow q\bar{q}) \propto \frac{2}{d_A^2} [\text{Tr}(FF)]^2 = \frac{2c_A^2}{d_A} = \frac{9}{4},$$

здесь c_F , d_R , T_R и c_A , d_A — цветные групповые константы в фундаментальном и присоединенном представлениях группы $SU(3)_c$, соответственно²⁾. Сравнивая цветовые коэффициенты (2), приходим к значительному (в пять раз) усилению сечений суперсимметричного процесса по сравнению с КХД: $\sigma(N=2)/\sigma_{\text{КХД}} = 81/16$.

Остановимся подробнее на реакциях образования глюино и скалярных кварков в высокоэнергетических глюонных и кварк-антикварковых соударениях.

1. $gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}$. Рассмотрим диаграммы образования пары скалярных кварков в глюонном слиянии (см. рис. 2).

Дифференциальное сечение этого процесса в ведущем порядке по g^2 можно записать в следующем виде (m — масса Φ -кварка):

$$(3) \quad \frac{d\sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{4F^2} \Sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(m, \theta),$$

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

$$\Sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(m, \theta) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \left\{ \left(c_F - \frac{3UT}{S^2} \right) \left[1 - 2 \frac{m^2 s}{UT} + \left(\frac{m^2 s}{UT} \right)^2 \right] \right\}.$$

При записи формулы (3) были использованы следующие обозначения: $U = u - m^2$, $T = t - m^2$, $S = s$, причем $S + T + U = 0$ по аналогии с безмассовым случаем³⁾.

Первый множитель в фигурных скобках формулы (3) представляет вклад диаграмм рис. 2в, г (вклады диаграмм рис. 2а, б сокращаются вместе с интерференцией диаграмм рис. 2а — г). В массивный член дают вклад все графики рис. 2.

В случае рассеяния на угол $\theta = 90^\circ$ ($4UT = s^2$)

$$\Sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(m, 90^\circ) = \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \left(c_F - \frac{3}{4} \right) (1 - 8\tau + 32\tau^2),$$

где $\tau = m^2/s$.

Заметим, что пороговое поведение сечения реакции $gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}$ определяется вкладом одной диаграммы рис. 2г и пропорционально сечению

²⁾ $c_F = 4/3$, $d_R = 3$, $T_R = 1/2$ в фундаментальном представлении и $c_A = 3$, $d_A = 8$ в присоединенном представлении группы $SU(3)_c$.

³⁾ При вычислении сечений, так же как и в работе [4], используется аксиальная калибровка.

«ТОМПСОНОВСКОГО» РАССЕЯНИЯ

$$(4) \quad \begin{aligned} \Sigma_{\text{порог}}^{\Phi\bar{\Phi} \rightarrow gg}(p_1, p_2 \rightarrow 0, E_1 = E_2 \rightarrow m) &= \Sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(0, 90^\circ) = \\ &= \frac{c_F d_R}{d_A^2} \left(c_F - \frac{3}{4} \right). \end{aligned}$$

Вследствие равенства нулю в этом пределе вклада диаграммы с трехглюонной вершиной (рис. 2в) сечение (4) равно соответствующему выражению в абелевом случае, например $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ в скалярной КЭД.

Отметим, что сечение образования пары скалярных кварков имеет фактор усиления по сравнению с КХД только для суперсимметрии $N=2$: $\sigma(gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}, N=2) / \sigma(gg \rightarrow q\bar{q}, \text{КХД}) = 81/7$.

2. $gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$. Перейдем к рассмотрению процесса образования калибровочного суперпартнера глюона – майорановского спинора λ .

