

КОРРЕЛЯЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ ВПЕРЕД-НАЗАД И КЛАСТЕРИЗАЦИЯ

Б.Ф.Костенко, Ж.Ж.Мусульманбеков

В рамках модели статистических кластеров проведен анализ дальнедействующих корреляций множественностей в pp - и $\bar{p}p$ -столкновениях. Исследована связь силы корреляции с размерами кластеров. Получена зависимость масс и размеров кластеров от энергии сталкивающихся адронов.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Forward-Backward Multiplicity Correlations and the Clusterization

B.F.Kostenko, Zh.Zh.Musul'manbekov

An analysis of the forward-backward multiplicity correlations for pp - and $\bar{p}p$ -collisions has been fulfilled in the framework of the statistical cluster model. Connection between the strength of correlations and sizes of clusters is investigated. The dependence of masses and sizes of clusters on the energy of colliding hadrons is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

1. Введение

Анализ экспериментальных данных по множественному рождению в протон-протонных столкновениях на $ISR^{1/}$ и антипротон-протонных столкновениях на коллайдере $SPS^{2,3/}$ показал, что число заряженных частиц в передней и задней полусферах скоррелировано и что эти корреляции растут с энергией. Природа этих корреляций, являющихся дальнедействующими в отличие от короткодействующих, обусловленных рождением и последующим распадом малочастичных резонансов, не так ясна. Это обусловлено тем, что как динамические модели множественного рождения, так и статистические более или менее удовлетворительно описывают эти корреляции.

При анализе этих корреляций изучается число $n_F(n_B)$ заряженных частиц в передней (задней) полусфере в интервале быстрот

$a < \eta < b$ и соответствующее число $n_B(n_F)$ заряженных частиц в симметричном интервале в задней (передней) полусфере $-b < \eta < -a$. Если совместное распределение $f(n_F, n_B)$ факторизуется

$$f(n_F, n_B) = f(n_F) \cdot f(n_B), \quad (1)$$

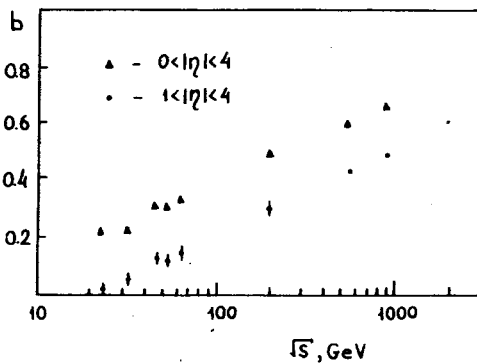
то корреляции отсутствуют, и наоборот.

В эксперименте исследуется зависимость средней множественности $\langle n_B \rangle$ ($\langle n_F \rangle$) при фиксированной множественности $n_F(n_B)$ от $n_F(n_B)$, которая, как оказалось, приближенно описывается линейной зависимостью^{/2/}:

$$\langle n_B \rangle = a + b n_F. \quad (2)$$

Величина b характеризует силу корреляции, т.е. отсутствие корреляции означает $b = 0$. Корреляции имеют место и в том случае, если между исследуемыми интервалами ввести зазор ($\Delta\eta = 2$), который исключает влияние короткодействующих корреляций от распада резонансов. На рис.1 показана зависимость силы корреляции от энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц. Величина b растет с увеличением энергии.

Целью настоящей работы является исследование дальнедействующих корреляций в рамках модели статистических кластеров, предложенной в работе одного из авторов. В разд.2 проводится статистический анализ этих корреляций и дается обоснование



кластерной схемы описания множественного рождения. В разд.3 приводится описание модели, а в разд.4 — сравнительный анализ модели и экспериментальных данных.

Рис.1. Энергетическая зависимость силы корреляции. Данные из работ /1-3/.

