

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Д2 - 11833

А.С.Курилин, В.К.Митрюшкин, В.С.Румянцев,  
С.Б.Саакян, А.Н.Сисакян

МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ  
НЕЗАВИСИМОГО ИСПУСКАНИЯ КЛАСТЕРОВ  
И ОПИСАНИЕ ДАННЫХ  
ПО ЗАРЯДОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ,  
ЗАРЯДОВО-НЕЙТРАЛЬНЫМ  
И "ВПЕРЕД-НАЗАД" -КОРРЕЛЯЦИЯМ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

**1978**

Д2 - 11833

А.С.Курилин, В.К.Митрюшкин, В.С.Румянцев,  
С.Б.Саакян, А.Н.Сисакян

**МНОГОКОМПОНЕНТНАЯ МОДЕЛЬ  
НЕЗАВИСИМОГО ИСПУСКАНИЯ КЛАСТЕРОВ  
И ОПИСАНИЕ ДАННЫХ  
ПО ЗАРЯДОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМ,  
ЗАРЯДОВО-НЕЙТРАЛЬНЫМ  
И "ВПЕРЕД-НАЗАД" -КОРРЕЛЯЦИЯМ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

*Направлено на Международную конференцию по физике  
высоких энергий. Токио, 1978.*

Многокомпонентная модель независимого испускания кластеров и описание данных по зарядовым распределениям, зарядово-нейтральным и "вперед-назад"-корреляциям при высоких энергиях

Приводится описание зарядовых распределений и зарядово-нейтральных корреляций на основе многокомпонентной модели, включающей в себя статистически независимое рождение нейтральных кластеров в центральной области при наличии определенных каналов диссоциации сталкивающихся частей.

Показано, что при энергиях  $E_L \geq 100$  ГэВ основной вклад в распределения по числу заряженных частиц дают тяжелые кластеры ( $Cl. \rightarrow 4\pi$ ). Производится оценка массы такого кластера. Показывается, что "загиб" вниз функций  $f(N_{ch}) = \langle N_{\pi^0} \rangle_{N_{ch}}$ , где  $N_{\pi^0}$  - число  $\pi^0$ -мезонов, а  $N_{ch}$  - число заряженных частиц, вполне объясняется кинематическими ограничениями.

На основе простых предположений о распределении продуктов распада кластера в пространстве быстрот дано объяснение недавно появившимся данным о корреляциях типа "вперед-назад".

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

The Many Component Model of Independent Emission of Clusters and the Description of Data on Charged Particle Distributions, Charge-Neutral and "Forward-Backward" Correlations at High Energies

The charged particle distributions and charge-neutral correlations are described within the many component model involving statistically independent production of neutral clusters in the central region in the presence of certain dissociation channels of colliding particles.

It is shown that at energies  $E_L \geq 100$  GeV the main contribution to the distributions over a number of charged particles is given by heavy clusters ( $Cl. \rightarrow 4\pi$ ). The mass of such a cluster is evaluated. It is also shown that the bending of the function  $\langle N_{\pi^0} \rangle_{N_{ch}}$ , where  $N_{\pi^0}$  is the number of  $\pi^0$ -mesons and  $N_{ch}$  is the number of charged particles, is interpreted within the kinematic constraints.

Based on simple assumptions about the distribution of the decay products of clusters in the rapidity space the recent data on the "backward-forward"-type correlations are explained.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## §I. Введение

Настоящая работа посвящена описанию некоторых закономерностей множественного рождения в рамках многокомпонентной феноменологической модели двух механизмов<sup>/1/</sup>.

Многокомпонентный характер зарядовых распределений при высоких энергиях представляется в настоящее время достаточно обоснованным, однако число компонент, а также их взаимосвязь еще остаются предметом дискуссий (обсуждение этой проблемы см., например, в обзорах<sup>/2/</sup>). Происхождение различных компонент в распределениях по множественности заряженных частиц может быть объяснено, как известно, на основе предположения о существовании двух механизмов рождения вторичных частиц: дифракционного возбуждения (ДВ) сталкивающихся адронов и механизма независимого испускания (МНИ) в центральной области.

Не конкретизируя динамику взаимодействия, приводящую к появлению различных механизмов образования частиц, мы будем опираться на феноменологические предположения относительно характера рождения вторичных частиц в результате действия каждого из этих двух механизмов.