Борновское сечение в этом случае можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Sigma^{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(m_\lambda, \theta) &= \frac{1}{2} \frac{2c_A^2}{d_A} \left\{ \left(-3 + \frac{s^2}{UT} + \frac{2UT}{s^2} \right) + \right. \\ &\left. + 4m_\lambda^2 \left(\frac{1}{U} + \frac{1}{T} - \frac{1}{S} \right) - 4m_\lambda^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{T^2} + \frac{1}{UT} \right) \right\} \end{aligned}$$

и при рассеянии на $\theta=90^\circ$

$$\Sigma^{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(m_\lambda, 90^\circ) = \frac{3c}{4} \left(1 - \frac{40}{3} \tau_\lambda - 32 \tau_\lambda^2 \right), \quad \tau_\lambda = \frac{m_\lambda^2}{s},$$

где $c=2c_A^2/d_A$.

Сравнивая сечения образования спинорных и скалярных кварков с сечениями калибровочных фермионов, можно прийти к некоторым следствиям суперсимметричных теорий.

Ограничившись для простоты случаем точной суперсимметрии $N=1$ ($m=m_\lambda=0$), имеем

$$\begin{aligned} \Sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(0, \theta) &= \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \mathcal{F}_F(\theta), \quad \mathcal{F}_{F,A}(\theta) = c_{F,A} - \frac{3}{4} + \frac{3}{4} \left(\frac{t-u}{s} \right)^2 \\ \Sigma^{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(0, \theta) &= \frac{c_A}{d_A} \mathcal{F}_A(\theta) \frac{u^2+t^2}{s^2}, \\ \Sigma^{gg \rightarrow q\bar{q}}(0, \theta) &= \frac{2c_F d_R}{d_A^2} \mathcal{F}_F(\theta) \frac{u^2+t^2}{ut}. \end{aligned}$$

В случае точной $N=2$ расширенной КХД все фермионные и скалярные кварки и калибровочные спиноры преобразуются по присоединенному представлению группы $SU(3)_c$:

$$\begin{aligned} \Sigma^{gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(0, \theta) &= c \left(1 - \frac{ut}{s^2} \right), \quad c=2c_A^2/d_A, \\ \frac{1}{2} \Sigma^{gg \rightarrow q\bar{q}}(0, \theta) &= \Sigma^{gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(0, \theta) = \frac{c}{2} \left(1 - \frac{ut}{s^2} \right) \frac{u^2+t^2}{ut^2} \end{aligned}$$

а соответствующие сечения рассеяния на $\theta=90^\circ$ удовлетворяют следую-

щим соотношениям суперсимметрии:

$$(5) \quad \begin{aligned} \sigma(gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}, \theta=90^\circ) &= \sigma(gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}, \theta=90^\circ) = \\ &= \frac{1}{2}\sigma(gg \rightarrow q\bar{q}, \theta=90^\circ) = \frac{81}{7}\sigma^{\text{КХД}}(gg \rightarrow q\bar{q}, \theta=90^\circ), \end{aligned}$$

при образовании частиц с различными спинами двумя глюонами.

3. $q\bar{q} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}, \lambda\bar{\lambda}$. В случае, когда пары скалярных кварков и калибровочных фермионов образуются в кварк-антикварковых столкновениях ($N=1$ КХД),

$$\begin{aligned} \Sigma^{q\bar{q} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}}(m, \theta) &= \frac{2T_R c_F}{d_R} \left(\frac{UT}{s^2} - \frac{m^2}{s} \right), \\ \Sigma^{q\bar{q} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}}(m, \theta) &= \frac{c_A c_F}{d_A} \left(1 - \frac{2UT}{s^2} + \frac{2m^2}{s} \right). \end{aligned}$$

В случае канала кварк-антикваркового рассеяния соотношение симметрии (5) между сечениями в $N=2$ КХД опять выполняется при $\theta=90^\circ$:

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}) = \sigma(q\bar{q} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}) = \frac{1}{2}\sigma(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}),$$

причем

$$\begin{aligned} \sigma^{N=2}(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}) &= \frac{81}{16} \sigma^{\text{КХД}}(q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}), \\ \sigma(q\bar{q}, N=2, 90^\circ) &= 3\sigma(q\bar{q}, N=2, 90^\circ). \end{aligned}$$