2. Статистический анализ корреляций

Используя процедуру минимизации по методу наименьших квадратов, можно связать величину b с коэффициентом корреляции:

$$b = \rho_{n_F n_B} \frac{\text{Var}(n_B)}{\text{Var}(n_F)}. \quad (3)$$

В случае симметричных интервалов имеем $\text{Var}(n_B) = \text{Var}(n_F)$. Тогда

$$b = \rho_{n_F n_B} = \frac{\text{Cov}(n_F, n_B)}{\text{Var}(n_F)} = \frac{\sum (n_F(i) - \bar{n}_F)(n_B(i) - \bar{n}_B)}{\sum (n_F(i) - \bar{n}_F)^2}. \quad (4)$$

Для анализа поведения силы корреляции удобно рассматривать условное распределение $f(n_F | n_S)$, которое показывает, как величина $n_S = n_F + n_B$ распределяется между передним и задними интервалами. Если в выражении (4) провести суммирование по всем событиям, то получим ^{4/}:

$$b = \frac{1/4 D_S^2 - \langle d_S^2(n_F) \rangle}{1/4 D_S^2 + \langle d_S^2(n_F) \rangle}, \quad (5)$$

где d_S — дисперсия распределения $f(n_F | n_S)$ при фиксированном n_S , а усреднение проводится по всем возможным n_S . Рассмотрим, какие значения может принимать сила корреляции b . Если разброс в значениях n_F при любом n_S равен нулю ($z(i) = n_F(i) - n_B(i) = 0$), то $b = 1$, т.е. частицы, излучаемые в передний и задний интервалы, коррелированы максимально. В случае симметричных F и B интервалов это соответствует одинаковому числу частиц в них. Если же дисперсия распределения $p(n_S)$ равна нулю ($D_S^2 = 0$), то знак корреляции становится отрицательным ($b = -1$). Если наблюдаемые частицы испускаются при фиксированном n_S в интервалы F и B с постоянной вероятностью, то распределение $f(n_F | n_S)$ будет биномиальным и при симметрии интервалов $d_S^2(n_F) = 1/4 n_S$. В этом случае

$$b = \frac{D_S^2 - \bar{n}_S}{D_S^2 + \bar{n}_S}. \quad (6)$$

Для пуассоновского n_S -распределения корреляции обращаются в нуль, поскольку $D_S^2 = \bar{n}_S$. Наглядно это можно продемонстрировать следующим образом. Совместное распределение $f(n_F, n_B)$ описывает вероятность обнаружить $n_B = n - n_F$ частиц в заднем

интервале, когда имеется n_F частиц в переднем интервале. Поскольку интервалы равны и симметричны, то

$$f(n_F, n_B) = \binom{n}{n_B} (1/2)^{n_B} (1/2)^{n_F}. \quad (7)$$

В этом случае n фиксировано, а флуктуируют n_B и n_F . Если к тому же флуктуирует и n , и распределение по n есть распределение Пуассона, то имеем

$$\begin{aligned} f_n(n_F, n_B) &= e^{-\bar{n}} (\bar{n})^n / n! \binom{n}{n_B} \left(\frac{1}{2}\right)^{n_B} \left(\frac{1}{2}\right)^{n_F} = \\ &= e^{-\frac{\bar{n}}{2}} \frac{(\bar{n}/2)^{n_B}}{n_B!} e^{-\frac{\bar{n}}{2}} \frac{(\bar{n}/2)^{n_F}}{n_F!} = f_n(n_B) f_n(n_F). \end{aligned} \quad (8)$$

Экспериментальные же распределения по множественности n значительно шире пуассоновского ($D_S \approx 0,5 \cdot \bar{n}_S$), что и задает согласно формуле (6) положительную величину корреляции. Однако если подставить наблюдаемые в эксперименте значения D_S и \bar{n}_S в формулу (8), то вычисленная сила $b \approx 0,66$ ($0 < |\eta| < 4$ для $\sqrt{S} = 540$ ГэВ) будет значительно больше, чем величина b , полученная с помощью эмпирической зависимости (2) для соответствующих F и B интервалов ($b = 0,54$). Несоответствие вычисленного значения экспериментально измеренному можно объяснить, если предположить, что множественное рождение частиц осуществляется через образование и распад кластеров. Пусть n_S наблюдаемых частиц рождается посредством образования c -кластеров, каждый из которых затем распадается на m_i частиц. Тогда

$$n_S = \sum_{i=1}^c m_i. \quad (9)$$

Если мы будем полагать, что число кластеров в передней и задней полусферах описывается биномиальным распределением и все m_i частиц от распада i -го кластера остаются в соответствующем F или B интервале, то

$$d_S^2(n_F) = d_S^2(m \cdot c_F) = \frac{1}{4} m^2 c_S = \frac{1}{4} m \cdot n_S. \quad (10)$$