Одной из гипотез, получивших широкое распространение в последние годы, является гипотеза о кластеризации вторичных частиц в центральной области (ЦО) (см., например, <sup>/2,3/</sup>). Необходимо

отметить, что существуют различные, противоречивые точки зрения по поводу характеристик кластеров, таких как их заряд, средняя множественность распада, масса и другие<sup>ж)</sup>.

К сожалению, прямое наблюдение и идентификация кластеров затруднены. Поэтому основным способом проверки непротиворечивости тех или иных предположений относительно свойств кластеров, закономерностей их рождения и распада является в настоящее время сравнение полученных на основе этих предположений зависимостей с данными эксперимента.

Безусловно, при этом остается открытым вопрос о единственности сделанных допущений.

§2 работы посвящен краткой формулировке основных положений модели двух механизмов (МДМ), которая затем используется для описания зарядовых распределений и зарядово-нейтральных корреляций в  $p\bar{p}$ -столкновениях (§3) и для объяснения недавно появившихся данных по "вперед-назад" корреляциям (§4).

## §2. Формулировка кластерной феноменологической модели двух механизмов

В основе модели двух механизмов (МДМ) лежит предположение о статистически независимом (если не считать кинематических ограничений) рождении нейтральных кластеров в ЦО, при наличии определенных каналов диссоциации лидирующих частиц. Распределение по множественности кластеров в ЦО носит пуассоновский характер. Подобного рода зависимость может быть получена в теоретико-полевых моделях с тормозным излучением <sup>/7/</sup>, с источниками <sup>/8/</sup>, а также в рамках приближения прямолинейных путей <sup>/9/</sup> в квантовой теории поля.

---

<sup>ж)</sup> Примеры различных моделей, описывающих рождение и распад кластеров разных типов, смотри, например, в работах /4-6/.

Быстрота кластера

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E_p + p_z}{E_p - p_z}$$

лежит при этом в интервале  $[-Y, Y]$ , где  $Y \sim \ln S$ , а  $S$  - квадрат полной энергии в СЦИ. Если рождение кластеров равновероятно в этом интервале быстрот, то, при отсутствии кинематических ограничений, распределение по числу кластеров будет иметь вид

$$W_n = P_n(\langle n \rangle) = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!},$$

причем  $\langle n \rangle \sim Y$ . Будем классифицировать кластеры по их модам распада. Возможно рождение кластеров, распадающихся на

2 пиона:  $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$   
 $\pi^0 \pi^0$

3 пиона:  $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

4 пиона:  $B \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$   
 $4 \pi^0$

и т.д.

Характерной чертой процессов множественного рождения является "уширение" с ростом энергии зарядовых распределений, что дает основания полагать, что с ростом энергии начинают давать все больший вклад более тяжелые кластеры (не  $\phi$  и  $\omega$ , но  $B$ -кластеры и т.д.).

Это обстоятельство отмечалось ранее в [3]. В пользу этого соображения свидетельствует также факт роста наклона зависимости

$f(n_{ch}) = \langle n_{\pi^0} \rangle_{n_{ch}}$  в  $\pi^- p$ -взаимодействиях при возрастании энергии (см., например, [10]). Результаты нашего описания распределений по множественности и зарядово-нейтральных корреляций в

$p\bar{p}$  -столкновениях подтверждают этот вывод (см. §3).

Всюду в дальнейшем массы кластеров  $M$  заменим на их некоторые средние значения  $\bar{M}$ .

Механизм дифракционного возбуждения дает, в основном, вклад в каналы с малой множественностью вторичных частиц. Выпишем некоторые конкретные схемы диссоциации протона, которые понадобятся нам в дальнейшем:

1.  $p \rightarrow p$  (ДВ нет).
2.  $p \rightarrow p\pi^0$ .
3.  $p \rightarrow n\pi^+$ .
4.  $p \rightarrow p\pi^+\pi^0$ .
5.  $p \rightarrow n\pi^+\pi^0$ .
6.  $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ .

Отметим, что при больших энергиях необходимо учитывать вклад и других каналов диссоциации (например,  $p \rightarrow N\pi$  и т.д.).

