

УДК 539.171.017

В.И.КУВШИНОВ, Р.Г.ШУЛЯКОВСКИЙ

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ДЛЯ СОБЫТИЙ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ИНСТАНТОНАМИ С УЧЕТОМ КВАНТОВЫХ ПОПРАВОК

The processes of SU(3) instanton-induced multi-particle production in quantum chromodynamics (QCD) are considered. The first and the largest on contribution (combinatorial factor) of the second quantum correction to the amplitude of the processes is calculated. The corresponding two-particle correlation function is calculated and analyzed depending on gluon rapidities.

1. Введение

Как известно, инстантоны [1] — классические решения евклидовых уравнений движения с конечным действием — представляют собой туннельные переходы в реальном пространстве-времени, связанные с вырожденной структурой вакуума в неабелевых калибровочных теориях [2].

В теории электрослабых взаимодействий рождение инстантонов представляет большой интерес в связи с нарушением закона сохранения барионного и лептонного чисел в таких процессах [3]. Возможно, этот эффект связан с проблемой асимметрии вещества и антивещества в наблюдаемой части Вселенной [4]. При низких энергиях $\sqrt{s}$ (намного меньших высоты барьера M_0 между различными вакуумными состояниями) полное сечение

процессов, индуцированных инстантонами, очень мало: $\sigma_{tot} \approx \exp\left[-\frac{4\pi}{\alpha_w}\right] \approx$

$\approx 10^{-169}$ [3]. При столкновении частиц при высоких энергиях $\sqrt{s} \approx M_0 =$

$= \frac{2m_w \pi}{\alpha_w} \approx 14$ Тэв сечение должно достигать реального для наблюдения зна-

чения: $\sigma_{tot} \approx \exp\left[\frac{4\pi}{\alpha_w} \left(-1 + \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2}\epsilon\right)^{\frac{4}{3}} - \frac{3}{8}\epsilon^3 + \dots\right)\right]$, где $\epsilon = \frac{\sqrt{s}}{M_0}$ [5–7]. Характер-

ная черта таких процессов — очень высокая средняя множественность вторичных $W^\pm, Z^0$ и H -бозонов: $\langle n_{W+Z+H} \rangle \propto 100$ при $\epsilon \approx 1$ [8,9] (так называемый эффект Рингвальда).

Весьма актуальным является изучение событий, индуцированных инстантонами в квантовой хромодинамике (КХД), поскольку они могут существовать при энергиях порядка нескольких сотен МэВ [7]. Уже сейчас ведется эксперимент по поиску инстантонов в глубоко неупругом ep -рассеянии в DESY (HERA, коллаборация H1). Большой интерес представляет возможность экспериментальной проверки существования инстантонов, как первого примера непертурбативных флуктуаций глюонного поля. Сущест-

вует близкая аналогия между КХД-инстантонами в глубоко неупругих лептон-адронных процессах при малых значениях скейлинговой переменной Бьеркена X_{Bj} и больших передачах импульса Q^2 и процессами рождения инстантонов при высоких энергиях в электрослабой теории [10]. Согласно различным теоретическим расчетам, процессы, индуцированные КХД-инстантонами, должны иметь следующие особенности: 1) сильное возрастание полного сечения при уменьшении X_{Bj} ; $\sigma_{tot} \approx \exp \left[\frac{4\pi}{\alpha_s(Q^2)} \left(-1 + \frac{3}{2} \tau^2 + \dots \right) \right]$,

где $\tau = \frac{1 - X_{Bj}}{1 + X_{Bj}}$; 2) высокая средняя множественность вторичных глюонов и кварков $\langle n_{g+q} \rangle \propto 10$; 3) их изотропное распределение в системе покоя инстантона, наличие одной кварковой струи [11–13]; 4) конечное состояние всегда характеризуется присутствием квантовых чисел странности и очарования [3].

В этой работе вычисляется двухчастичная корреляционная функция как новый возможный индикатор появления мультиглюонных состояний, индуцированных SU(3)-инстантонами. Учитывается первая и максимальная по комбинаторному множителю часть второй квантовой поправки к классическому инстантону.