Подставляя это значение дисперсии в выражение для b в формулу (6), имеем

$$b = \frac{D_S^2 - m \bar{n}_S}{D_S^2 + m \bar{n}_S}. \quad (11)$$

Чтобы получить наблюдаемую в эксперименте величину b , при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ, достаточно положить $m \approx 2$.

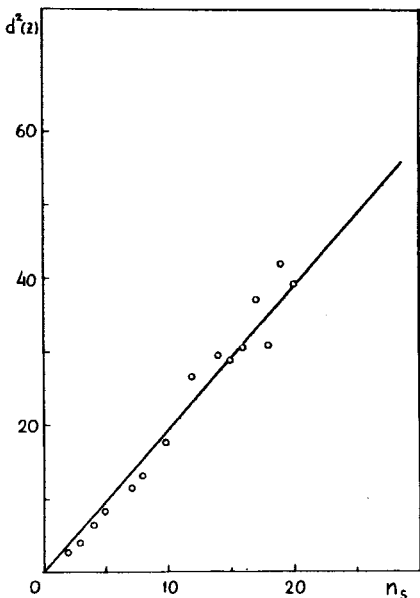
Аналогичный результат был получен из анализа распределений $f(n_S, z)$ при фиксированных значениях $n_S^{/2}$. Было обнаружено, что при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ флуктуации $z = n_F - n_B$ при фиксированных $n_S = n_F + n_B$ описываются простым соотношением (рис.2):

$$\text{Var}(z) = \langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2 = 2 \cdot n_S. \quad (12)$$

Логично попытаться описать эти флуктуации биномиальным распределением. Однако соответствующее распределение $C_{n_F}^{n_S} / B(n_S)$ или $C_{(n_S+z)/2}^{n_S} / B(n_S)$, где $B(n_S) = \sum C_{n_F}^{n_S}$, не согласуется с (12).

Чоу и Ян в работе^{/5/} предложили использовать распределение

$$C_{n_F/m}^{n_S/m} / B(n_S/m) \quad \text{или} \quad C_{(n_S+z)/2m}^{n_S/m} / B(n_S/m), \quad (13)$$



которое, являясь биномиальным, в то же время удовлетворяет при $m \approx 2$ выражению (12). Параметр m можно интерпретировать как размер кластера, т.е. число заряженных частиц, которые образуются вследствие его распада. Распределение (13) показывает, каким образом n/m кластеров распределяются в переднем или заднем интервале.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что присут-

Рис.2. Зависимость дисперсии величины $z = n_F - n_B$ от $n_S = n_F + n_B$ при энергии $\sqrt{S} = 540$ ГэВ.

ствии промежуточных кластеров в процессах множественного рождения приводит к существенному усилению флуктуации в распределении конечных частиц в передней и задней полусферах, что в конечном итоге сказывается на силе корреляции множественностей вперед-назад. Этот факт является одним из обоснований кластерных моделей множественного рождения.

3. Описание модели

Множественное рождение частиц осуществляется через образование и последующий распад промежуточных кластеров ^{/6/}. Модель реализована в виде монтекарловского моделирования эксклюзивных событий. Розыгрыш акта включает следующие этапы:

а) Розыгрывается энергия на рождение частиц (кластеров) $W = K \cdot \sqrt{S}$. Для этого используется аппроксимация распределения коэффициента неупругости K β -распределением, предложенная в работе ^{/7/}:

$$p(K) = K^{\alpha-1} (1-K)^{\beta-1} / B(\alpha, \beta). \quad (14)$$

Параметры α и β зависят от энергии и являются подгоночными. Зависимость $p(K)$ и $\langle K \rangle$ от энергии обсуждается в работах ^{/8/}, где для вычисления $p(K)$ используются структурные функции глюонов. Вид распределений $p(K)$ при разных значениях энергии столкновения показан на рис.3.