Лидирующие кластеры уносят конечную часть энергии, и суммарная энергия кластеров в ЦО в результате равняется

$$E' \simeq \sqrt{s'} \cdot (1-x_1)(1-x_2),$$

где

$$x_{1,2} = \frac{2|q'_{1,2\parallel}|}{\sqrt{s'}},$$

$q'_{1,2\parallel}$  - продольные импульсы лидирующих кластеров и  $\sqrt{s'}$  - полная энергия налетающих частиц в СЦМ. В силу предположения об относительной малости импульсов кластеров закон сохранения импульсов мало влияет на распределение по множественности и пр. Однако, поскольку массы кластеров уже, вообще говоря, нельзя считать малыми, необходимо при больших множественностях учитывать огра-

ничения, накладываемые законом сохранения энергии. Учет закон сохранения энергии следующим образом: будем считать, что массы всех рождающихся кластеров не превышают  $E'$ , т.е. добавим в распределение по множественности множитель

$$\theta \left[ E' - \sum_{\substack{\text{массы} \\ \text{всех кластеров}}} \bar{M} \right].$$

Таким образом, полное распределение по множественности кластеров в ЦО принимает вид

$$W_{n_{\epsilon} n_{\omega} n_{\nu} \dots} = \frac{1}{W(E')} \prod_i P_{n_i}(\langle n_i \rangle) \theta[E' - \sum \bar{M}], \quad (2.2)$$

где  $i = \epsilon, \omega, \nu$  и т.д.

Распределение (2.2) отнормировано на единицу, и  $W(E')$  - нормировочный множитель.

Дифференциальное сечение рождения  $n_{\epsilon}$   $\epsilon$ -кластеров,  $n_{\omega}$   $\omega$ -кластеров и т.д. при условии, что возбуждение лидирующих адронов происходит в  $i$ -м и  $j$ -м каналах соответственно, есть

$$\frac{1}{\sigma_{inel.}} \frac{d\sigma_{n_{\epsilon} n_{\omega} \dots}^{ij}}{dx_1 dx_2} = F_{ij}(x_1, x_2 | s) W_{n_{\epsilon} n_{\omega} \dots}(E'). \quad (2.3)$$

Соотношение (2.3) основное в рассматриваемой модели и служит исходным для построения распределений и пр. Интегрируя его по  $dx_1$  и  $dx_2$ , получим

$$\frac{\sigma_{n_{\epsilon} n_{\omega} \dots}^{ij}}{\sigma_{inel.}} = \int dx_1 dx_2 F_{ij}(x_1, x_2 | s) W_{n_{\epsilon} n_{\omega} \dots}(E')$$



Это выражение можно упростить, если заменить в интеграле  $E' \approx \sqrt{s}(1-x_1)(1-x_2)$  на некоторое среднее значение  $\bar{E}'$ . Тогда получим

$$\frac{G_{n_e n_\omega \dots}^{ij}}{G_{inel.}} = F_{ij}(s) \cdot W_{n_e n_\omega \dots}(\bar{E}'). \quad (2.4)$$

Используем логарифмическую параметризацию для зависимости средних чисел кластеров от энергии в рассматриваемом интервале энергий, т.е.

$$\langle n_i \rangle = A_i + B_i \ln \frac{s}{s_0},$$

$s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ .

С помощью (2.4) нетрудно получить распределения по числу комбинаций  $\pi^+\pi^-, \pi^+\pi^0, 2\pi^+\pi^-, \dots$ , образовавшихся при распадах  $\phi^-$ ,  $\omega^-$ ,  $\psi^-$  и т.д. кластеров, соответственно:

$$W_{n_{\pi^+\pi^-}, n_{\pi^+\pi^0}, \dots}^{ij} = F_{ij} \int e^{L} P_{n_e}(\langle \tilde{n}_e \rangle) \theta[\bar{E}' - \sum_e n_e \bar{M}_e], \quad (2.5)$$

где  $\langle \tilde{n}_e \rangle = \langle n_{\pi^+\pi^-} \rangle, \langle n_{\pi^+\pi^0} \rangle, \dots$ , а  $\bar{M}_e$  - соответствующие средние массы.

Очевидно, что число заряженных частиц  $n_{ch}$  и число  $\pi^0$ -мезонов  $n_{\pi^0}$  связаны с величинами  $n_{\pi^+\pi^-}, n_{\pi^+\pi^0}, \dots$  соотношениями

$$n_{ch} = 2n_{\pi^+\pi^-} + 2n_{\pi^+\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 4n_{2\pi^+\pi^-} + e_{ch}^{(1)i} + e_{ch}^{(2)j}, \quad (2.6)$$

$$n_{\pi^0} = 2n_{\pi^+\pi^0} + n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 2n_{\pi^+\pi^-\pi^0} + 4n_{\pi^+\pi^0} + e_{\pi^0}^{(1)i} + e_{\pi^0}^{(2)j},$$

где  $e_{ch}^{(1)(2)i}$  - числа заряженных частиц ( $\pi^0$ -мезонов) в  $i$ -м канале диссоциации I-го (2-го) лидирующего адрона.