2. Корреляционная функция для мультиглюонных состояний, индуцированных инстантонами с учетом 1-ой квантовой поправки

В соответствии с хорошо известной редукционной формулой [14] амплитуда рождения n глюонов в инстантонном поле имеет следующий вид:

$$T_{n\mu_1\mu_2\ldots\mu_n}^{a_1a_2\ldots a_n}(k_1, k_2, \ldots, k_n) = \lim_{k_j^2 \rightarrow 0} \int \prod_{j=1}^n dy_j e^{ik_j y_j} k_j^2 \int [DA] e^{-S[A]} A_{\mu_1}^{a_1}(y_1) \ldots A_{\mu_n}^{a_n}(y_n), \quad (2.1)$$

где $k_1, k_2, \ldots, k_n$ суть 4-импульсы вторичных глюонов, $k_j^\mu = (\mathbf{k}_j, iE_j)$; векторные индексы обозначены греческими буквами, цветовые – латинскими. В (2.1) как обычно предполагается $A_\mu^a(y) = A_\mu^{a^{(cl)}}(y) + A_\mu^{a^{(qn)}}(y)$, где $A_\mu^{a^{(qn)}}(y)$ – малые квантовые флуктуации возле классического инстантонного поля $A_\mu^{a^{(cl)}}(y)$, которое дается формулой [1]:

$$A_\mu^{a^{(cl)}}(y) = \frac{2\eta_{\mu\nu}^a(y-z)_\nu}{g((y-z)^2 + \rho^2)}, \quad (2.2)$$

где $\eta_{\mu\nu}^a$ – символ 'т Хоофта [3]; ρ и z_ν обозначают размер и центр инстантона соответственно, g – константа связи.

Для вычисления функционального интеграла в (2.1) следует разложить действие в ряд вблизи инстантонной конфигурации и ограничиться двумя первыми не исчезающими членами:

$$S[A] \approx S[A^{(cl)}] + \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx A_\mu^{a^{(qn)}}(x) L_{\mu\nu}^{ab}[A^{(cl)}(x)] A_\nu^{b^{(qn)}}(x),$$

где $L_{\mu\nu}^{ab}[A^{(cl)}] = D_\mu^2[A^{(cl)}] \delta_{\mu\nu} \delta^{ab} - D_\mu[A^{(cl)}] D_\nu[A^{(cl)}] \delta^{ab} - 2g\epsilon^{aml} F_{\mu\nu}^l \delta^{bm}$. Амплитуда (2.1) в главном (квазиклассическом) приближении дается следующей формулой [8]:

$$\begin{aligned}
T_n^{(cl) a_1 a_2 \dots a_n}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(k_1, k_2, \dots, k_n) &= \lim_{k_j^2 \rightarrow 0} \int \prod_{j=1}^n dy_j e^{ik_j y_j} k_j^2 \times \\
&\times \int [DA] \exp \left[-S[A^{(cl)}] - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx A_{\mu}^{a(qv)}(x) L_{\mu\nu}^{ab} [A^{(cl)}] A_{\nu}^{b(qv)}(x) \right] \times \\
&\times A_{\mu_1}^{a_1}(y_1) \dots A_{\mu_n}^{a_n}(y_n) = \left(\frac{4\pi^2 \rho^2}{g} \right)^n \prod_{j=1}^n \eta_{\mu_j \nu_j}^{a_j} k_j^{\nu_j} \Theta(n_{\max} - n), \quad (2.3)
\end{aligned}$$

где $n_{\max}$ — максимальное число вторичных глюонов.

Первая квантовая поправка к амплитуде вычисляется на основе пропагатора глюона в инстантонном поле [15] и имеет следующий вид [7]:

$$\begin{aligned}
T_n^{(1) a_1 a_2 \dots a_n}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(k_1, k_2, \dots, k_n) &= \lim_{k_j^2 \rightarrow 0} \int \prod_{j=1}^n dy_j e^{ik_j y_j} k_j^2 \times \\
&\times \int [DA] \exp \left[-S[A^{(cl)}] - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx A_{\mu}^{a(qv)}(x) L_{\mu\nu}^{ab} [A^{(cl)}] A_{\nu}^{b(qv)}(x) \right] \times \\
&\times A_{\mu_1}^{a_1(qv)}(y_1) A_{\mu_2}^{a_2(qv)}(y_2) A_{\mu_3}^{a_3(cl)}(y_3) \dots A_{\mu_n}^{a_n(cl)}(y_n) = \\
&= -4\pi^2 \rho^2 \eta_{\mu_\alpha \alpha}^d \eta_{\mu_\beta \beta}^d k_1^\alpha k_2^\beta \varepsilon^{a_1 a_2 c} \eta_{\kappa \lambda}^c \frac{k_1^\kappa k_2^\lambda}{(k_1, k_2)^2} \times \left(\frac{4\pi^2 \rho^2}{g} \right)^{n-2} \prod_{j=3}^n \eta_{\mu_j \nu_j}^{a_j} k_j^{\nu_j} \Theta(n_{\max} - n) + \dots, \quad (2.4)
\end{aligned}$$