Отметим, что, в отличие от реакции образования пары скаляров в глюонных соударениях (область $x_\tau \sim 0$), сечение которой слабо меняется в зависимости от угла рассеяния θ , сечение образования скаляров в кварк-антикварковом слиянии $q\bar{q} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}$ имеет ярко выраженную угловую зависимость, существенно отличающуюся от сечения образования спинорных кварков. Это обстоятельство может служить одной из существенных черт при детектировании струй скалярных кварков, в отличие от их фермионных партнеров. Так как элементарный подпроцесс $q\bar{q}$ -столкновения валентных кварков доминирует в реакциях аннигиляционного типа ($p\bar{p}$ -, lp -соударениях) при больших x_τ , измерения угловой зависимости сечений струйного образования с большими p_τ могут служить одной из удобных мод их обнаружения.

В частности, в $N=2$ суперсимметричной КХД характерный для скаляров вклад в угловую зависимость сечения входит с большим весом, а именно

$$\frac{d\sigma^{p\bar{p} \rightarrow \text{струи}}}{d\Omega} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \left\{ \frac{T_R c_F}{d_R} (1 + \cos^2 \theta) + \frac{c_A^2}{2d_A} (1 - \cos^2 \theta) \right\},$$

где

$$\frac{c_F T_R}{d_R} \equiv c_{1/2} = \frac{2}{9}, \quad \frac{c_A^2}{2d_A} \equiv c_0 = \frac{9}{16} \quad \text{и} \quad \frac{c_0}{c_{1/2}} = \frac{81}{32}.$$

4. $\Phi\Phi \rightarrow \Phi\Phi$. Рассмотрим процесс рассеяния скалярных кварков друг на друге в суперсимметричных теориях. Этот процесс интересен еще и тем, что он содержит вклад четверного скалярного взаимодействия (входящего в лагранжиан суперсимметрии (1) с той же константой g_s^2).

Сечение $\Phi_\alpha\Phi_\beta \rightarrow \Phi\Phi$ в $N=1$ КХД имеет следующий вид (m — масса скалярного кварка):

$$(6) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{4F^2} \Sigma, \quad 4F^2 = s(s \rightarrow 4m^2),$$

$$\Sigma^{\Phi_\alpha\Phi_\beta \rightarrow \Phi\Phi}(m, \theta) = \frac{c_F}{d_R} \left\{ T_R \left(\frac{S-U}{T} \right)^2 + \right.$$

$$\left. + \delta_{\alpha\beta} \left[T_R \left(\frac{S-T}{U} \right)^2 + 2 \left(c_F - \frac{3}{2} \right) \frac{(S-U)(S-T)}{UT} \right] \right\} +$$

$$+ \frac{c_F}{d_R} \left\{ 2 \frac{d_R+1}{c_F} - 2 \left(\frac{S-U}{T} \right) - \delta_{\alpha\beta} \left(\frac{S-T}{U} \right) \right\},$$

причем сечение (6) совпадает по форме с сечением в безмассовом случае с той разницей, что $S=s-2m^2$, $S+U+T=0$, $s+u+t=4m^2$.

Вклад диаграммы с 4-скалярной вершиной выделен отдельно в члене во второй фигурной скобке формулы (6) (вместе с интерференцией 4-скалярного взаимодействия и обычных диаграмм $\Phi\Phi$ -рассеяния). Отметим, что он в четыре раза увеличивает сечение реакции $\Phi\Phi \rightarrow \Phi\Phi$ на 90° . Остальные бинарные сечения, вычисленные для процессов рассеяния суперсимметричных партонов КХД, приведены в таблице ⁴⁾.