Распределение по числу заряженных частиц принимает вид

$$W_{nch} = \sum_{ij} F_{ij} \sum_{n_k} \prod_k P_{n_k}(\langle \tilde{Y}_k \rangle) \times \theta[\bar{E}' - \sum n_e \bar{M}_e] \cdot \delta_{n_{ch}; 2n_{\pi^+\pi^-} + \dots + e_{ch}^{(2)j}} \quad (2.7)$$

Для функции  $\langle n_{\pi^0} \rangle_{nch}$  получаем аналогичным образом

$$\langle n_{\pi^0} \rangle_{nch} = \frac{1}{W_{nch}} \sum_{ij} F_{ij} \sum_{n_e} (2n_{\pi^+\pi^-} + \dots + e_{\pi^0}^{(2)j}) \times \prod_e P_{n_e}(\langle \tilde{Y}_e \rangle) \cdot \theta[\bar{E}' - \sum n_k \bar{M}_k] \times \delta_{n_{ch}; 2n_{\pi^+\pi^-} + \dots + e_{ch}^{(2)j}} \quad (2.8)$$

Используем здесь и в дальнейшем предположение о факторизации множителя  $F_{ij}$ , т.е.

$$F_{ij} = F_i \cdot F_j.$$

Величины  $F_i$  играют роль вероятностей соответствующих каналов диссоциации. При этом выполняется условие нормировки

$$\sum F_i = 1.$$

В силу локального сохранения изоспина получим

$$F_3 = 2F_2.$$

### §3. Описание зарядовых распределений и зарядово-нейтральных корреляций в $pp$ -взаимодействиях при $E_L \approx 102$ ГэВ

Используя соотношения (2.7), (2.8), а также условие факторизации, получим для распределений по множественности  $W_{nch}$  и зарядово-нейтральных корреляций  $\langle n_{\pi^0} \rangle_{nch}$

$$W_{n_{ch}} = \sum_k \int_k P_{n_k}(\langle \tilde{y}_k \rangle) \cdot \theta[\bar{E}' - \sum n_e \bar{M}_e] \times \\ \times \left\{ V_1^2 \cdot \delta_{n_{ch}; 4n_1 + 2n_2 + 2} + 2V_1(1-V_1) \cdot \delta_{n_{ch}; 4n_1 + 2n_2 + 4} + \right. \\ \left. + (1-V_1)^2 \cdot \delta_{n_{ch}; 4n_1 + 2n_2 + 6} \right\}. \quad (3.1)$$

$$\langle n_{\alpha 0} \rangle_{n_{ch}} = \frac{1}{W_{n_{ch}}} \cdot \sum_k \int_k P_{n_k}(\langle \tilde{y}_k \rangle) \cdot \theta[\bar{E}' - \sum n_e \bar{M}_e] \times \\ \times \left\{ [V_1^2(2n_2 + 4n_3) + 2V_1V_2] \cdot \delta_{n_{ch}; 4n_1 + 2n_2 + 2} + \right. \\ \left. + [2V_1(1-V_1)(2n_2 + 4n_3) + 2(1-V_1)V_2] \cdot \delta_{n_{ch}; 4n_1 + 2n_2 + 4} + \right. \\ \left. + (1-V_1)^2 \cdot (2n_2 + 4n_3) \cdot \delta_{n_{ch}; 4n_1 + 2n_2 + 6} \right\}. \quad (3.2)$$

$n_1 \equiv n_{2\alpha^+ 2\alpha^-}$ ;  $n_2 \equiv n_{\alpha^+ 2\alpha^0}$ ;  $n_3 \equiv n_{\alpha^0}$ .  
 Величины  $V_1, V_2$  являются простыми комбинациями параметров  $F_i$ :

$$V_1 = \sum_1^5 F_i,$$

$$V_2 = F_5 + 2F_6.$$

Подчеркнем здесь, что с ростом энергии (и с увеличением числа каналов) величины  $V_1$  и  $V_2$  будут включать в себя все большее число составляющих. Соответственно, в распределениях по множественности будет появляться все большее число компонент. Рост числа компонент в распределениях с ростом энергии является отличительной чертой данной модели. Таким образом, модель предсказывает "уширение" распределений  $W_{n_{ch}}$  с ростом энергии, а также "загиб" вниз кривой  $\langle n_{\alpha 0} \rangle_{n_{ch}}$  при больших  $n_{ch}$ , объясняемый кинематическими ограничениями.

