Краткие сообщения по физике № 5 1983

МНОЖЕСТВЕННОСТИ И КОРРЕЛЯЦИИ ПАРТОНОВ В СТРУЯХ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ КОГЕРЕНТНОСТИ

А. В. Чернов

УДК 539.171

В рамках каскадных уравнений КХД с учётом интерференции вычислены множественности и корреляции партонов в жестких струях. Отмечается сильное отличие рассмотренных характеристик от их асимптотических значений.

Изучение кварк-глюонных струй в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики обычно основывается на каскадных уравнениях, справедливых в старшем логарифмическом приближении /1,2/. Эти уравнения выведены с учетом древесных диаграмм и справедливы только в области, где можно пренебречь интерференцией, а именно, если доли энергии струи, которые имеют отдельные партоны (кварки и глюоны), не слишком близки к 0 или 1. Исследование в рамках дважды логарифмического приближения показало /3,4/, что вдоль каскада происходит строгое упорядочение углов вылета последовательно излучаемых партонов. На языке обычных для каскадных уравнений переменных это эффективно приводит к следующему ограничению:

$$\sqrt{q^2/Q^2} < x < 1 - \sqrt{q^2/Q^2}, \qquad (1)$$

где Q^2 и q^2 – квадраты масс партона-родителя и партона-продукта соответственно; x – доля энергии родителя, которую уносит продукт.

Таким образом, эффекты когерентности можно учесть, введя в каскадные уравнения обрезание (1). Основными результатами этого являются изменение коэффициента в асимптотическом выражении для множественности партона и появление провала в функции распределения партонов в области малых x /3-5/.

В данной работе вычислены ряд неасимптотических характеристик, относящихся к партонам, получающимся в результате каскадного развития струи. Для этого необходимо учесть неасимптотические члены в каскадных уравнениях. С учетом обрезания (I) уравнения для средних множественностей партонов сорта "a" в струе, образуемой партоном сорта "c" (a, c = q – соответствует кварку; a, c = G – глюону), выглядят так:

$$n^{ac}(Q^2, q^2) = \delta^{ac} + \int\limits_{q^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{\alpha(k^2)}{2\pi} A^{bc}\left(\frac{k^2}{Q^2}\right) n^{ab}(k^2, q^2), \qquad (2)$$

где $A^{bc}(k^2/Q^2)$ выражается через интегралы от вероятностей распада партонов Алтарелли–Паризи в пределах, определяемых (I). С точностью до поправок порядка k^2/Q^2 эти функции выглядят так:

$$A^{qq} = A^{Gq} = \frac{c_F}{2}\left[\ln(Q^2/k^2) - 3/2\right],$$

$$A^{qG} = 2n_f/3, \qquad (3)$$

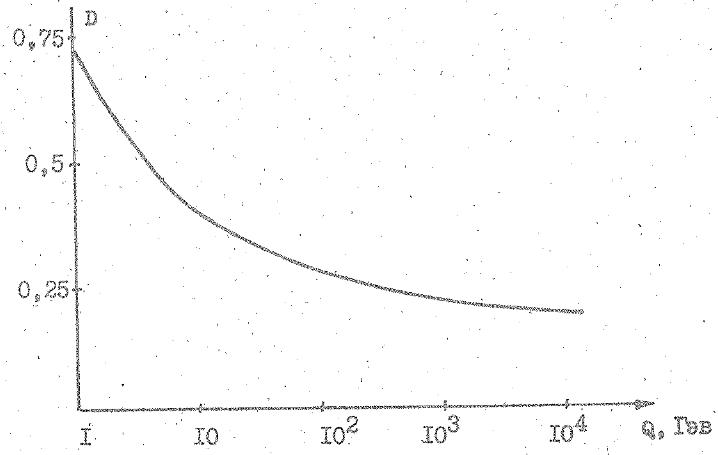
$$A^{GG} = c_V\left[\ln(Q^2/k^2) - 11/6 - n_f/3c_V\right].$$

С учетом (3) уравнения (2) имеют следующее решение:

$$n^{aG}(Q^2, q^2) \sim D\cdot\exp\left\{\sqrt{\frac{2c_V}{\pi b}\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2}} - \sqrt{\frac{2c_V}{\pi b}\ln\frac{q^2}{\Lambda^2}}\right\},$$

$$n^{aq}/n^{aG} = \frac{c_F}{c_V}\left[1 + O\left(\frac{1}{\sqrt{\ln(Q^2/\Lambda^2)}}\right)\right], \qquad (4)$$

где $\varkappa = \frac{1}{4} - \frac{c_V}{2\pi b}\left(\frac{11}{2} + \frac{n_f}{6c_V} - \frac{c_F n_f}{3c_V^2}\right)$. Множитель $D = \left[\ln(Q^2/\Lambda^2)/\ln(q^2/\Lambda^2)\right]^{\varkappa}$ представляет собой поправку к асимптотическому выражению для множественностей, определяемому экспонентой в формуле (4).