б) Быстротный интервал, внутри которого для каждого значения W статистическим образом расселяются кластеры, определяется подгонкой расчетных быстротных распределений заряженных частиц при разных множественностях под экспериментальные. При этом быстрота i -го кластера разыгрывается по модели цилиндрического фазового объема

$$y_i = \xi_i Y_i. \quad (15)$$

где ξ_i — равномерно распределенное на интервале $[0,1]$ случайное число, а Y_i — зависящая от энергии столкновения и коэффициента неупругости максимальная граница доступного для i -го кластера интервала быстрот:

$$Y_i = 2 \cdot \ln [\alpha \cdot \sqrt{S} / (M_T)_i], \quad (16)$$

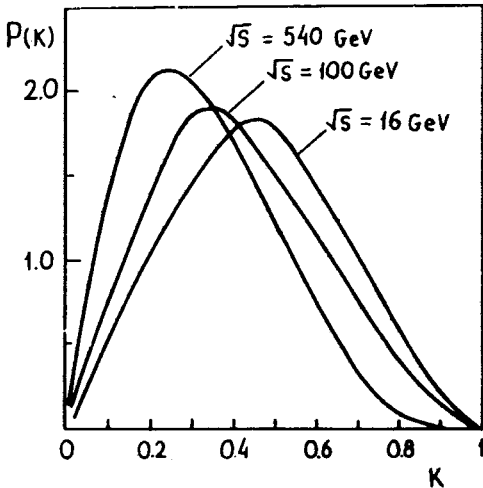


Рис.3. Распределение коэффициента неупругости при разных энергиях в системе центра масс сталкивающихся нуклонов.

где $(M_T)_i = \sqrt{m_i^2 + (p_T)_i^2}$ — поперечная масса i -го кластера, а фактор α зависит от энергии столкновения и коэффициента неупругости. Вид этой функции (см.рис.4) подбирается путем подгонки следующих расчетных распределений под экспериментальные: 1) $d\sigma/dx$

для лидирующих частиц в pp - и $\bar{p}p$ -неупругих столкновениях; 2) $dn_{ch}/d\eta$ для заряженных частиц в тех же взаимодействиях (η — псевдобыстрота) при разных множественностях.

Поперечные импульсы кластеров разыгрываются в соответствии с распределением

$$f(p_T^2) \propto \exp[-b \cdot p_T^2],$$

где параметр b подбирается из сравнения расчетных и экспериментальных спектров $d\sigma/dp_T$ для лидирующих частиц в событиях с однократной дифракцией. Генерация кластеров продолжается до тех пор, пока не исчерпается доступная для рождения энергия $W = K\sqrt{S}$. Оставшаяся часть энергии $(1 - K)\sqrt{S}$ распределяется между лидирующими частицами, кинематические характеристики которых определяются из законов сохранения энергии-импульса.

в) Для моделирования масс кластеров используется результат, полученный в^{9/}, который сводится к тому, что

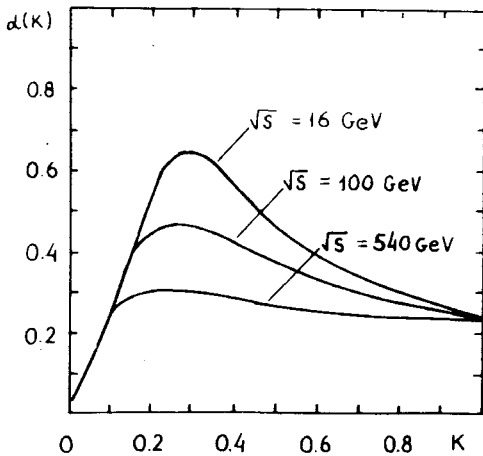


Рис.4. Вид функции $\alpha(K)$ в формуле (16) при разных значениях энергии столкновения.