Формулы (3.1) и (3.2) использовались для описания зарядовых распределений  $W_{n_{ch}}$  при энергиях  $E_L = 102; 205; 303; 1480$  и  $2100$  ГэВ (данные взяты из работ /II/) и  $\langle n_{\alpha 0} \rangle_{n_{ch}}$  при  $E_L = 205$  ГэВ /I2/. В результате достигнуто статистически удовлетворитель-

ное описание этих данных (см. рис. 3.1+3.6).

Использованный экспериментальный материал включает 81 точку. Две точки (значения  $W_{n_{ch}}$  при  $n_{ch} = 10$  при  $E_L = 1480$  ГэВ и  $E_L = 2100$  ГэВ) не ложатся на гладкие кривые. Описание оставшихся 79 точек дало  $\chi^2 \approx 74$ .

Наилучшее описание производилось в том случае, когда масса кластера  $\beta$

$$\bar{M}_\beta \approx 2,1 \text{ ГэВ}/c^2,$$

что согласуется с принятыми оценками этой величины (см., например, /3/).

Коэффициент неупругости получается равным

$$\xi = \frac{\bar{E}'}{\sqrt{s'}} \approx 0,6.$$

Для величины  $V_1$  и  $V_2$  получаем из сравнения с экспериментальными данными:

$$V_1 = V_{11} + V_{12} \cdot \ln \frac{s}{s_0},$$

$$V_{11} = 0,6 \pm 0,04,$$

$$V_{12} = 0,1 \pm 0,047,$$

$$V_2 = 0,32 \pm 0,08.$$

Для  $\langle n_\beta \rangle = A + B \ln \frac{s}{s_0}$  получаем

$$A = 1,25 \pm 0,072,$$

$$B = 0,8 \pm 0,08.$$

"Загиб" вниз кривой  $f(n_{ch}) = \langle n_{ch} \rangle_{n_{ch}}$ , как уже указывалось выше, объясняется исключительно кинематическими соображениями.

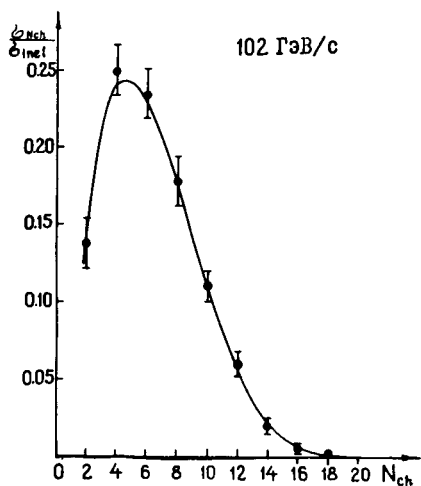


Рис. 3.1. Распределение по множественности при  $E_L = 102$  ГэВ.

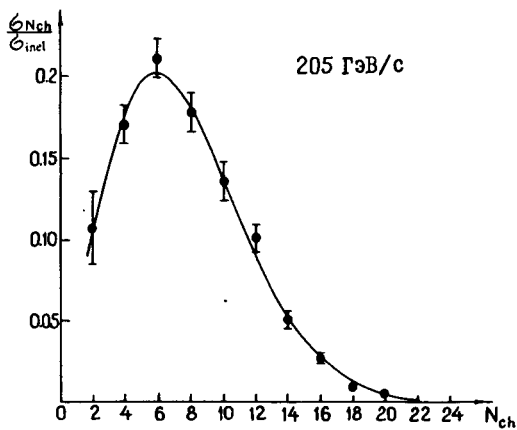


Рис. 3.2. Распределение по множественности при  $E_L = 205$  ГэВ.

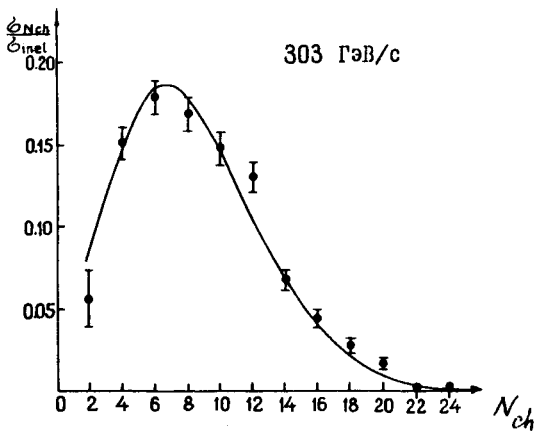


Рис. 3.3. Распределение по множественности при  $E_L = 303$  ГэВ.

