

## ЭКРАНИРОВКА ЦВЕТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХСТРУЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В $e^+e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ

А.В. Леонидов

УДК 539.12.01

*Рассмотрено влияние экранировки цветного взаимодействия на характеристики трехструйных конфигураций в  $e^+e^-$ -аннигиляции.*

Основные особенности процессов с большой передачей энергии-импульса адекватно описываются теорией возмущений КХД (см., например, /1-3/). При этом вычисление наблюдаемых на опыте характеристик таких процессов производится в два этапа: на первом вычисляется по теории возмущений КХД вероятность образования некоторого конечного состояния из свободных кварков и глюонов, а на втором феноменологически (с помощью функций фрагментации) описывается переход этих кварков и глюонов в адроны. Оказывается (см., например, /4/), что учет второй стадии довольно сильно меняет величины, вычисленные на кварк-глюонном уровне.

Одним из факторов, ограничивающих область применимости описанного подхода, является ограниченность объема, в котором происходит цветное взаимодействие кварков и глюонов /5 - 8/. Различные аспекты экранировки цветного взаимодействия в рамках классической теории рассмотрены в работах /5, 7, 8/. В настоящей работе на примере простой модели экранировки цветного взаимодействия будет рассмотрено ее влияние на некоторые характеристики трехструйных конечных состояний в  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Появление третьей струи в  $e^+e^-$ -аннигиляции интерпретируется как тормозное излучение глюона кварком (антикварком). При экспоненциальной в системе центра инерции  $e^+e^-$ -экранировке цветного взаимодействия модифицированный пропагатор кварка (антикварка) имеет вид:

$$\tilde{G}(x-y) \sim \frac{(\hat{x}-\hat{y})}{(x-y)^4} e^{-a|x-y|}, \quad (1)$$

где  $1/a \approx R_{\text{conf}}$  - характерная длина экранировки в данном процессе. В импульсном представлении с точностью до членов  $\sim a$  пропагатору (1) отвеча-

ет пропагатор

$$\tilde{G}(p) = \frac{\hat{p}}{p^2 - a^2 + 2ia p_0}, \quad (2)$$

где  $p_0$  – нулевая компонента 4-вектора  $p$ .

Физический смысл формулы (2) очевиден: экранировка взаимодействия приводит к появлению у частицы эффективной массы  $m_{\text{eff}}^2 \approx a^2$  и эффективного времени жизни  $\tau_{\text{eff}} \sim (2ap_0)^{-1/2}$ .

Используя пропагатор (2), получаем для дважды дифференциального сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  ( $x_1 = 2E_q/Q$ ,  $x_2 = 2E_{\bar{q}}/Q$ ):

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \sigma_0 \frac{\alpha_s}{2\pi} C_F \frac{(1-x_1)(1-x_2)(x_1^2+x_2^2)}{[(1-x_1)^2+D^2][(1-x_2)^2+D^2]}. \quad (3)$$

Здесь  $\alpha_s$  – константа связи КХД;  $C_F = 4/3$ ;  $\sigma_0$  – нормировочное сечение;

$$D = a^2/Q^2(1+a^2/Q^2),$$

где  $Q$  – полная энергия процесса. Обратим внимание на то, что выражение (3) конечно при  $x_1, x_2 \rightarrow 1$ . С помощью формулы (3) легко вычислить распределение по трасту  $T = \max\{x_1, x_2, x_3\}$  и углу Эллиса – Карпинера  $K = (x_2 - x_3)/x_1^*$ :

$$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma}{dT} = \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left\{ \frac{2T(1-T)(3T^2-3T+2)}{[(1-T)^2+D^2][T^2+D^2]} \frac{1}{2} \ln \frac{(2T-1)^2+D^2}{(1-T)^2+D^2} + \right. \\ \left. + \frac{3T^2(1-T)(3T^2-8T+4)}{[T^2+D^2][(1-T)^2+D^2]} \right\}, \quad (4)$$

$$N \frac{d\sigma}{dKdT} = \frac{T^4(1-K^2)}{[T^2(1-K)^2+4D^2][T^2(1+K)^2+4D^2]} \times \\ \times \frac{[4T^3+(2-T)^3+3T^2(2-T)K^2]}{4T^3+(2-T)^3}. \quad (5)$$

\* Ниже будет предполагаться, что  $T = x_1$ . Распределение по  $K$  нормировано при  $K = 0$ .

Сравнение со стандартными формулами /9, 10/ (они получаются из (4), (5) при предельном переходе  $D \rightarrow 0$ ) показывает, что в формулах, полученных с учетом экранировки цветного взаимодействия, исчезли характерные инфракрасные расходимости при  $T \rightarrow 1, K \rightarrow 1$ .

Простейшая численная оценка для "пороговой" энергии появления трехструйных событий  $Q \approx 30$  ГэВ и  $a \sim m_\pi$ , где  $m_\pi$  — масса пиона, приводит к значению  $D \approx 3 \cdot 10^{-5}$ . В интервале  $T < 0,9$ , который изучается экспериментально, модифицированные распределения (4), (5) при таких значениях  $D$  практически неотличимы от вычисленных по стандартной теории возмущений.

Таким образом, в экспериментально наблюдаемом интервале долей энергии струй эффектами обесцвечивания (экранировки) на конечной длине можно пренебречь.

Автор благодарен И.М. Дремину за постоянное внимание к работе и И.В. Андрееву, А.Д. Миронову и Е.Л. Фейнбергу за ценное обсуждение.

Поступила в редакцию 26 февраля 1985 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Dokshitzer Yu. L. et al. Phys. Repts., 58, 269 (1980).
2. Reya E. Phys. Repts., 69, № 3, 195 (1981).
3. Altarelli G. Phys. Repts., 81, № 1, 1 (1982).
4. Kramer G. Theory of jets in electron-positron annihilation. Springer, 1984.
5. Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, 31, 152 (1981).
6. Frautchi S., Krzywicki C. Zeit. für Phys., C1, 43 (1979).
7. Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, 34, 617 (1981).
8. Дремин И.М. Препринт ФИАН № 250, М., 1981.
9. De Rujula et al. Nucl. Phys., B138, 387 (1978).
10. Ellis J., Karliner I. Nucl. Phys., B148, 141 (1979).