где $(k_1, k_2) = (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) - E_1 E_2$.

Эксклюзивное распределение глюонов (плотность вероятности обнаружить n вторичных глюонов с 4-импульсами $k_1, k_2, \dots, k_n$) имеет вид [16]:

$$\begin{aligned}
P_n(k_1, \dots, k_n) &= \left(T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) + T_n^{(qv) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) + \dots \right) \times \\
&\times \left(T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) + T_n^{(qv) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) + \dots \right)^* = P_n^{(cl)}(k_1, \dots, k_n) + \\
&+ I_n^{(1)}(k_1, \dots, k_n) + \dots; \quad P_n^{(cl)}(k_1, \dots, k_n) = \left(T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) \right)^* \times \\
&\times T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) = \left(\frac{4\pi^2 \rho^2}{g} \right)^{2n} \prod_{j=1}^n (\mathbf{k}_j^2 + E_j^2) \Theta(n_{\max} - n); \\
I_n^{(1)}(k_1, \dots, k_n) &= \left(T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) \right)^* T_n^{(1) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) + \\
&+ \left(T_n^{(1) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) \right)^* T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) = \frac{(4\pi)^3 \pi \rho^4}{g^2 (k_1, k_2)^2} \times \\
&\times [-E_1 E_2 \mathbf{k}_1^2 \mathbf{k}_2^2 + E_1 E_2 (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)^2 - E_1^3 E_2 \mathbf{k}_2^2 - E_2^3 E_1 \mathbf{k}_1^2 + 2E_1^2 E_2^2 (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) + \\
&+ E_1^2 \mathbf{k}_1^2 (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) + E_1^2 \mathbf{k}_2^2 (\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)] \left(\frac{4\pi^2 \rho^2}{g} \right)^{2n-4} \prod_{j=3}^n (\mathbf{k}_j^2 + E_j^2) \Theta(n_{\max} - n) + \dots, \quad (2.5)
\end{aligned}$$

где (*) означает комплексное сопряжение.

Для дальнейших вычислений удобно перейти к распределению по быстротам и сделать следующее естественное приближение (в лабораторной системе) [17]:

$$\begin{aligned}
|k_i^L| &> > |\mathbf{k}_i^T| > > m, \quad k_i^T \equiv |\mathbf{k}_i^T| = k^T, \\
E_i &\approx k^T \operatorname{ch} y_i, \quad k_i^L \approx k^T \operatorname{sh} y_i, \quad i=1, \dots, n, \quad (2.6)
\end{aligned}$$

тогда (2.5) примет следующую форму:

$$P_n(y_1, \dots, y_n) = P_n^{(cl)}(y_1, \dots, y_n) + I_n^{(1)}(y_1, \dots, y_n);$$

$$P_n^{(cl)}(y_1, \dots, y_n) = A^n \prod_{j=1}^n \text{ch}(2y_j) \Theta(n_{\max} - n); \quad (2.7)$$

$$I_n^{(1)}(y_1, \dots, y_n) = -\alpha A^{n-2} [\Pi(y_1, y_2) \text{ch}(2y_3) \dots \text{ch}(2y_n) + \dots + \Pi(y_{n-1}, y_n) \text{ch}(2y_1) \dots \text{ch}(2y_{n-2})] \Theta(n_{\max} - n),$$

где $A = 3 \left(\frac{(k^T)^2 4\pi^2 \rho^2}{g} \right)^2$, $\alpha = 8 \frac{(k^T)^2 (4\pi)^3 \pi \rho^4}{g^2}$, $\Pi(y_1, y_2) = \text{sh}(y_1 - y_2) \text{th}(y_1 - y_2)$.