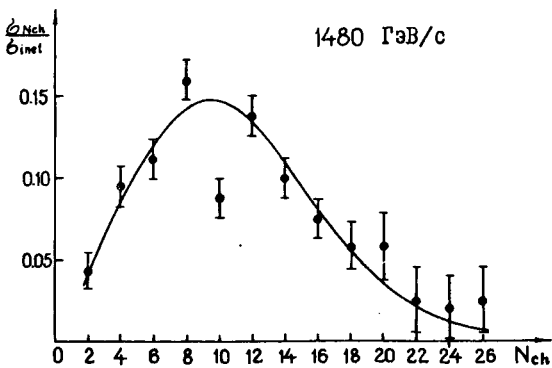


Рис. 3.4. Распределение по множественности при  $E_L = 1480$  ГэВ.

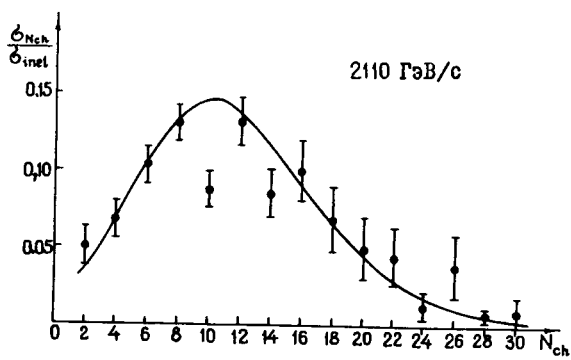


Рис. 3.5. Распределение по множественности при  $E_L = 2100$  ГэВ.

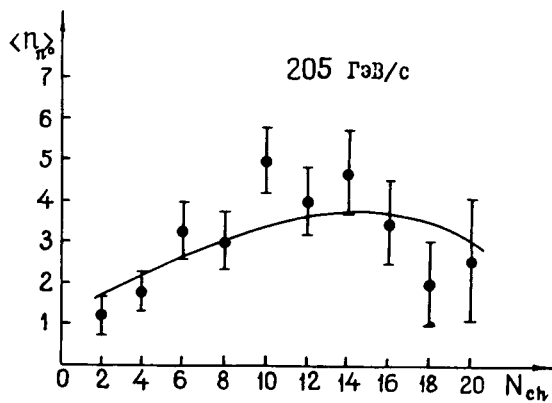


Рис. 3.6. Зарядово-нейтральные корреляции при  $E_L = 205$  ГэВ.

#### §4. Корреляции типа "вперед-назад" в модели двух механизмов

Перейдем теперь к описанию корреляций типа "вперед-назад" между заряженными частицами. Данные, полученные недавно АСНМ - коллаборацией, показали<sup>/13/</sup>, что среднее число  $\langle N^{(F)} \rangle_{n^{(B)}}$  растет с ростом  $n^{(B)}$  линейно, причем наклон - порядка 1/3, что указывает на сильные короткодействующие корреляции. Покажем, каким образом эта зависимость может быть легко объяснена в рамках модели с некоррелированным рождением нейтральных кластеров. (Вкладом продуктов диссоциации и кинематическими ограничениями пренебрежем).

Воспользуемся предположением о том, что быстроты  $\epsilon$ -кластеров, которые образуются при распаде  $B$ -кластера, близки к скорости  $B$ -кластера, т.е.

$$y_{\epsilon} \sim y_B,$$

а пионы, которые образуются при распаде  $\epsilon$ -кластеров, имеют скорости

$$y_{\pi} = y_{\epsilon} \pm \Delta,$$

где  $y_{\epsilon(B)}$  - скорость  $\epsilon(B)$ -кластера, а  $\Delta$  - некоторая постоянная характеристическая величина кластера. Вообще же результат слабо зависит от вида распределения по скорости пиона.

