Краткие сообщения по физике № 1-1986 г.

УДК 539.12

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ ПО АЗИМУТАЛЬНОЙ АСИММЕТРИИ В РР-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 52,5 ГЭВ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС

А.М. Орлов

Проанализированы азимутально-быстротные корреляции заряженных частиц при энергии ускорителя ISR. Данные объясняются рождением плотных групп частиц, аномально узких по быстроте.

В работе /1/ приведены результаты измерения азимутального коэффициента асимметрии $B(r)$ в зависимости от разности быстрот двух заряженных частиц $r = |y_1 - y_2|$ в pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 52{,}5$ ГэВ ($E_{лаб} \approx 1400$ ГэВ). Данные обнаруживают необычное "плечо" при малых r (рис. 1).

Предварительный анализ /2/ этого эксперимента на основе упрощенной кластерной модели показал, что существенную роль при этом играют тяжелые кластеры. Было также отмечено, что с ростом массы, по-видимому, меняется их форма распада. Ниже на основе формул работы /2/ количественно описан эксперимент в рамках аналитически решаемой кластерной модели (являющейся упрощенным вариантом мультикластерной модели ФИАН – ЛИМ) и на ее основе восстановлена картина процесса.

Азимутальный коэффициент асимметрии $B(r)$ определяется соотношением

$$B(r) = \frac{N(>90^\circ,\ r) - N(<90^\circ, r)}{N(>90^\circ,\ r) + N(<90^\circ, r)}, \tag{1}$$

где $N(\lessgtr 90^\circ, r)$ – число пар частиц с углом между поперечными импульсами больше (меньше) 90° и разностью быстрот r. Величина $B(r)$ для малых r определяется процессами с наибольшей плотностью частиц по быстроте, а в среднем по r – событиями с наибольшей множественностью, и поэтому чувствительна к динамике именно таких событий.

В аналитической кластерной модели /2/ наличие ступеньки в $B(r)$ можно объяснить, если предположить, что два примерно одинаковых кластера с полушириной δ расположены на эффективном расстоянии Δ_{ef} по быстроте (между центрами кластеров). Тогда из формулы (29б) работы /2/ можно получить, что длина r_d, на которой $B(r)$ уменьшается в d раз, дается выражением

$$r_d \approx \Delta_{ef}/2 + (2\delta^2/\Delta_{ef}) \ln[2(K-1)(d-1)/K], \tag{2}$$

высота ступеньки при $r = 0$

$$B(0) \approx 1/(K-1), \tag{3а}$$

а при $r \sim \Delta_{ef}$,

$$B(\Delta_{ef}) \approx 1/(2K-1), \tag{3б}$$

где K – полное число частиц в каждом из кластеров. Подставляя в (3а) и (3б) экспериментальные значения $B(0) \approx 0{,}093$ и $B(\Delta_{ef}) = 0{,}045 - 0{,}050$, в обоих случаях получим $K \approx 10 - 12$. То есть для объяснения данных нужно предположить рождение тяжелых кластеров. При этом параметр K практически не влияет на (2) и длина ступеньки определяется только δ и Δ_{ef}. Использование экспериментальных значений $r_d = 0{,}5$ и $d \sim 2$ позволяет оценить эти параметры. Соотношение (2) приближенно удовлетворяется при $\delta = 0{,}15 - 0{,}20$ и $\Delta_{ef} \sim 0{,}6 - 0{,}8$. Таким образом, эксперименту соответствует картина рождения двух тяжелых кластеров с необычайно малой полушириной δ, расположенных на фиксированном расстоянии Δ_{ef} по быстроте.

Если в системе центра масс расположить два узких тяжелых кластера на эффективном расстоянии друг от друга $\Delta_{ef} \cong 0{,}6 - 0{,}8$ симметрично относительно начала координат по быстроте, то в лабораторной системе при больших энергиях воспроизводится двухкольцевая структура мишенных диаграмм, наблюдавшаяся в космических лучах /3, 4/. Если при этом предположить, что частицы от распада каждого кластера имеют повышенный поперечный импульс (или $p_\perp/m$), то в распределении по псевдобыстроте (быстроте) при энергии ISR должны наблюдаться пики в области $|\eta^{\text{сцм}}| \approx 0{,}3 - 0{,}5$. На их возможное существование обращается внимание в /5/.

Рассмотрим более общий случай. Так как в эксперименте не выделялись особые каналы реакции (хотя геометрия установки и подчеркивала пионизационную область), то следует проанализировать роль других механизмов.

Записывая $N(\gtrless 90^\circ,\ r)$ в (1) в виде суммы по различным механизмам, можно показать, что полный коэффициент азимутальной асимметрии $B(r)$ выражается через коэффициенты $B_i(r)$, соответствующие отдельным механизмам, соотношением

$$B(r) = \sum_i B_i(r)\rho_{2i}(r) / \sum_i \rho_{2i}(r),$$
$$\rho_{2i}(r) = \int \rho_{2i}(y_1, y_2)\,\delta(y_2 - y_1 - r)\,dy_1, \tag{4}$$

где $\rho_{2i}(y_1, y_2)$ — двухчастичная плотность для частиц из i-го механизма.

