

НОВЫЕ СВОЙСТВА МНОГОЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

И.М.Дремин, Т.И.Канарек, А.М. Орлов

Данные по множественной генерации адронов при высокой энергии анализируются в терминах новых корреляционных характеристик распределений по длинам быстротных интервалов между несоседними (по быстроте) частицами. Обнаружено, что экспериментальные распределения обладают (в событиях достаточно большой множественности) несколькими максимумами. Они истолковываются, как проявление кластерного механизма.

Изучение корреляций двух частиц в процессах множественного рождения при высоких энергиях привело в последние годы к важным выводам о механизме неупругих взаимодействий. В частности, был подтвержден двухступенчатый характер этих процессов. Именно, на первом этапе возникают образования названные кластерами, которые затем распадаются на несколько пионов (см., например, [1, 2]). Исследование многочастичных корреляций позволяет найти количественные характеристики этого механизма.

Мы покажем, что экспериментальные данные по множественным процессам обнаруживают интересную структуру распределений по быстротным интервалам между несоседними (по быстроте) частицами, позволяющую говорить о корреляционной спектроскопии кластеров, и, возможно, о характере кварк-глюонных струй в области малых поперечных импульсов.

Для построения распределений по быстротным интервалам используется следующая процедура. В каждом событии с n заряженными частицами все частицы располагаются в порядке возрастания быстроты на шкале быстрот, а затем измеряются все возможные быстротные интервалы ${}^n r_m$, определенные как расстояния на шкале быстрот между теми частицами, которые отделены друг от друга m частицами ($0 \leq m \leq n - 2$).

Распределения по быстротным интервалам $P_m^{(n)}(r)$ при $m \neq 0$ были впервые предложены, интерпретированы и получены из фотоэмульсионных данных в работах [3, 4]. Модель независимого испускания кластеров дает характерные кривые с одним максимумом для таких распределений [4]. Изучение мультипериферической кластерной модели предсказало [5] возможность появления двух максимумов при повышении точности эксперимента. Последующий анализ данных с пузырьковых камер о $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 70 ГэВ/с обнаружил такую структуру в распределениях по ${}^{10}r_3$, ${}^{10}r_4$ и ${}^{12}r_4$, ${}^{12}r_5$ (см. [6, 7]).

Продолжая эти исследования, мы теперь получили распределения по быстротным интервалам в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с и в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 70 и 200 ГэВ/с. Примеры таких распределений приведены на рис.1, рис.2 и рис.3. Видна характерная структура распределений с двумя или более максимумами. Такие нерегулярности наблю-

даются при всех трех энергиях. Особенно четко они проявляются в событиях с множественностью, примерно вдвое превышающей среднюю, при $m = 3, 4, 5$.

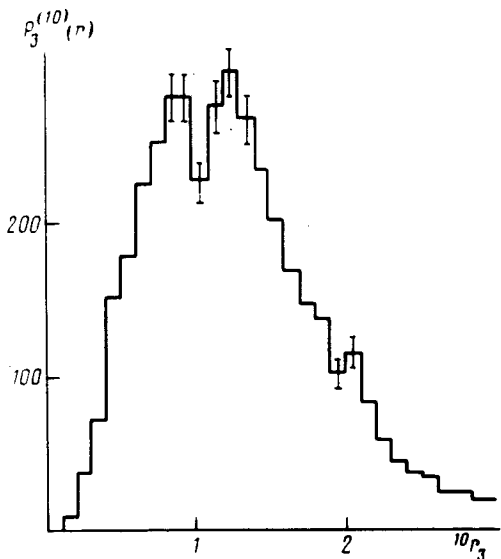


Рис. 1. Экспериментальные распределения $P_3^{10}(r)$ для π^-p -взаимодействий при энергии 40 ГэВ, ошибки — статистические.

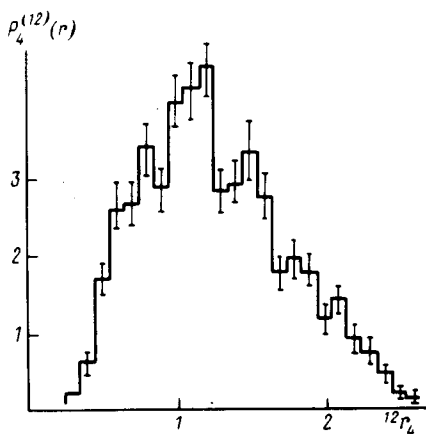


Рис. 2. Экспериментальные распределения $P_4^{12}(r)$ для pp -взаимодействий при энергии 70 ГэВ, нормированные на полный быструтный интервал.

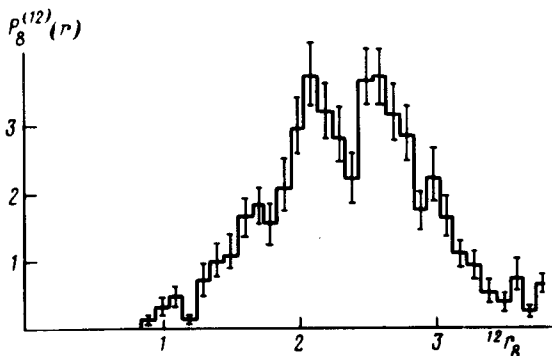


Рис. 3. Экспериментальные распределения $P_8^{12}(r)$ для pp -взаимодействий при энергии 70 ГэВ.