$B$ -кластер распадается на комбинации  $2\pi^+2\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-2\pi^0$ ,  $4\pi^0$ . Комбинация из четырех  $\pi^0$ -мезонов не дает вклада в корреляционные зависимости заряженных частиц. Распределение по  $n_{2\pi^+2\pi^-}$ ,

$n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}$  имеет вид

$$W_{n_{2\pi^+2\pi^-}, n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}} = P_{n_{2\pi^+2\pi^-}}(D) P_{n_{\pi^+\pi^-2\pi^0}}(D),$$



где

$$D = \langle n_{2\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle = \langle n_{\pi^+\pi^-\pi^0} \rangle.$$

- Весь быстротный интервал можно разбить на три области  $[-Y, \Delta]$ ,  $[-\Delta, \Delta]$ ,  $[\Delta, Y]$ . Если быстрая  $B$ -кластера распавшегося на комбинацию  $2\pi^+\pi^-$ , лежит в интервале  $[-Y, -\Delta]$ , то, очевидно, все четыре заряженных пиона летят "назад", если в  $[-\Delta, \Delta]$ , то два заряженных пиона летят "вперед", а два "назад" и т.д.. Вероятность для кластера попасть в области  $[\Delta, Y]$ ,  $[-\Delta, \Delta]$ ,  $[-Y, -\Delta]$  равна соответственно

$$\omega_1 = \frac{Y-\Delta}{2Y} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2}\omega,$$

$$\omega_2 = \omega,$$

$$\omega_3 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\omega,$$

где

$$\omega = \frac{\Delta}{Y}.$$

Вероятность того, что быстрые  $n_1$  числа комбинаций  $2\pi^+\pi^-$  попадут в первый интервал,  $n_2$  - во второй,  $n_3$  - в третий, а быстрые  $K_{1;2;3}$  числа комбинаций  $\pi^+\pi^-\pi^0$  попадут, соответственно, в первый, второй и третий интервалы, равна, очевидно:

$$W_{n_1, \dots, K_3} = \prod P_{n_i}(D_i) P_{K_i}(D_i), \quad D_i = D \cdot \omega_i,$$

число частиц "вперед"  $n^{(F)}$  и "назад"  $n^{(B)}$  связано с

$n_1, \dots, K_3$  очевидными соотношениями

$$n^{(F)} = 4n_1 + 2n_2 + 2K_1 + K_2 + 1,$$

$$n^{(B)} = 2n_2 + 4n_3 + K_2 + 2K_3 + 1.$$

Распределение по числу частиц, летящих "назад",  $n^{(B)}$  имеет вид

$$W_{n^{(B)}} = \sum_{n_1, \dots, K_3} \prod_{i=1}^3 \rho_{n_i}(D_i) \rho_{K_i}(D_i) \cdot \delta_{n^{(B)}, 2n_1+4n_2+K_2+2K_3+1} =$$

$$= \sum_{n_2, n_3} \rho_{n_3}(D_3) \cdot \rho_{n_2}(D_2) \cdot \rho_{n^{(B)}-1-4n_2-2n_3}(D_2),$$

и функция  $\langle n^{(F)} \rangle_{n^{(B)}}$  представляется в виде

$$\langle n^{(F)} \rangle_{n^{(B)}} = \frac{1}{W_{n^{(B)}}} \cdot \sum_{i=1}^3 \prod_{n_i} \rho_{n_i}(D_i) \rho_{K_i}(D_i) \times$$

$$\times (2n_1+4n_2+2K_1+K_2+1) \cdot \delta_{n^{(B)}, 2n_1+4n_2+K_2+2K_3+1} =$$

$$= \left( n^{(B)} + 6 D_1 \right) - \frac{2}{W_{n^{(B)}}} \cdot \sum_{n_2, n_3, K_3} (2n_2+K_3) \times$$

$$\times \rho_{n_2}(D_2) \rho_{n_3}(D_3) \rho_{K_3}(D_3) \cdot \rho_{n^{(B)}-1-4n_2-2n_3-2K_3}(D_2).$$

Две последние формулы предсказывают линейный рост для  $\langle n^{(F)} \rangle_{n^{(B)}}$  при значениях  $n^{(B)} \geq 5$  (см. рис. 3.7).

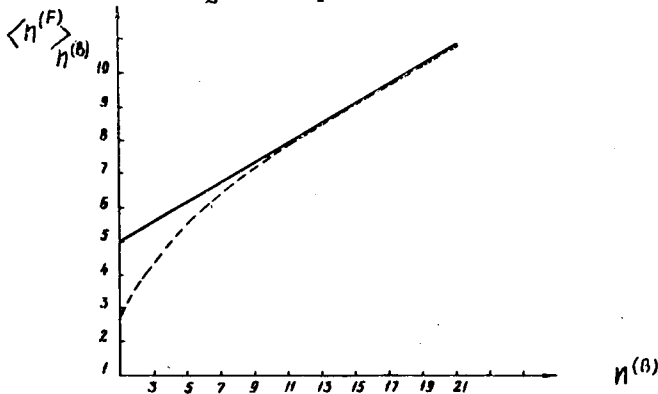


Рис. 3.7. Зависимость среднего числа частиц, летящих "вперед", от числа частиц, летящих "назад".