статистическая природа образования кластеров приводит к спектру их масс вида

$$p(M) = (M/M_0) \exp(-M/M_0). \quad (17)$$

Одно из основных предположений нашей модели — зависимость средней массы кластеров

$$\langle M \rangle = \int M \cdot p(M) dM \quad (18)$$

от энергии столкновения. Необходимость введения такой зависимости требуется для правильного воспроизведения следующих эффектов множественного рождения: роста плато быстротного распределения, роста среднего поперечного импульса, роста вклада так называемых "министруй". Подобранная с учетом этих факторов зависимость $\langle M(S) \rangle$ имеет вид

$$\langle M \rangle = c + d \cdot S^\nu. \quad (19)$$

г) Мы полагаем, что распад кластеров на конечные частицы имеет струйный характер. Такой выбор распада мотивируется тем, что с ростом энергии в системе центра масс сталкивающихся частиц растет доля событий с министруями^{10/}. За неимением детальной информации о характеристиках частиц, испущенных из министруй, мы используем модель цилиндрического фазового объема с параметрами, которые подбираются из сравнения расчета с данными по адронобразованию в e^+e^- -аннигиляции при условии $M_{\text{кластера}} = \sqrt{S} e^+e^-$. Направление распадной оси струй разыгрывается изотропно в системе покоя кластера. Резюмируя вышеизложенное, необходимо отметить, что все параметры модели подбираются согласованным образом из сравнения результатов расчета характеристик заряженных частиц с экспериментом. Поведение далекодействующих корреляций является одной из тех характеристик множественного рождения, сравнение с которыми позволяет, на наш взгляд, оценить реалистичность физических предположений модели, а именно: множественное рождение осуществляется через образование и распад промежуточных объектов, статистических кластеров; массы кластеров растут с энергией столкновения; распад кластеров на конечные частицы имеет струйный характер. Коллаборацией UA5 был разработан аналогичный кластерный код GENCL^{11/}, принципиальное отличие которого от нашего заключается в том, что кластеры в этой модели

имеют не зависящий от энергии фиксированный размер, что и приводит, на наш взгляд, к определенным трудностям в согласовании с корреляционными данными. Кроме того, в этой модели в качестве входных данных используются известные распределения по множественности заряженных частиц, которые параметризуются в форме отрицательного биномиального распределения. Как показывают результаты недавней работы ^{12/}, при энергии $\sqrt{S} = 900$ ГэВ имеются отклонения от отрицательно-биномиальной формы. В нашем же подходе распределения по множественности есть результат модельного расчета, который можно аналитически представить в виде свертки двух распределений:

$$p_n(S) = \int_0^1 p(n|K) p(K) dK, \quad (20)$$

где $p(n|K)$ — распределения множественности при фиксированной неупругости, а $p(K)$ — распределение коэффициента неупругости, зависящее от энергии столкновения.

4. Модельный анализ корреляций

Один из основных выводов статистического анализа, проведенного в разд.2, состоит в том, что промежуточные кластеры ослабляют дальнедействующие корреляции. Рассмотрим более детально, чем обусловлены эти корреляции в рамках предлагаемого подхода и какова их связь с характеристиками кластеров.

Процесс множественного рождения частиц в модели осуществляется в две стадии. На первой стадии при определенном значении неупругости образуются $n_{кл}$ кластеров, распределение по множественности которых должно соответствовать, согласно пункту (б) разд.3, пуассоновскому:

$$p(n_{кл}) = e^{-\rho \cdot \Delta y} \frac{(\rho \cdot \Delta y)^{n_{кл}}}{n_{кл}!}, \quad (21)$$

где Δy — быстротный интервал. При фиксированных значениях K и фиксированной массе кластеров корреляции множественностей вперед-назад для кластеров в случае симметричных интервалов согласно (8) должны отсутствовать. Однако, вследствие того, что массы кластеров не фиксированы и имеют определенный разброс согласно формуле (17), распределение кластеров по множественности существенно шире пуассоновского. В результате возни-