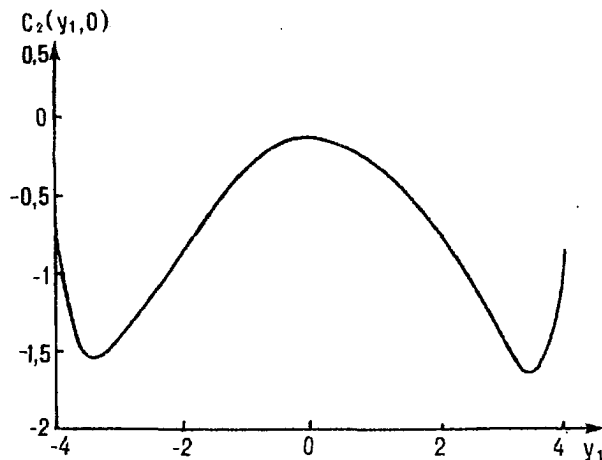
После стандартного расчета инклюзивного распределения $\rho_n(y_1, \dots, y_n)$ можно вычислить двухчастичную корреляционную функцию $C_2(y_1, y_2) = \rho_2(y_1, y_2) - \rho(y_1)\rho(y_2)$ для процессов множественного рождения глюонов, ин-
• дуцированных инстантонами с учетом 1-ой квантовой поправки [18, 19]:

$$C_2(y_1, y_2) \approx \left[-2A^2 + \frac{3}{2} \alpha \frac{\Pi(Y)}{\Phi(Y)^2} \right] \text{ch}(2y_1) \text{ch}(2y_2) - 2\alpha \text{sh}(y_1 - y_2) \text{th}(y_1 - y_2) + \\ + \alpha \frac{Q(Y, y_1)}{\Phi(Y)} \text{ch}(2y_2) + \alpha \frac{Q(Y, y_2)}{\Phi(Y)} \text{ch}(2y_1), \quad (2.8)$$

где введены обозначения:

$$\Pi(Y) = \int_{-Y}^Y \text{sh}(y_1 - y_2) \text{th}(y_1 - y_2) dy_1 dy_2 = \\ = 4 \text{sh}^2 \left(\frac{Y}{2} \right) - \pi Y + 8 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k+1)^2} \exp \left(-\frac{Y}{2} |2k+1| \right) \text{sh} \left(\frac{Y}{2} |2k+1| \right); \\ Q(Y, y) = \int_{-Y}^Y \Pi(Y) dy_1 dy_2 = 2 \text{sh} Y \text{ch} y + \text{arcth}[\text{sh}(y - Y)] - \text{arcth}[\text{sh}(y + Y)]; \\ \Phi(Y) = \int_{-Y}^Y \text{ch}(2y) dy = \text{sh} Y.$$

Полученная корреляционная функция лежит в отрицательной области, имеет максимум при $y_1=0$ и два минимума при $y_1 \approx \pm 3,5$ (рисунок). Центральный максимум есть вклад квазиклассической части (2.8); два минимума соответствуют 1-ой квантовой поправке.



Корреляционная функция в зависимости от быстроты y_1 одной из частиц при $y_2=0$.

3. Вычисление наибольшего по комбинаторному множителю вклада 2-ой квантовой поправки

Вторая квантовая поправка к амплитуде (2.1) вычисляется по следующей формуле:

$$T_n^{(2) a_1 a_2 \dots a_n}_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(k_1, k_2, \dots, k_n) = \lim_{k_j^2 \rightarrow 0} \int \prod_{j=1}^n dy_j e^{ik_j y_j} k_j^2 \times \\ \times \int [DA] \exp \left[-S[A^{(cl)}] - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx A_\mu^{a^{(qu)}}(x) L_{\mu\nu}^{ab} [A^{(cl)}] A_\nu^{b^{(qu)}}(x) \right] \times \quad (3.1) \\ \times A_{\mu_1}^{a_1^{(qu)}}(y_1) A_{\mu_2}^{a_2^{(qu)}}(y_1) A_{\mu_3}^{a_3^{(qu)}}(y_1) A_{\mu_4}^{a_4^{(qu)}}(y_1) A_{\mu_5}^{a_5^{(cl)}}(y_1) \dots A_{\mu_n}^{a_n^{(cl)}}(y_n) + \dots$$

