Письма в ЖЭТФ, том 32, вып. 7, стр. 491 – 494 5 октября 1980 г.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ И КОРРЕЛЯЦИИ В КВАРКОВОЙ СТРУЕ

Е.Г.Гуревич

Показано, что туннельный механизм развала цветных трубок приводит к пуассоноподобному распределению по множественности и близким корреляциям по быстротам между адронами в кварковых струях.

Сейчас довольно популярна точка зрения, согласно которой основная часть адронов, рожденных в неупругих жестких [1, 2] и мягких [3] одноструйных процессах (т.е. процессах без образования жестких неколлинеарных глюонов) формируется при развале трубок цветного поля, которые образуются между кварками и глюонами с большими относительными импульсами. Предположение, что развал цветных трубок происходит посредством туннельного образования $\bar{q}q$- и gg-пар в объеме трубки [1, 2] позволяет удовлетворительно описать относительные выходы и средние поперечные импульсы адронов в одноструйных процессах.

Совсем недавно было показано [3], что взаимодействие двух кварковых трубок, образующих глюонную, позволяет объяснить широкое КНО распределение по множественности в доминирующих hh неупругих взаимодействиях, даже если распределение от развала одной кварковой трубки – пуассоноподобное.

Покажем, что туннельный механизм развала кварковой трубки действительно приводит к узкому распределению по множественности. Рассмотрим с этой целью упрощенную одномерную модель, в которой безмассовые кварки, разрывающие трубку, образуются с нулевым 4-импульсом. Пусть в момент $t = 0$ имеется трубка длины l и большого и полного импульса P. Вероятность, что она просуществует до момента t_1 не разорвавшись имеет вид

$$\exp - (w\, l\, t_1), \tag{1}$$

где w – вероятность образования $\bar{q}q$-пары на единицу длины трубки в единицу времени, как следует из [1], равна

$$w \cong 0{,}08 \text{ ГэВ}^2. \tag{2}$$

После первого разрыва в момент t_1 трубка разделяется на два фрагмента – "тяжелый" (ТФ), содержащий исходный быстрый кварк[1], длины l_1, и "легкий" (ЛФ), длиной $l - l_1$. Средняя масса ЛФ, как будет показано ниже, порядка обычных адронных масс, а квадрат массы ТФ велик ($\sim P$). Поэтому инициатором дальнейшего каскада является ТФ; он, с вероятностью $\exp - (w l_1 t_2)$ проживет время t_2, затем от не-

[1] Выбрана лабораторная система отсчета, в которой весь импульс P несет на себе один из кварков.

го отщепится новый ЛФ и т. д. Совместная плотность вероятности того, что за некоторое время T произойдет ровно n разрывов, причем k-й разрыв произойдет в интервале времен $(t_k,\ t_k + dt_k)$ в результате чего длина ТФ станет равной $(l_k,\ l_k + dl_k)$ имеет вид

$$dW_n(t_1,\ldots,t_n;\ l_1,\ldots,l_n) = \prod_{k=1}^{n} (w\,dt_k dl_k) \prod_{k=1}^{n+1} \exp -[w\,l_{k-1}(t_k - t_{k-1})]\,, \tag{3}$$

где, по определению $t_0 = 0,\ t_{n+1} = T$ и $l_0 = l$. Интегрируя (3) по всем t_k и l_k $(k = 1, 2, \ldots, n)$, при условиях $0 \leqslant t_1 \leqslant \ldots \leqslant t_n \leqslant T,\ 0 \leqslant l_n \leqslant \ldots \leqslant l_1 \leqslant l$ получаем полную вероятность n разрывов за время $T - W_n$ – которую удобно представить с помощью производящей функции $W(z)$:

$$W(z) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} z^n W_n = (1/2\pi i) \int_{-i\infty}^{i\infty} \frac{d\beta}{(wl - \beta)} \times$$

$$\times (\beta - wl/\beta)^z = {}_1F_1(1 - z;\ 1;\ -wlT), \tag{4}$$

где ${}_1F_1(a,\ b;\ z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция. При больших T имеем

$$W(z) = [(wlT)^{z-1}/\Gamma(z)]\,(1 + O(1/wlT), \tag{5}$$

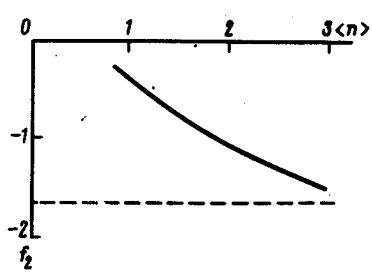
что только множителям $1/\Gamma(z)$ отличается от производящей функции распределения Пуассона с $< n > = \ln(wlT)$.