Р и с. I. Зависимость от энергии струи поправочного коэффициента D к асимптотическому выражению для средних множественностей партонов при $n_f = 4$, $\Lambda = 0{,}1$ Гэв, $q = 0{,}5$ Гэв

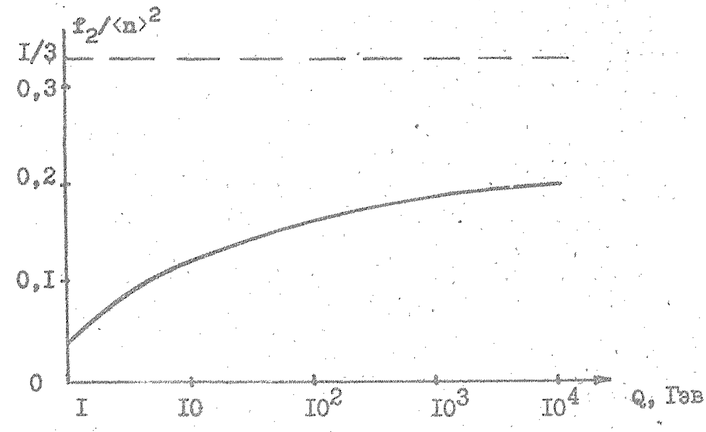
На рис. I показана величина этого множителя в зависимости от Q. Видно, что он меняет величину множественности в несколько раз.

Обратимся теперь к вычислению дисперсии множественности. Для простоты рассмотрим случай чистой глюодинамики, т.е. рассмотрим случай, когда в глюонной струе не происходит рождения кварк-антикварковых пар. Такое приближение не сказывается на асимптотиках при высоких энергиях и дает основной вклад в поправочные члены. Уравнение для второго корреляционного момента $f_2 = \langle n(n-1)\rangle - \langle n\rangle^2$ приобретает вид:

$$f_2(Q^2,q^2) = \int_{q^2}^{Q^2} \frac{dk^2}{q^2}\,\frac{\alpha(k^2)}{2\pi}\,A^{GG}\left(\frac{k^2}{Q^2}\right)\left[f_2(k^2,q^2) + n^2(k^2,q^2)\right]. \quad (5)$$

Решая (5) с учетом (3), получим

$$f_2(Q^2,q^2) = \frac{n^2(Q^2,q^2)}{3}\left\{1 - \frac{11}{3}\left[(2c_v/\pi b)\ln(Q^2/\Lambda^2)\right]^{-1/2}\right\}. \quad (6)$$



Р и с. 2. Зависимость от энергии струи отношения второго корреляционного момента к квадрату средней множественности

На рис. 2 изображена зависимость отношения $f_2/\langle n\rangle^2$ от Q при $q = 0{,}5$ Гэв и $\Lambda = 0{,}1$ Гэв. Видно, что даже учет первой поправки к асимптотическому значению этой величины, равному I/3, сильно меняет его величину. При низких энергиях величина f_2 должна стать отрицательной, если учесть другие неасимптотические члены в уравнениях (5).

Вычислим теперь корреляции партонов в глюонной струе. Для этого необходимо решить уравнения для двухчастичных распределений, получающиеся из уравнений для производящего функционала /3/:

$$D(x_1,x_2,Q^2,q^2) = D(x_1,Q^2,q^2)D(x_2,Q^2,q^2) + \tag{7}$$

$$+ \int_{x_1+x_2}^{1-x_1-x_2} \frac{dz}{z^2} P^{GG}(z) \int_{q^2}^{Q^2z^2} \frac{dk^2}{k^2} \frac{\alpha(k^2)}{2\pi} D\left(\frac{x_1}{z}, \frac{x_2}{z}, k^2, q^2\right).$$

После решения (7) с помощью преобразований Меллина по переменным x_1 и x_2 получаем следующий ответ для коррелятора:

$$R(x_1,x_2) = \frac{D(x_1,x_2,Q^2,q^2)}{D(x_1,Q^2,q^2)D(x_2,Q^2,q^2)} - 1 = \tag{8}$$

$$= \frac{1}{3}\,\frac{1}{1+12\left[\ln(x_1/x_2)/\ln(Q^2/q^2)\right]^2},$$

справедливое вблизи максимума одночастичного распределения, т.е. если x_1 и x_2 близки к величине $(q/Q)^{1/2}$.

Двухчастичный коррелятор имеет вид распределения Лоренца по величине $\ln(1/x_1) - \ln(1/x_2)$, которая при больших энергиях частиц совпадает с разностью их быстрот.

Таким образом, учет неасимптотических членов в каскадных уравнениях, описывающих развитие кварк-глюонной струи, позволяет сделать вывод, что при тех энергиях, которые доступны в ближайшее время на ускорителях, существует сильное отличие характеристик струй от их асимптотических значений.

Автор благодарит И. В. Андреева за постоянное внимание к работе.

Поступила в редакцию
I4 декабря I982 г.

Литература

I. Ю. Л. Докшицер, ЖЭТФ, 72, I2I6 (I977).
2. G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys., B126, 298 (1977).
3. Б. И. Ермолаев, В. С. Фадин, Письма в ЖЭТФ, 33, 285 (I98I); Yu. L. Dokshitzer, V. S. Fadin, V. A. Khoze, Phys. Lett., 115B, 242 (1982).
4. A. H. Mueller, Phys. Lett., 104B, 161 (1981).
5. Ya. I. Azimov, Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, Preprint LNPI N 776 (1982).