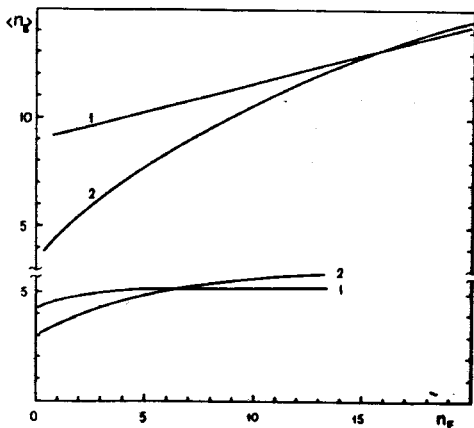


Рис.5. Зависимость средней множественности кластеров и распадных частиц $\langle n_B \rangle$ в интервале $-4 < \eta < 0$ от множественности кластеров и распадных частиц в переднем интервале $0 < \eta < 4$ при $\sqrt{S} = 540$ ГэВ и неупругости $K = 0,3$. Нижние кривые: 1 — для кластеров с фиксированной массой $M_{кл} = 2,5$ ГэВ. 2 — для кластеров с массами, распределенными по формуле (17) с $\langle M \rangle = 2,5$ ГэВ. Верхние кривые: та же зависимость для продуктов распада (заряженных частиц) кластеров.

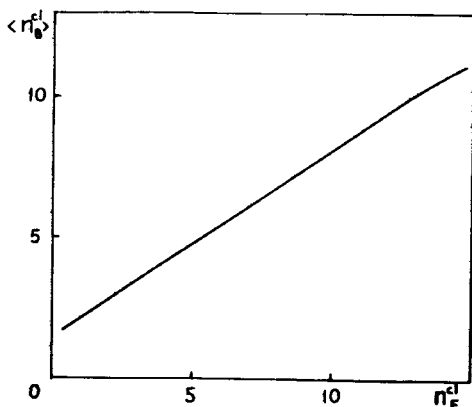


Рис.6. Зависимость средней множественности кластеров в интервале $-4 < \eta < 0$ от множественности в переднем интервале $0 < \eta < 4$ при любом K из $[0, 1]$ ($\sqrt{S} = 540$ ГэВ).

кают корреляции в распределении кластеров вперед-назад. Действительно, как видно на рис.5, при фиксированной массе кластеров, равной среднему значению при данной энергии, корреляции практически отсутствуют, в то время как в случае кластеров с массами, распределенными по формуле (17), они заметно отличны от нуля.

Для полного набора событий неупругость меняется от 0 до 1. С увеличением неупругости, с которым связано увеличение множественности, возрастает плотность заселения кластерами доступной области пространства быстрот, что также дает значительный вклад в величину корреляции кластеров в передней и задней полусфере (рис.6).

На второй стадии процесса множественного рождения, когда кластеры разваливаются на конечные частицы, помимо двух перечисленных источников корреляции имеется еще один, связанный со струйным характером распада кластеров. С увеличением массы кластеров растут и длины струй (в пространстве быстрот), и частицы, рожденные от распада кластера в одной полусфере, могут с определенной вероятностью попадать в другую полусферу. По этой причине, как видно на рис.5, корреляции распадных частиц

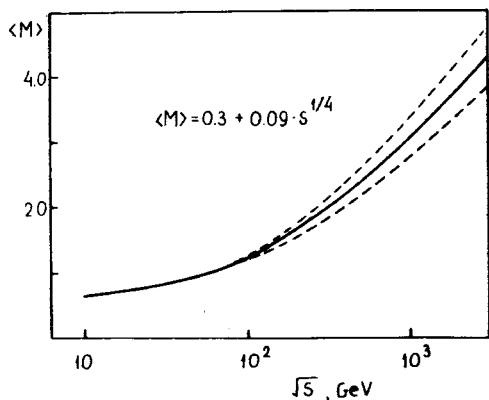


Рис.7. Зависимость средней массы кластера от энергии в системе центра масс сталкивающихся нуклонов.

при фиксированном значении неупругости имеют место даже в случае фиксированной массы кластеров, когда корреляции множественностей кластеров отсутствуют. Здесь же приведена кривая зависимости

$\langle n_B(n_F) \rangle$ для заряженных частиц, образующихся в результате распада кластеров с массами, распределенными по формуле (17) при $K=0,3$. Наблюдается значительное увеличение силы корреляции, что обусловлено существенным уширением распределения по множественности заряженных частиц из-за разброса кластеров по массам.

