Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 6, стр. 281 – 283 *25 марта 1988 г.*

ДАЛЬНИЕ АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В МНОЖЕСТВЕННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.А.Абрамовский, Э.В.Гедалин, Е.Г.Гурвич, О.В.Канчели

Взаимодействие между хромоэлектрическими трубками, образующимися в высокоэнергичных адронных реакциях, приводит к азимутальной асимметрии в распределении вторичных частиц.

1. В популярной в настоящее время картине адронных реакций конечное многочастичное состояние образуется от разрывов системы хромоэлектрических трубок, "растягивающихся" при разлете цветных состояний, возникающих при столкновении. Эта картина естественно сшивается с реджевской и дуально-топологической схемами, в которых померон и ветвления приближенно описываются глюонным обменом с последующим образованием ряда кварковых трубок; разрывы последних происходят квазинезависимо [1]. Кварковые трубки имеют конечный радиус $r_0 \sim 1$ Фм, и поперечные расстояния между ними также порядка r_0. Поэтому они перекрываются и могут взаимодействовать. Точная форма этого взаимодействия неизвестна. Однако рассмотрение трубок на решетке показывает, что в $SU(3_C)$ калибровочной теории трубки с одинаковым направлением хромоэлектрического поля поперечно притягиваются, а с противоположным – отталкиваются (отметим, что в $SU(N_C)$ энергия этого взаимодействия $\sim N_C^{-1}$, см. [2]).

2. Из-за отталкивания или притяжения трубок, за время с момента их образования и до распада на адроны, трубки приобретут поперечный импульс, который, сложившись со "случайными" поперечными импульсами адронов, возникших от распада трубки, анизотропно исказит поперечное угловое распределение. Поскольку плотность этого поперечного импульса одинакова по всей длине трубки (т. е. при всех быстротах вторичных адронов), то искажение спектра данной трубки сводится к его сдвигу на одинаковый для всех адронов поперечный вектор $\mathbf{q}$. Если поперечный спектр от развала изолированной кварковой трубки $f(\mathbf{k})$, то, очевидно, полный спектр от двух отталкивающихся трубок (померона) будет:

$$f(\mathbf{k}+\mathbf{q}) + f(\mathbf{k}-\mathbf{q}). \qquad (1)$$

Принимая $f \sim \exp[-B\mathbf{k}^2]$ и усредняя по $|\mathbf{k}|$ получим в приближении малых $\mathbf{q}^2/\langle \mathbf{k}^2 \rangle \ll 1$, азимутальное распределение вторичных частиц при заданном q:

$$F_1(\varphi, y) \sim 1 + a_1(y)\cos^2\phi, \qquad a \approx 2Bq^2, \qquad (2)$$

где ϕ – угол между $\mathbf{q}$ и $\mathbf{k}$. Высшим (N-померонным) ветвлениям соответствует система из $2N$-кварковых трубок, между которыми возможно как притяжение, так и отталкивание. К моменту разрыва каждая из трубок наберет некоторую плотность поперечного импульса

$\mathbf{q}_m$. В том же приближении, что и выше, получим

$$F_N \sim \sum_{m=1}^{2N} f(\mathbf{k}+\mathbf{q}_m) \sim e^{-B\mathbf{k}^2}\left[1+\frac{2B^2}{N}\sum_m (\mathbf{k}\mathbf{q}_m)+\ldots\right], \qquad (3)$$

что, после интегрирования по $|\mathbf{k}|$ опять сводится к форме (2) с асимметрией a_N, зависящей от q [1].

3. Можно оценить порядок ожидаемой асимметрии исходя из следующих соображений. Примем, что, когда трубки далеко друг от друга, их плотность энергии 2ρ, а когда они полностью перекрыты, то $2\rho + 2\rho_1$. Тогда отрезок трубки длины l, разлетаясь приобретет поперечный импульс

$$p = l((\rho+\rho_1)^2 - \rho^2)^{1/2} \approx l(2\rho\rho_1)^{1/2}, \qquad (4)$$