Как видно из таблицы, шесть сечений жесткого рассеяния q и g в КХД ($N=0$) определяются шестью цветовыми коэффициентами, являющимися комбинациями квадратов операторов Казимира и размерностей триплетного (октетного) представлений группы $SU(3)$ -цвет:

$$\frac{c_F^2}{d_R}, \quad \frac{c_F c_A}{d_R}, \quad \frac{c_F c_A}{d_A}, \quad \frac{c_F T_R}{d_A}, \quad \frac{c_F^2}{d_A}, \quad \frac{2c_A^2}{d_A} = c.$$

В $N=1$ суперсимметрии эти же 6 цветных констант входят в сечения уже 31 возможного процесса взаимодействия кварков, глюонов и их суперпартнеров (совместных с сохранением R -четности и барионного числа). Вследствие того что в $N=2$ расширенной КХД $T_R=c_F=c_A=3$, $d_R=d_A=8$, сечения всех этих процессов содержат только одну универсальную константу $c=2c_A^2/d_A=9/4$ в кратности, зависящей от спина партонов $s=0, 1/2, 1$.

В зависимости от роста цветовых констант при переходе к присоединенному представлению $SU(3)_c$ происходит перестройка доминирующих сечений. В таблице приведены соответствующие численные значения для случая рассеяния на 90° .

Необходимо отметить также, что при переходе от КХД к $N=1, 2$ суперсимметрии меняется шкала бегущей константы сильного взаимодействия α , в зависимости от области значений переменной $\bar{Q}^2(p_r^2)$ и порогов образования Φ и λ . В частности, для майорановского глюино и четырех аро-

⁴⁾ Кроме реакций, включающих юкавскую связь $q\lambda\Phi$.

$ab \rightarrow cd$	$\sum^{ab \rightarrow cd} (m=0, \theta), \frac{d\sigma^{ab \rightarrow cd}}{dt} = \frac{\pi\alpha_s^2}{s^2} \sum^{ab \rightarrow cd}$	$\sum (\theta=90^\circ)$
$\Phi_\alpha \Phi_\beta \rightarrow \Phi\Phi$	$\frac{c}{2} \left\{ \left(\frac{s-u}{t} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{s-u}{t} \right) + \frac{2}{3} \frac{d_A + 1}{c_A} + \right.$ $\left. + \delta_{\alpha\beta} \left[\left(\frac{s-t}{u} \right)^2 + \frac{(s-u)(s-t)}{ut} - \frac{2}{3} \left(\frac{s-t}{u} \right) \right] \right\}$	37,1
$gg \rightarrow gg$	$2c \left\{ 3 - \frac{ut}{s^2} - \frac{us}{t^2} - \frac{st}{u^2} \right\}, \quad N=0$	30,4
$\lambda\lambda \rightarrow \lambda\lambda$	$c \left\{ 1 - \frac{us}{t^2} - \frac{ts}{u^2} + \frac{1}{2} \frac{s^2}{ut} \right\}$	15,7
$\Phi_\alpha \bar{\Phi}_\beta \rightarrow \Phi\bar{\Phi}$	$\frac{c}{2} \left\{ \left(\frac{s-u}{t} \right)^2 + \frac{2}{3} \left(\frac{s-u}{t} \right) + \frac{2}{3} \frac{d_A + 1}{c_A} + \right.$ $\left. + \delta_{\alpha\beta} \left[\left(\frac{u-t}{s} \right)^2 - \frac{(s-u)(u-t)}{ts} - \frac{2}{3} \left(\frac{u-t}{s} \right) \right] \right\}$	10,1
$gq \rightarrow gq$	$\frac{2c_F c_A}{d_A} \left\{ \frac{u^2 + s^2}{t^2} - \frac{c_F}{c_A} \frac{u^2 + s^2}{us} \right\}, \quad N=0$	6,1
$\lambda\bar{\lambda} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$	$c \left\{ 1 - \frac{us}{t^2} - \frac{ut}{s^2} + \frac{1}{2} \frac{u^2}{st} \right\}$	5,6
$q_\alpha q_\beta \rightarrow qq$	$\frac{2c_F}{d_R} \left\{ T_R \frac{u^2 + s^2}{t^2} + \delta_{\alpha\beta} \left[T_R \frac{s^2 + t^2}{u^2} + \right. \right.$ $\left. \left. + 2 \left(c_F - \frac{3}{2} \right) \frac{s^2}{ut} \right] \right\}, \quad N=0$	3,2
$gg \rightarrow \Phi\bar{\Phi}$	$c \left\{ 1 - \frac{3}{c_A} \frac{ut}{s^2} \right\}$	1,7
$gg \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$	$\frac{c}{2} \left\{ -3 + \frac{s^2}{ut} + \frac{2ut}{s^2} \right\}$	1,7
$q\bar{q} \rightarrow gg$	$\frac{2c_F^2}{d_R} \left\{ \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{c_A}{c_F} \frac{u^2 + t^2}{s^2} \right\}, \quad N=0$	1,0
$q\bar{q} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}$	$c \frac{ut}{s^2}$	0,55
$q\bar{q} \rightarrow \lambda\bar{\lambda}$	$\frac{c}{2} \left[1 - \frac{2ut}{s^2} \right]$	0,55
$q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$	$\frac{2c_F T_R}{d_R} \left\{ \frac{t^2 + u^2}{s^2} \right\}, \quad N=0$	0,22
$gg \rightarrow q\bar{q}$	$\frac{2c_F T_R}{d_A} \left\{ \frac{u^2 + t^2}{ut} - \frac{c_A}{c_F} \frac{u^2 + t^2}{s^2} \right\}, \quad N=0$	0,15