Оценим $B(r)$ для суммарного вклада узких (B_{coh}, ρ_{coh}) и изотропных (B_f, ρ_f) кластеров. Если параметризовать $\rho_{2i}(r)$ формулой

$$\rho_{2i}(r) = [n(k-1)/2\delta_i\sqrt{\pi}]\exp(-r^2/4\delta^2), \tag{5}$$

то с помощью (3) — (5) для $\delta_{coh} = 0{,}2$ и $\delta_f = 0{,}85$ ($\delta_f \gg \delta_{coh}$) при $r = 0$ получим $B(r=0) \approx B_{coh}(0)$, а при $r = \delta_f$ — $B(r = \delta_f) \approx B_f(\delta_f)$. Значит, при малых r функция $B(r)$ по-прежнему определяется группами частиц с аномально высокой плотностью частиц по быстроте. Поэтому введение в модель с узкими тяжелыми кластерами изотропных кластеров или других мягких механизмов с такой же плотностью частиц по быстроте не меняет характерного ступенчатого поведения $B(r)$. Более того, такие механизмы необходимы для правильного описания экспериментальных значений $B(r)$ в случае, если узкие кластеры рождаются изолированно. Заметим, что рождение изотропных кластеров приводит к корреляционной длине порядка двойки и предсказанию возможности наличия второй ступеньки в $B(r)$ при $r \approx 2$, если фон от других процессов мал.

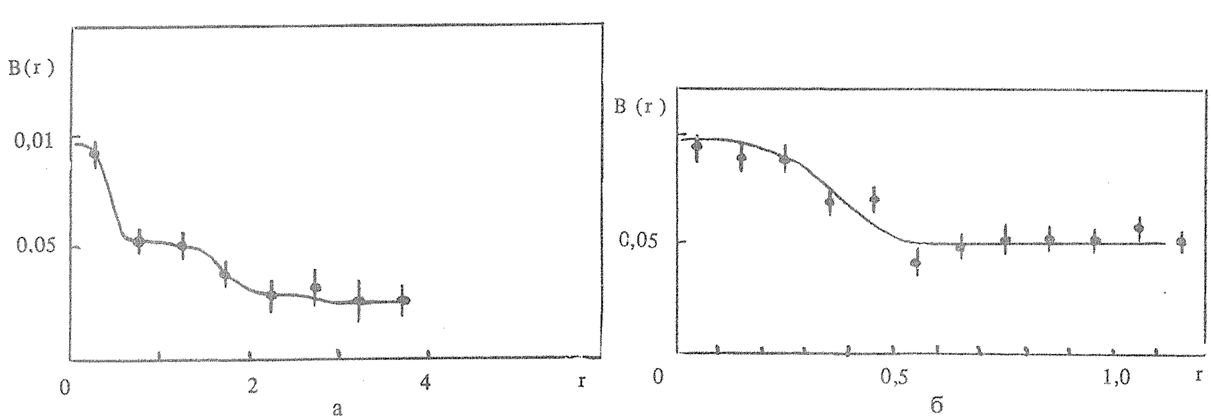

Рис. 1. Азимутальный коэффициент асимметрии как функция r. Точки — эксперимент; кривая (а) проведена по точкам, кривая (б) — расчет по формуле (29 б) из работы /2/.

Проанализируем знак B(0). Из (1) следует, что в отдельном событии $B(r) > 0$, если импульс и число частиц скомпенсированы в поперечной плоскости. Величину и знак $B(r)$ в эксперименте в принципе можно объяснить в предположении изотропного разлета частиц из одного узкого кластера в поперечной плоскости (что характерно для распада плазменных кварк-глюонных капель /6/). Для струйного механизма образования частиц сверхплотного кластера такое поведение может быть обеспечено коррелированным рождением струй с одинаковыми псевдобыстротами, в большинстве индивидуальных событий компенсирующих поперечный импульс друг друга. Такое испускание струй можно, по-видимому, связать с сохранением цвета в когерентных адронных процессах.

При этом возникает интересная возможность изучения быстротных свойств фрагментации струй в адронных столкновениях. Известно, что при анализе струй в аннигиляции e^+e^- получены указания на подобие свойств отдельной струи в собственной системе отсчета свойствам файрбола (изотропного кластера) /7, 8/. Пусть такая струя вылетает под углом θ к оси столкновения с лоренц-фактором γ. Из формулы (15) работы /9/ можно получить выражение для наблюдаемой полуширины струи δ в лабораторной системе $\delta \approx \delta_0/\sqrt{1 + (\gamma \operatorname{tg} \theta)^2} \approx \delta_0/\sqrt{1 + (P_\perp/M)^2}$, где δ_0 – полуширина кластера при $\theta = 0$, совпадающая с полушириной в собственной системе отсчета. Из этой формулы следует качественный эффект уменьшения ширины кластера по псевдобыстроте с ростом $P_\perp/M$. Поэтому положительность B(0) и малость δ опять согласуются с предположением, что один узкий тяжелый кластер представляет собой коррелированное испускание нескольких струй под одинаковым углом θ. Такая интерпретация хорошо согласуется с моделью тормозного испускания глюонов на конечной длине /10/ и дает информацию для ее дальнейшего развития. Не исключено, что адронизация таких глюонов может происходить в виде замкнутой струны.

Автор благодарен А.М. Балдину, И.М. Дремину, С.И. Никольскому и Е.Л. Фейнбергу за обсуждение результатов и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Basile M. et al. Nuovo Cimento, IL 39A, № 3, 441 (1977).
2. Орлов А.М. ЯФ, 32, 524 (1980).
3. Дремин И.М. Письма в ЖЭТФ, 30, вып. 2, 157 (1979).
4. Апанасенко А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 30, вып. 2, 157 (1979).
5. Орлов А.М. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 45 (1983).
6. L. Van Hove. Preprint CERN-TH 3924, 1984.
7. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ, № 3, 5 (1984).
8. Bubelev E.G. Proc. 17 Int. Conf. Cosm. Rays, 5, 297 (1981).
9. Максименко В.М. Препринт ФИАН № 10, М., 1970.
10. Дремин И.М. ЯФ, 33, вып. 5, 1357 (1981).

Поступила в редакцию 18 сентября 1985 г.