Дифференцируя (5) по z, имеем

$$< n > = W'(1) = \ln(wlT) + 0{,}577,$$

$$f_2 \equiv < n(n-1) > - < n >^2 \approx -1{,}64. \tag{6}$$

Таким образом, распределение (5) уже, чем распределение Пуассона с тем же $< n >$. На рисунке показана зависимость f_2 от $< n >$, вычисленная с помощью точной производящей функции (5). Видно, что f_2 сначала убывает с ростом $< n >$ почти линейно, а затем выполаживается и выходит на постоянное значение из (6). Интересно заметить, что имеются экспериментальные указания на именно такое поведение f_2 в процессах с образованием кварковой струи [4]. Дальнейшие эксперименты в этом направлении кажутся весьма критичными для выбора модели образования кварковой струи.



Очевидно, что одночастичный инклюзивный спектр по временам жизни ТФ r [1], может быть получен из выражения

$$f_1(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=1}^{n+1} \int dW_n \delta(r - (t_k - t_{k-1})), \tag{7}$$

где dW_n дается формулой (3). Аналогично могут быть получены инклюзивные спектры и более высокого порядка. Вводя переменную $x = r/T$ имеем (пренебрегая вкладами экспоненциально малыми при больших r и T)

$$f_1(x)\,dx = dx/x\,,$$

$$f_2(x_1, x_2) - f_1(x_1) f_2(x_2) = dx_1 dx_2 \left[\ln\left(1 + \frac{x_2}{x_1}\right) + (x_1 \leftrightarrow x_2) \right], \tag{8}$$

Итак мы получили плато и близкодействующие корреляции (с корреляционной длиной 1) по быстротам.

Заметим, что, как нетрудно убедиться, распределение по квадратам масс, m^2, ЛФ экспоненциально убывает с ростом m^2, причем

$$\langle m^2 \rangle = \rho^2/w \approx 0{,}5\ \text{ГэВ}^2 \approx (m_\rho)^2. \tag{9}$$

Следовательно ЛФ не могут участвовать в дальнейшем каскаде; роль их последующих распадов состоит в увеличении коэффициента перед логарифмом в $\langle n \rangle$, по-видимому в два – три раза. Это уже использовалось выше.

Ясно, что каскад полностью завершится, когда средняя масса ТФ станет порядка $\sqrt{m^2}$, т. е. за время

$$T = P/\rho\,. \tag{10}$$

Таким образом соотношения (8) дают инклюзивные спектры так называемых первичных адронов (в смысле работы [5]) по фейнмановскому x.

В заключение еще раз подчеркнем важность экспериментального изучения распределения по множественности и двухчастичных корреляций в кварковых струях.

Автор благодарит Э.В.Гедалина и О.В.Канчели за полезные обсуждения.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
8 августа 1980 г.

Литература

[1] E.G.Gurvich. Phys. Lett., 87B, 386, 1979.

[2] H.Bohr, H.B.Nielsen. Preprint NBI-HE-78-3; A.Casher, H.Neuberger, S.Nussinov. Phys. Rev., Д20, 179, 1979; Д21, 1966. 1980.

[1] Время жизни ТФ r и полный импульс k отщепившегося от него ЛФ пропорциональны, $k = \rho r$, что следует из основных предположений модели и уравнений движения для кварка в постоянном поле. $\rho \approx 0{,}2$ ГэВ^2 — линейная плотность энергии трубки.

[3] В.А.Абрамовский, О.В.Канчели. Письма в ЖЭТФ, 31, 566, 1980.

[4] M.Derrik et al. Phys. Rev., Д17, 1, 1978; A.D'Innocenzo et al. Preprint UL-IF-77-79/80.

[5] R.Field. R.P.Feynman. Nucl. Phys., B123, 429, 1977.