На рис.7 показана зависимость средней массы кластеров, а на рис.8 — их среднего размера от энергии столкновения. Выбранная таким образом энергетическая зависимость масс и размеров кластеров, в пределах указанного пунктиром коридора допустимых значений, приводит к хорошему согласию с экспериментом по энергетической зависимости дальнедействующих корреляций (см. таблицу). Здесь уместно напомнить, что в нашей модели выбор энергетической зависимости масс кластеров определяется также поведением средних поперечных импульсов рожденных частиц и доли событий с министруями. Оптимальные значения параметров в формуле (19) $c = 0,3$, $d = 0,09 \pm 0,01$, $\nu = 0,25$.

На рис.8 показаны результаты расчета, проведенного в работе ^{13/}, для получения которых было использовано выражение для силы корреляции

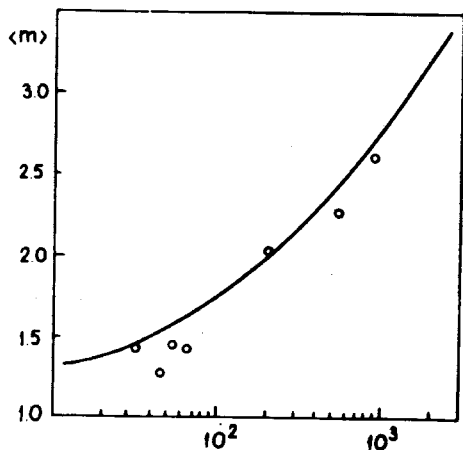


Рис.8. Зависимость среднего размера кластеров от энергии. \circ — расчет из работы ^{13/}.

\sqrt{S} , ГэВ	Эксперимент ^{1,2/}		Расчет	
	a	b	a	b
23	$3,22 \pm 0,09$	$0,217 \pm 0,018$	3,4	0,24
63	$4,48 \pm 0,11$	$0,312 \pm 0,014$	4,0	0,37
200	4,7	$0,480 \pm 0,014$	4,6	0,50
540	4,8	$0,589 \pm 0,010$	5,0	0,60
900	4,8	$0,646 \pm 0,010$	5,0	0,64

$$b = \frac{D_S^2 - \langle d_S^2(z) \rangle}{D_S^2 + \langle d_S^2(z) \rangle}, \quad (22)$$

где $d_S^2(z)$ — вариация $z = n_F - n_B$. Если вместо дисперсии D_S^2 подставить выражение для отрицательного биномиального распределения $(\bar{n}_S / K + 1) \bar{n}_S$, а для дисперсии $d_S^2(z)$ использовать линейную зависимость

$$d_S^2(z) = m n_S, \quad (23)$$

обоснованность которой обсуждалась во втором разделе, то мы получим

$$b = \frac{(\bar{n}/K) + 1 - m}{(\bar{n}/K) + 1 + m}. \quad (24)$$

Подставляя для b и \bar{n} экспериментальные значения и используя для параметра K фит^{14/}, получим значения для m при разных энергиях. Как видно

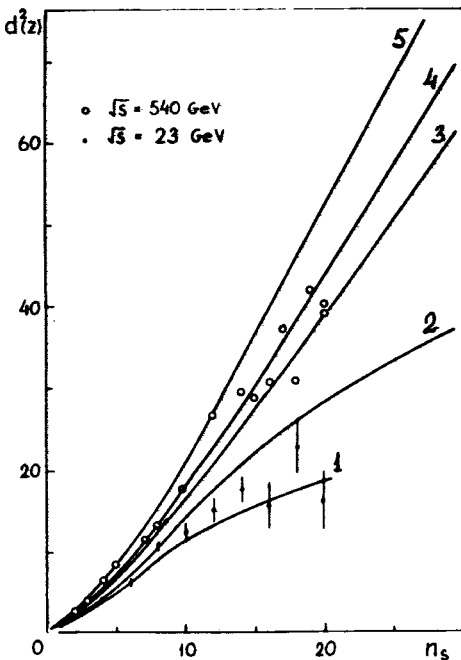


Рис.9. Зависимость дисперсии величины $z = n_F - n_B$ от числа частиц $n_S = n_F + n_B$ при разных энергиях. 1 — 23 ГэВ, 2 — 63 ГэВ, 3 — 200 ГэВ, 4 — 540 ГэВ, 5 — 900 ГэВ. Данные взяты из работ: \circ — /14/, \bullet — /15/.