Принимая l порядка длины первичного фрагмента, который, в среднем, распадается на ν адронов, получим поперечный импульс, отнесенный к одному адрону $q = p/\nu \approx$ $\approx (2\rho\rho_1)^{1/2}\, l/\nu$. Отсюда следует оценка

$$a \approx 2Bq^2 \lesssim \frac{4B}{\nu^2} l^2 \rho^2 (\rho_1/\rho) \approx \frac{1}{5} \div \frac{1}{3}, \qquad (5)$$

где мы приняли $B \approx 4$ ГэВ$^{-1}$, $\nu = 2$, $l \sim 1$ Фм, $\rho \sim 1$ ГэВ/Фм; $\rho_1/\rho = \frac{1}{2}\frac{G(8)}{G(2)} - 1 =$ $= 1/8$, где $G(8)$ и $G(3)$ значения квадратичных операторов Казимира $SU(3_C)$ в соответствующих представлениях.

4. Величины $F(\phi)$, вероятно, нельзя прямо получить из эксперимента. Вместо этого, можно, например, вычислять для каждого события квадрат тензора квадрупольной асимметрии (при множественности n частиц):

$$\kappa_n = \frac{1}{n^2}\sum_{i,j=1}^{n}\left[(\vec{\mu}_i\vec{\mu}_j)^2 - \frac{1}{2}\right]; \qquad \vec{\mu}_i = \mathbf{k}_i/|\mathbf{k}_i|, \qquad (6)$$

где $\mathbf{k}_i$ — поперечные импульсы частиц. Затем, усредняя по событиям, строить распределения $w_n(\kappa_n)$. Отметим, что из (2) следует оценка $\langle\kappa_n\rangle \sim a$, в то время как статистический вклад в $\langle\kappa_n\rangle \sim n^{-1}$.

5. ϕ-асимметрия, возникающая из-за взаимодействия трубок, проявляется и в инклюзивных сечениях, начиная с двухчастичных. Например, в f_2 возникает дальняя (по $|y_1 - y_2|$), корреляция между азимутальными углами вылета частиц. Так как f_2 можно выразить через $F(\phi)$, то

$$f_2(y_1, \phi_1; y_2, \phi_2) \sim \int_0^{2\pi} d\phi F(\phi_1 - \phi, y_1) F(\phi_2 - \phi, y_2) \sim 1 + \frac{1}{2} a(y_1) a(y_2) \cos^2(\phi_1 - \phi_2). \quad (7)$$

Асимметрия в f_2, в отличие от F мала: $(1/2)\langle a^2\rangle \sim 1/30$ при $a \sim 1/4$, что, возможно, соответствует экспериментальным данным [3]. Поскольку концы кварковых трубок в помероне сильно флуктуируют по быстротам, величина f_2 в (7) зависит от быстрот наблюдаемых частиц, так как произведение $a(y_1)a(y_2)$ пропорционально весу, с которым при данном y_i присутствуют обе кварковые трубки.

---

1) В событиях с КХД струями также есть ϕ-асимметрия, но она несколько другого типа: в струйных событиях $\mathbf{k}$-частиц локально не скомпенсированы при данном y, в отличие от случая отталкивающихся трубок. Вместе с тем, отделение этих эффектов друг от друга может оказаться сложным.

6. В случае взаимодействия тяжелых ядер с ядрами образуется много перекрытых кварковых трубок и может наблюдаться большая величина азимутальной асимметрии [2]. Кроме того, так как, в среднем $A \times A$-столкновение нецентральное, система кварковых трубок заполняет поперечно анизотропную область. Геометрически ясно, что ее анизотропия ориентирована по прицельному параметру столкновения. Поэтому можно ожидать корреляции между азимутальным распределением вторичных адронов и азимутально анизотропным распределением продуктов развала ядра.

В заключение еще раз подчеркнем, что данные по азимутальной асимметрии в мягких множественных процессах могут содержать очень нетривиальную информацию.

Литература

1. *Кайдалов А.Б., Тер-Мартиросян К.А.* ЯФ, 1984, 39, 545; ЯФ, 1984, 40, 211.
2. *Абрамовский В.А., Гедалин Э.В., Гурвич Е.Г., Канчели О.В.* Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика. Тбилиси.: Мецниереба, 1986.
3. *Basile M. et al.* Nuovo Cimento, 1977, 39 A, 441.
4. *Barnet T.H. et al.* Phys. Rev., 1987, D35, 824.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
18 января 1988 г.