Отклонение теоретической кривой от экспериментальной (при  $\sqrt{s'} = 63 \text{ ГэВ}/13$ ) при малых значениях  $\eta^{(B)}$  объясняется тем, что мы не учли вклада дифракционной компоненты.

При этом величина "разлета" пионов при распаде  $\Xi'$ -кластеров достаточно велика и равна

$$\Delta \simeq c, \epsilon \cdot Y,$$

что объясняет относительно большой наклон кривой.

При  $Y \sim 1,5+3$ ,  $\Delta \sim 1$ , что согласуется с другими оценками этой величины.

Согласие теоретических результатов с экспериментальными говорит в пользу предположения о доминировании нейтральных кластеров и позволяет находить вероятности различных каналов диссоциации в рамках рассмотренной модели.

Итак, мы видим, что идея об объединении двух механизмов рождения вторичных частиц, а именно:

- а) независимого рождения (нейтральных кластеров) в ЦО;
- б) диссоциации лидирующих частиц с локальным сохранением заряда и других квантовых чисел, - оказывается весьма плодотворной и дает возможность объяснить широкий спектр экспериментальных закономерностей. При этом сравнение теоретических зависимостей с экспериментальными позволяет получить в рамках нашей модели численные оценки для физических величин, таких как средняя масса кластеров, коэффициент неупругости и пр.

Значительный интерес представляет теоретическое и экспериментальное исследование возможности отделения вкладов различных механизмов. Кроме того, весьма желательна экспериментальная проверка эффекта "кластеризации" и, в частности, предположения о

доминировании кластеров в ЦО с нулевым зарядом.

В заключение мы хотели бы поблагодарить профессора А.Н.Тавхелидзе и В.А.Матвеева за интерес к работе и стимулирующие замечания, а также И.В.Андреева, Ю.А.Будагова, И.М.Дремина, Н.П.Зотова, С.П.Кулешова, В.И.Саврина, Л.А.Слепченко за полезные обсуждения.

#### Литература:

1. V.G.Grishin, G.Jancho, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, JINR, E2-6596, Dubna (1972).  
Nuovo CimLett., 8, 590 (1973).  
N.S.Amaglobeli, V.K.Mitrjushkin, A.N.Sissakian, L.A.Slepchenko, E.T.Tsivtsivadze, JINR, E2-9962, Dubna (1975).
2. W.R.Frazer et al. Rev. of Mod.Phys. 44, 284 (1972).  
A.N.Sissakian. "Many-Particle Production", JINR, E2-8825, Dubna (1975).  
E.Predazzi "A Review of High-Energy Strong Interaction Physics", Rivista Nuovo Cim., 6, 217 (1976).
3. И.М.Дремин. Материалы международного совещания "Процессы множественного рождения и инклюзивные реакции при высоких энергиях". Серпухов, 1977.
4. C.Quigg. Phys.Rev., D7, 1203 (1973).
5. A.Arneodo, G.Plaut. Nucl.Phys., B107, 262 (1976).
6. E.N.Argyres, C.S.Lam. Phys.Rev., D16, 114 (1977).
7. L.Stodolsky. Phys.Rev.Lett., 28, 60 (1972).
8. В.И.Саврин, И.Е.Турин, О.А.Хрусталева. Препринт ИФЭ, СФ 70-4-62, 1970  
M.Martinic. Talk at the 9-th Balaton Symp. on Particle Phys., 1974.

9. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian,  
JINR, E2-4692, Dubna (1969).
- F.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian,  
A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 33B, 419 (1970).
- С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев,  
А.Н.Тавхелидзе, ОЧАЯ, т.5, №1 (1974).
10. Yu.A.Budagov et al. Czech. Journ. of Phys., B26, 1272 (1976).
11. Stattery. Phys.Rev., D7, 2073 (1973).
- W.Thome et al. MPI-PAE/EXP. E1.63 (1977).
12. F.T.Dao et al. Phys.Rev.Lett., 30, 1151 (1973).
13. M. Le Bellac. CERN preprint. Ref. TH. 2361-CERN (1977).

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 августа 1976 года.