Соответствующая квантовая поправка к плотности вероятности состоит из различных частей:

$$I_n^{(2)}(k_1, \dots, k_n) = I_n^{(2,1)}(k_1, \dots, k_n) + I_n^{(2,2)}(k_1, \dots, k_n); \\ I_n^{(2,1)}(k_1, \dots, k_n) = \left(T_n^{(1) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) \right)^* T_n^{(1) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n); \\ I_n^{(2,2)}(k_1, \dots, k_n) = \left(T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) \right)^* T_n^{(1) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) + \\ + \left(T_n^{(2) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n) \right)^* T_n^{(cl) a_1 \dots a_n}_{\mu_1 \dots \mu_n}(k_1, \dots, k_n), \quad (3.2)$$

Все слагаемые в формуле (3.2) имеют одинаковый порядок по константе связи $\left(\alpha \left(\sqrt{\frac{1}{g}} \right)^{2n-4}, g \ll 1 \right)$ и различный комбинаторный множитель:

$I_n^{(2,1)}(k_1, \dots, k_n)$ имеет $\frac{n(n-1)}{4} \propto \frac{n^4}{4}$ слагаемых (при больших n); выражение $I_n^{(2,2)}(k_1, \dots, k_n)$ состоит из $\frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{12} \propto \frac{n^4}{12}$ слагаемых (при больших n), т.е. $I_n^{(2,2)}(k_1, \dots, k_n) \propto \frac{1}{3} I_n^{(2,1)}(k_1, \dots, k_n)$. Будем учитывать только наиболь-

ший вклад $I_n^{(2,1)}(k_1, \dots, k_n)$ в формулу (3.2), соответствующий порядку $\frac{n^4}{4}$:

$$I_n^{(2,1)}(k_1, \dots, k_n) \propto \left(T_2^{(1) a_1 a_2}_{\mu_1 \mu_2}(k_1, k_2) \right)^* T_2^{(cl) a_1 a_2}_{\mu_1 \mu_2}(k_1, k_2) \left(T_2^{(cl) a_3 a_4}_{\mu_3 \mu_4}(k_3, k_4) \right)^* \times \\ \times \left(T_2^{(1) a_5 a_6}_{\mu_5 \mu_6}(k_5, k_6) \right)^* T_{n-4}^{(cl) a_5 \dots a_n}_{\mu_5 \dots \mu_n}(k_5, \dots, k_n) \left(T_{n-4}^{(cl) a_1 \dots a_4}_{\mu_1 \dots \mu_4}(k_1, \dots, k_4) \right)^* + \dots \quad (3.3)$$

После перехода к быструм и приближения (2.6) получим:

$$I_n^{(2,1)}(y_1, \dots, y_n) \propto \alpha^2 A^{n-4} \left[\Pi(y_1, y_2) \Pi(y_3, y_4) \text{ch}(2y_5) \dots \text{ch}(2y_n) + \dots \right], \quad (3.4)$$

Для вычисления соответствующего вклада второй поправки к инклюзивному распределению $\rho_n(y_1, \dots, y_n)$ необходимо стандартным путем учесть все каналы процесса. В случае $n=1, 2$ получим:

$$\rho_n^{(2,1)}(y_1, \dots, y_n) \propto 2\alpha^2 A^{n-4} \left[(\Pi(y_1, y_2) \Pi(y_3, y_4) \text{ch}(2y_5) \dots \text{ch}(2y_n) + \dots) + \right. \\ + \frac{\Pi(Y)}{2(\Phi(Y))^2} (\Pi(y_1, y_2) \text{ch}(2y_3) \dots \text{ch}(2y_n) + \dots) + \frac{(\Pi(Y))^2}{2(4\Phi(Y))^4} \text{ch}(2y_1) \dots \text{ch}(2y_n) + \\ + \frac{1}{\Phi(Y)} (\Pi(y_1, y_2) Q(Y, y_3) \text{ch}(2y_4) \dots \text{ch}(2y_n) + \dots) + \\ \left. + \frac{\Pi(Y)}{2(\Phi(Y))^3} (Q(Y, y_3) \text{ch}(2y_2) \dots \text{ch}(2y_n) + \dots) \right]. \quad (3.5)$$

