

Г-859

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



Гришин  
2352/2-74

14/01-74

P1 - 7854  $\text{e}$

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ  $\pi^- p \rightarrow \pi + \pi + \dots$   
ПРИ  $P = 40$  ГЭВ/С  
И МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Сотрудничество Дубна - Лейпциг

**1974**

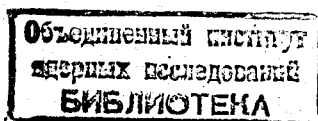
**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

P1 - 7854

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ  $\pi^- p \rightarrow \pi + \pi + \dots$   
ПРИ  $P = 40$  ГЭВ/С  
И МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Сотрудничество Дубна - Лейпциг

*Направлено в ЯФ*



В.Г.Гришин, М.Сабзу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,

Объединенный институт ядерных исследований

Р.Блутнер, Е.М.Ильгенфриц, Й.Крипфганц, Г.Кюнике,

Е.Г.Лемке, Г.Й.Меринг, Г.Ранфт, Й.Ранфт

Отдел физики Университета им. К.Маркса, Лейпциг, ГДР.

## 1. Введение

Для описания двухчастичных корреляций в последнее время была применена модель Мюллера-Редже /МРМ/ <sup>1/1/</sup>, а также мультипериферическая кластерная модель /МКМ/ и дифракционная кластерная модель /ДКМ/ <sup>2/1/</sup>.

В рамках этих моделей будут рассмотрены данные по корреляциям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  для  $\pi^+\pi^+$ ,  $\pi^-\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$  пар мезонов в терминах продольных быстрот и азимутальных углов.

Недавно были опубликованы данные по двухчастичным корреляциям в PP- инклюзивных реакциях при энергиях NAL и ISR. Было найдено, что корреляционная функция, определенная в виде

$$R(y_1, y_2) = \sigma_{\text{in}} \frac{d^2 \sigma}{dy_1 dy_2} / \frac{d\sigma}{dy_1} \cdot \frac{d\sigma}{dy_2} - 1 \quad /1/$$

для комбинаций типа заряженная - заряженная <sup>3/</sup> и заряженная - нейтральная <sup>4/</sup>, обнаруживает в основном ближние корреляции с характерной длиной  $\lambda = 1 \div 2$ .

В табл. 1,2 приведены некоторые опубликованные значения функции  $R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  <sup>3,4,5/</sup>. Эта величина с учетом ошибок измерений не зависит от энергии столкновения.

Данные по азимутальным корреляциям в pp-столкновениях, полученные на ISR <sup>3,4/</sup>, свидетельствуют об отсутствии сильных ближних корреляций в пределах ошибок измерений.

В разделе 2 приводятся экспериментальные результаты при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$ . Модели обсуждаются в разделе 3. В четвертом разделе проводится сравнение данных по  $\pi N$ -соударениям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  с результатами NAL и ISR и делается ряд выводов.

Таблица 1. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в pp-взаимодействиях по данным ANL и ISR.

Тип пары	$R(0,0)$ при 102 ГэВ/с /5а/	$R(0,0)$ при 205 ГэВ/с /5б/	$R(0,0)$ при $\sqrt{s} = 23 + 63$ ГэВ/с /3,4/
$\pi^{ch} \pi^{ch}$	$0,65 \pm 0,05^x)$	$0,50 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,05$
$\pi^{\pm} \gamma$			$(0,55 \pm 0,14) - (0,68 \pm 0,1)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,7 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,06$	
$\pi^+ \pi^+$	$0,5 \pm 0,08$	$0,25 \pm 0,06$	
$\pi^- \pi^-$	$0,4 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,06$	

x) Цифра определена из графика.