Полного анализа мультипериферической кластерной модели, на основе которой было предсказано появление максимумов [5, 7], и ее сопоставления по всем быстротным интервалам на достаточной статистике пока не проведено. Однако, изучение некоторых распределений и их подструктуры в рамках этой модели показало, что появление разных максимумов связано со вкладами мультипериферических диаграмм с разным числом и характером блоков (легкие резонансы, тяжелые кластеры, дифракция). При этом процессы, протекающие с малой вероятностью (например, рождение очень тяжелых кластеров или образование двух кластеров вместе с резонансами, приводят к максимумам в тех местах, где расположены слабые (статистически необеспеченные) максимумы на рис.1 – рис.3. Именно это обстоятельство и позволяет нам с большей уверенностью ожидать четкого проявления такой структуры при увеличении экспериментальной статистики¹⁾.

Полуколичественная интерпретация многомаксимовых распределений по быстротным интервалам возможна в рамках мультикластерной модели с отталкиванием. В этой модели предполагается, что кластеры, в среднем, равномерно распределены по оси быстрот, однако два соседних кластера не могут обладать быстротами, различающимися меньше, чем на Δ . Последнее условие отличает эту модель²⁾ от широко известной модели независимого испускания кластеров. Оно отражает известный в любой квантовополевой мультипериферической модели факт малости передаваемых импульсов. Максимумы в такой модели естественно разделяются на две группы.

Первая группа возникает от m частиц принадлежащих одному и тому же i -тому кластеру, распавшемуся на K_i частиц. Положение максимумов дается формулой $r_i \approx \delta \sqrt{2\pi(m/K_i - 1)}$, где δ – полуширина распада кластера по оси быстрот ($\delta \approx 0,7 \div 0,9$ при изотропном распаде). Чем тяжелее кластер, тем левее расположение соответствующий ему максимум (при фиксированном m). Самый правый максимум из этой группы отвечает кластеру, распадающемуся на $K_s = m + 2$ частицы, и расположен при $r_{(s)} \approx \delta \sqrt{2\pi(m/m+1)}$. (Учет законов сохранения может слегка изменить эти оценки). Вторая группа максимумов возникает от интервалов, содержащих частицы от двух и более кластеров и расположена правее $r_{(s)}$. Положение этих максимумов r_{Δ} зависит от конкретной диаграммы рождения кластеров и определяется параметром отталкивания, величинами r_i для соответствующих кластеров и законами сохранения. Граница между группами лежит при $r \sim 2$.

¹⁾ Приведенные на рисунках результаты были получены при полной статистике порядка 10000 событий. Видно, что для надежного выделения третьего и последующих максимумов необходимо использовать данные со статистикой порядка сотни тысяч событий.

²⁾ Подробное изложение модели будет опубликовано в журнале "Ядерная физика".

Первая группа более четко видна при относительно малых $m = 3,4$ (см. рис. 1, рис. 2), тогда как вторая более заметна при больших $m = 8$ (см. рис.3). Модель не может дать относительной высоты максимумов. Для оценки необходимо знать относительную вероятность появления событий с разным числом кластеров и распределение по множественности для отдельного кластера. Это можно сделать в рамках мультипериферической кластерной схемы. Таким образом, положение и высота максимумов могут быть использованы для определения масс кластеров и вероятностей их рождения.

В кварк-глюонной картине процесса параметр Δ , по-видимому, можно было бы связать с "массой" глюонных струй, а массу кластера — с отталкиванием этих струй, поскольку глюоны переходят в цветную пару кварк-антикварк, которые должны распределиться по разным кластерам, чтобы родить бесцветные частицы. Тогда наличие нескольких максимумов было бы проявлением многоструйного характера протекания реакций с большой множественностью даже в области малых передаваемых импульсов, где перекрытие струй велико.

Однако, независимо от справедливости той или иной интерпретации, появление многомаксимумовой структуры распределений по быстротным интервалам само по себе представляется нам чрезвычайно интересным фактом, указывающим на фундаментальные свойства неупругих процессов.

Мы благодарны И.А.Ивановской, Е.Н.Кладницкой, М.И. Третьяковой и Е.Л.Фейнбергу за обсуждение результатов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 апреля 1979 г.

Литература

- [1] F.W.Vopp. *Rivista del Nuovo Cim.*, 1, 1, 1978.
- [2] И.М.Дремин, К.Квигг. *УФН*, 124, 535, 1978.
- [3] М.И.Адамович и др. *ЯФ*, 22, 530, 1975; *Nuovo Cim.*, 33A, 183, 1976.
- [4] А.М.Гершкович, И.М.Дремин. *КСФ*, 1, 7, 1976.
- [5] D.S.Chernavskii, I.M.Dremin, E.J.Volkov. *Lebedev Inst. Preprint N 40*, 1976.
- [6] Э.Г.Боос, А.М.Гершкович, Е.С.Лукин. *Препринт ИФВЭ АН Каз. ССР*, 43 — 77, 1977.
- [7] I.M.Dremin, A.M.Orlov, E.I.Volkov. *Lebedev Inst. Preprint N 120*, 1978.