матов кварков имеем

$$\beta_0 = \frac{25}{3} \rightarrow \beta_{0c} = \frac{11c_A - 2n_f - 2n_\lambda - n_f}{3} = \begin{cases} \frac{19}{3}, & \lambda \\ \frac{15}{3}, & \lambda, \Phi, \end{cases}$$

$$\Lambda_c = \Lambda_0 (\Lambda_0 / Q)^{\beta_0 / \beta_{0c} - 1},$$

например; $\Lambda_c(\lambda) = 24$ МэВ, $\Lambda_c(\lambda, \Phi) = 2,8$ МэВ при $Q = 100$ ГэВ и $\Lambda_0 = 0,2$ ГэВ.

Замечание о массах [8]. В пределе точной суперсимметрии все массы партонных равны нулю. В реалистическом случае величины масс глюино (легчайшего суперпартнера калибровочного бозона) и скалярных кварков зависят существенным образом от типа нарушения суперсиммет-

рии и варьируются в довольно широком интервале⁵⁾, например $m_\Phi \cong m_z$. Отметим также, что массовые поправки в процессах рождения скалярных кварков в gg - и $q\bar{q}$ -столкновениях в точке максимума ($m = \sqrt{s}/8$ и $\theta = 90^\circ$) составляют 50% от безмассового случая и стремятся к нулю на пороге и в кинематическом пределе.

Конкретные значения сечений образования суперсимметричных частиц с большими p_T могут быть измерены по известным недостающим $p_T(E_T)$ в зависимости от величины их масс, реализации схем распада на обычные адроны (струи) и типа нарушения суперсимметрии. В частности, замечая, что отношение $R(\Phi \text{ jet}/\pi)$ определяется известным фактором нарушения скейлинга, например для $\bar{p}p$ -соударения [9]:

$$R\left(\frac{\Phi \text{ jet}}{\pi}\right)\Big|_{p_T} = \frac{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \Phi X)}{\sigma(\bar{p}p \rightarrow \pi X)} = \frac{\alpha_s^{2D(10)}(p_T^2)}{\alpha_s^{3D(10)}(p_T^2)},$$

можно оценить наклоны эффективных показателей инклюзивных сечений $Ed\sigma/d^3p \propto p_T^{-n_{\text{эфф}}}$ образования π -мезонов, струй фермионных и скалярных кварков в $\bar{p}p$ -соударениях.