из рисунка, их точки лежат систематически ниже нашего расчета. Это расхождение, на наш взгляд, связано с двумя причинами. Во-первых, выражение (22) выведено при условии, что нет перетекания распадных частиц из одной полусферы в другую. Во-вторых, линейная зависимость (23), как показывают наши расчеты, показанные на рис.9, является довольно грубой аппроксимацией.

5. Обсуждения

В рамках предлагаемой кластерной модели корреляции множественностей вперед-назад обусловлены следующими факторами:

- увеличением плотности распределения кластеров в центральной области пространства быстрот с увеличением неупругости взаимодействия: бóльшим значениям K соответствуют бóльшие значения $\langle n_B \rangle$ и n_F ;

- флюктуациями масс (размеров) кластеров возле их среднего значения;

- струйным характером распада кластеров, который может приводить к перетеканию распадных частиц из одной полусферы в другую. Последний фактор частично компенсирует ослабление корреляций при увеличении среднего значения масс кластеров при фиксированной энергии. Этим обусловлен достаточно широкий коридор возможных значений масс кластеров, которые приводят в пределах экспериментальных ошибок к одной и той же силе корреляции.

Необходимо отметить, что, в отличие от адронобразования в e^+e^- -аннигиляции, корреляции вперед-назад в адронных столкновениях присутствуют согласно модели даже при фиксированном значении коэффициента неупругости (рис.5), что является следствием второго и третьего факторов. Что касается первого фактора, обуславливающего корреляции, то его можно было бы связать с представлением прицельного параметра, т.е. с геометрическим подходом. Чем меньше параметр столкновения, тем больше неупругость. Однако однозначной связи между двумя этими характеристиками нет, и, кроме того, эксперимент не дает прямых измерений прицельного параметра. Было бы интересно исследовать корреляции, используя экспериментальные данные при фиксированных значениях коэффициента неупругости, что могло бы дать информацию о распределении источников излучения (в случае их реальности) по эффективной массе (энергии). Предпочтительным, на наш взгляд, является анализ корреляционных эффектов совместно с министруями.

Л и т е р а т у р а

1. Uhlig S. et al. — Nucl. Phys., 1978, v.B132, p. 15.
2. UA5 Coll. Alpgard K. et al. — Phys.Lett., 1983, v.B123, p.361.
3. UA5 Coll. Ansorge R.E. et al. — Z.Phys., 1988, v.C37, p.191.
4. Ekspong A.G. — CERN Preprint, CERN-EP/84-43, 1984.
5. Chou T.T., Vang C.N. — Phys.Lett., 1984, v.B135, p.175.
6. Musulmanbekov J.J. — JINR Preprint E2-88-809, Dubna, 1988.
7. Fowler G.N., Weiner R.M., Wilk G. — Phys.Rev.Lett., 1985, v.55, p.173.
8. Wilk G. — In: Proc.Shandong Workshop on Mult.Prod., Jihan, 1988, p.45.
9. Chou Kuang-chao, Liu Lian-son, Meng Ta-chung — Phys.Rev., 1983, v.D28, p.1080.
10. Gerardini F. — In: Proc.Int.Europhys Conf. on High Energy Phys., Bari, 1985, p.363.
11. UA5 Coll. Alner G.J. et al. — Nucl.Phys., 1987, v.B291, p.445.
12. UA5 Coll. Ansorge R.E. et al. — Z.Phys., 1989, v.C43, p.357.
13. Lim S.L. et al. — Z.Phys., 1989, v.C43, p.621.
14. UA5 Coll. Alner G.J. et al — Phys.Lett., 1986, v.B167, p.476.
15. NA22 Coll. Aivazyan V.V. et al. Z.Phys., 1989, v.C42, p.533.

Рукопись поступила 2 января 1990 года.