После вычислений корреляционная функция с учетом 1-ой и максимальной по комбинаторному множителю части 2-ой квантовой поправки принимает следующий вид:

$$C_2(y_1, y_2) \approx A_1 \operatorname{ch}(2y_1) \operatorname{ch}(2y_2) + A_2 \operatorname{sh}(y_1 - y_2) \operatorname{th}(y_1 - y_2) + \\ + A_3 [Q(Y, y_1) \operatorname{ch}(2y_2) + Q(Y, y_2) \operatorname{ch}(2y_1)] + \\ + \left(\frac{\alpha}{A}\right)^2 \frac{1}{\Phi(Y)} Q(Y, y_1) Q(Y, y_2), \quad (3.7)$$

где введены обозначения:

$$A_1 = -2A^2 + \frac{3}{2}\alpha \frac{\Pi(Y)}{(\Phi(Y))^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{\alpha}{A}\right)^2 \frac{(\Pi(Y))^2}{(\Phi(Y))^4}, \quad A_2 = -2\alpha + \frac{1}{2}\left(\frac{\alpha}{A}\right)^2 \frac{\Pi(Y)}{(\Phi(Y))^4}, \\ A_3 = \frac{\alpha}{\Phi(Y)} + \left(\frac{\alpha}{A}\right)^2 \frac{\Pi(Y)}{(\Phi(Y))^3}.$$

Учет части второй квантовой поправки приводит к тому, что график функции $C_2(y_1, y_2)$ сдвигается вверх по оси ординат на 1,3.

* * *

Нами получена двухчастичная корреляционная функция для процессов множественного рождения, индуцированных инстантонами в КХД с учетом 1-ой и максимальной по комбинаторному множителю части 2-ой квантовой поправки.

Как и при любом рассмотрении глюонных состояний существует проблема учета стадии адронизации. Использование гипотезы партон-адронной дуальности позволяет применять полученный результат к адронам [20].

Таким образом, полученная корреляционная функция, имеющая специфический вид, может быть интересна в связи с проводимым в настоящее время экспериментом по поиску инстантонов (HERA, DESY, Гамбург).

Особенности поведения этой функции дают новый критерий идентификации событий, индуцированных инстантонами в глубоконеупругом рассеянии, в дополнение к уже известным.

1. Belavin A., Polyakov A., Schwarz A., Tyupkin Yu. // Phys.Lett. B59 (1975) 85.
2. Jackiw R., Rebbi C. // Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 172.
3. Hooft G.'t. Ibid. 37 (1976) 8; Phys.Rev. D14 (1976) 3432.
4. Sakharov A. // JETP Lett. 5 (1967) 1.
5. Porrati M. // Nucl.Phys. B347 (1990) 371.
6. Khoze V., Ringwald A. // Phys. Lett. B259 (1991) 106.
7. Dyakonov D., Petrov V. // Proceed. of XXVI Winter School LINP (1991)8.
8. Ringwald A. // Nucl. Phys. B330 (1990) 1.
9. Espinosa O. // Nucl. Phys. B343 (1990) 310.
10. Balitsky I., Braun V. // Phys. Lett. B314 (1993) 237.
11. Ringwald A., Schrempp F. // DESY preprint 94-197 (November, 1994).
12. Gibbs M., Ringwald A., Schrempp F. // DESY preprint 95-119 (June, 1995).
13. Feltesse J. (H1 Collaboration) // XXVII Int. Conf. on High Energy Physics (Brussels, July 27-August 2, 1995), contributed paper 0489.
14. Lehmann H., Symanzik K., Zimmermann W. // Nuovo Cimento I (1955) 205.
15. Brown L., Carlitz R., Creamer D., Lee C. // Phys. Rev. D17 (1978) 1583.
16. Kuvshinov V., Shulyakovsky R. Proceed. of 5th International Seminar "Nonlinear Phenomena in Complex Systems" (February 12-15, 1996, Minsk. P.111.).
17. Ringwald A., Schrempp F. DESY preprint 96-125 (July, 1996).
18. Kuvshinov V., Shulyakovsky R. Proceed. of Second International Conference "Quantum Systems: New Trends and Methods" (June 3-7, 1996, Minsk. P.259.).
19. Kuvshinov V., Shulyakovsky R. // Acta Physica Polonica B 28(1997) 1629.
20. Azimov Ya. et al. // Z.Phys. C27 (1985) 65.

Поступила в редакцию 02.06.97.