Вследствие соотношений⁶⁾ [9] $n_\pi - n_\Phi = 2D(10)\alpha_s$, $n_\Phi - n_q = 2[D(10) - D(8)]R(s) \simeq 2\gamma_F R(s)$ при энергии $\bar{p}p$ -коллайдера $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и для значения $\Lambda = 0,3$ ГэВ/с получаем следующие значения наклонов эффективных сечений реакции $\bar{p}p \rightarrow cX$, $c = \pi, q, \Phi$:

$$n_\pi \simeq 5,3 - \text{подпроцесс } q\bar{q} \rightarrow q\bar{q},$$

$$n_g \simeq 4,8 - \text{подпроцесс } q\bar{q} \rightarrow q\bar{q},$$

$$n_\Phi \simeq 5,0 - \text{подпроцесс } gg \rightarrow \Phi\Phi,$$

соответственно.

Авторы выражают глубокую благодарность А. Н. Тавхелидзе за постоянный интерес к работе и ценные замечания, а также И. С. Авалиани, А. Л. Катаеву, Н. В. Красникову, К. Г. Четыркину за полезные обсуждения.

Литература

- [1] *Tavkhelidze A. N.* Coloured scalars and new hadrons. Preprint INR P-0267, М.: INR, 1982. *Chetyrkin K. G., Ignatiev A. Yu., Matveev V. A., Shaposhnikov M. E., Tavkhelidze A. N.* — Phys. Lett., 1982, 117B, № 4, 252—256.
- [2] *Fayet P.* — Phys. Lett., 1977, 69B, № 4, 489—493. *Farrar G. R., Fayet P.* — Phys. Lett., 1978, 76B, № 5, 575—579.
- [3] *Glück M., Reya E.* — Phys. Rev. Lett., 1982, 48, № 10, 662—665.
- [4] *Авалиани И. С., Марсеев В. А., Слепченко Л. А.* Рождение цветных скаляров с большими поперечными импульсами. Препринт ОИЯИ P2-83-457, Дубна: ОИЯИ, 1983.
- [5] *Kounnas C., Ross D. A.* — Nucl. Phys., 1983, 214B, № 2, 317—349. *Antoniadis I., Kounnas C., Lacaze R.* — Nucl. Phys., 1982, 211B, № 2, 317—349. *Campbell B. A., Ellis J., Rudaz S.* — Nucl. Phys., 1982, 198B, № 1, 1—9.
- [6] *Harrison P. R., Llewellyn Smith C. H.* Hadroproduction of susy particles. Preprint 51/82, Oxford, 1982. *Hincliffe I., Littenberg L.* Phenomenological consequences of supersymmetry. Preprint LBL-15022, Berkeley, 1982.
- [7] *Cambridge B. L., Kripfganz J., Ranft J.* — Phys. Lett., 1977, 70B, № 2, 234—239. *Cutler R., Sivers D.* — Phys. Rev., 1978, 17D, № 4, 196—209. *Owens J. F., Reya E., Glück M.* — Phys. Rev., 1978, 18D, № 5, 1501—1515.

⁵⁾ Экспериментальная граница на массу скалярного кварка $m \geq 15$ ГэВ [8].

⁶⁾ Без учета изменения шкалы $\alpha_s(p_T^2)$.

- [8] *Barber D. P. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1980, 45, № 24, 1904—1909. *Kane G. L., Leveille J. P.*— Phys. Rev. Lett., 1982, 112B, № 3, 227—232. *Bergsma F. et al.* Bounds on susy particles from a proton beam-dump experiment. Preprint CERN-EP/82-193, Geneva, 1982.
- [9] *Радюшкин А. В., Слепченко Л. А.* Экспериментальный запуск КХД. Препринт ОИЯИ Д2, 4-83-179, Дубна: ОИЯИ, 1983.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
27.VII.1983 г.

SCATTERING OF SUPERSYMMETRIC PARTONS AT LARGE MOMENTUM TRANSFERS

Matveev V. A., Slepchenko L. A.

In the framework of the supersymmetric extension of QCD ($N=1,2$) differential cross-sections of scalar quarks and gluino production are calculated in Born approximation. Some criteria for identification of scalar quarks and gluino in hadron collisions at large momentum transfers are discussed.