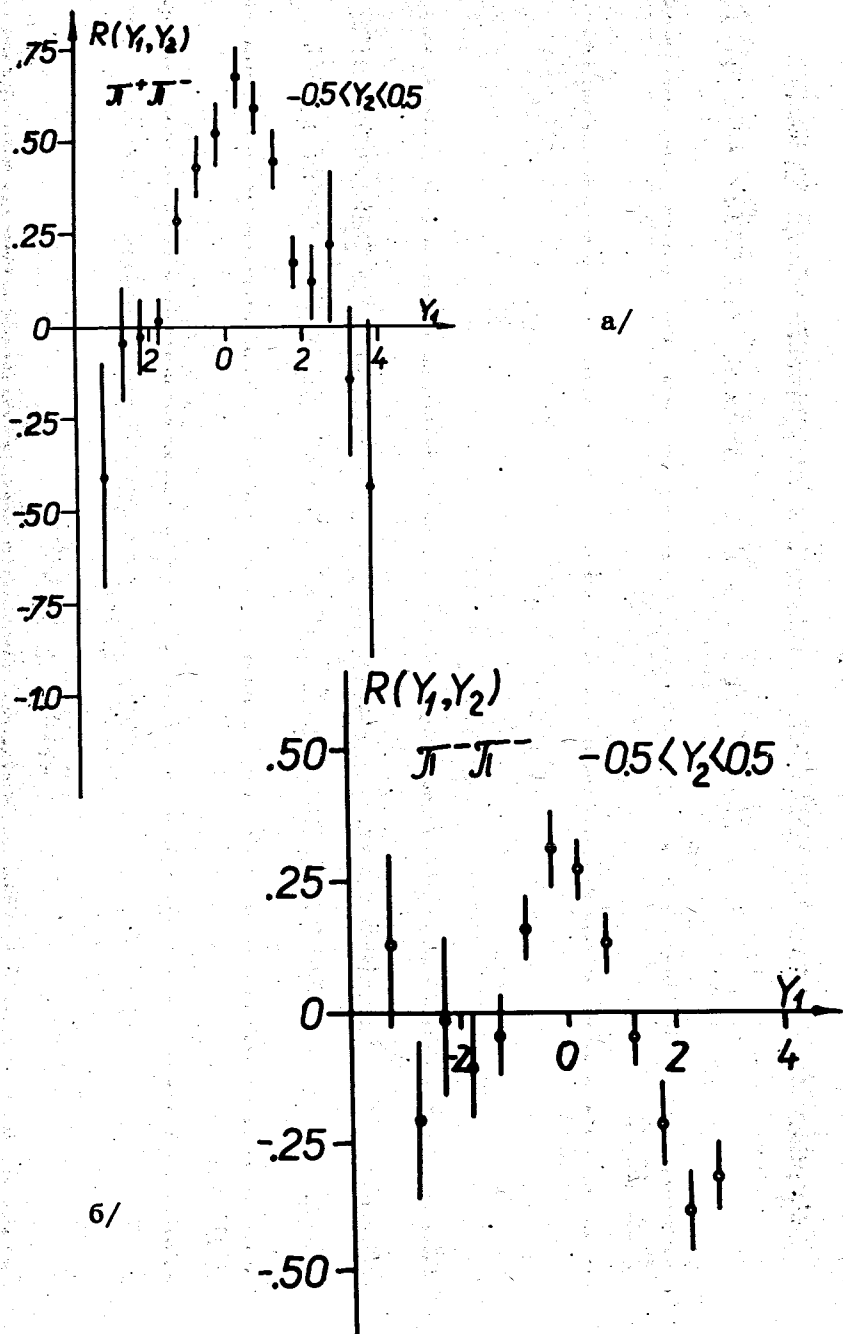
Таблица 2. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в ПР-взаимодействиях при 40 ГэВ

Тип пары	$R(0,0)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,65 \pm 0,07$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,26 \pm 0,10$

Таблица 3. Коэффициенты асимметрии распределений по разности азимутальных углов в ПР-взаимодействиях при P=40 ГэВ/с

Тип пары	
$\pi^+ \pi^-$	$0,106 \pm 0,003$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,062 \pm 0,006$



2. Экспериментальные данные по корреляциям  
в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с

Приведенные результаты были получены на материале  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $P = 40$  ГэВ/с, наблюдаемых в 2-метровой пропановой камере [6].

Корреляционные функции вида /1/ для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -комбинаций представлены на рис. 1а,б,с соответственно. Из рисунков видно, что для всех комбинаций  $R$ -функция имеет положительные значения в центральной области ( $y_1 \approx y_2 \approx 0$ ). В табл. 2 даны значения  $R(0,0)$  для

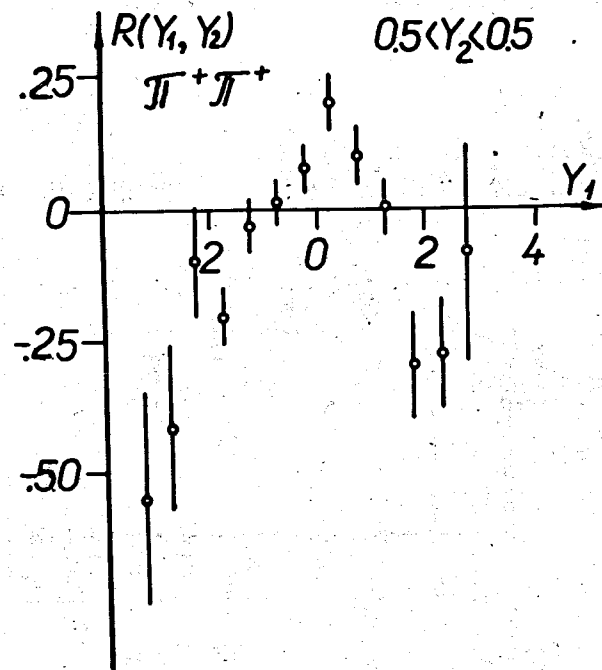


Рис. 1. Экспериментальные значения корреляционной функции  $R(y_1, y_2)$  для реакций  $\pi^-p \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \dots$  при  $P = 40$  ГэВ/с: а/ для  $\pi^+\pi^-$ -пар; б/ для  $\pi^-\pi^-$ -пар; в/ для  $\pi^+\pi^+$ -пар.

$\pi^-\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -пар. Функция  $R(y_1, y_2)$  для  $\pi^+\pi^-$ -пар показана на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе с целью определения корреляционной длины. Сплошная линия изображает функцию вида  $\exp(-\Delta y/2)$ .

Значения коэффициента асимметрии распределения по углам ( $\phi$ ) между поперечными импульсами, определенного по формуле

$$A = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi} \quad /2/$$

для  $\pi^+\pi^-$ - и для  $\pi^+\pi^+$ - и  $\pi^-\pi^-$ -пар, взятых вместе, приведены в табл. 3.

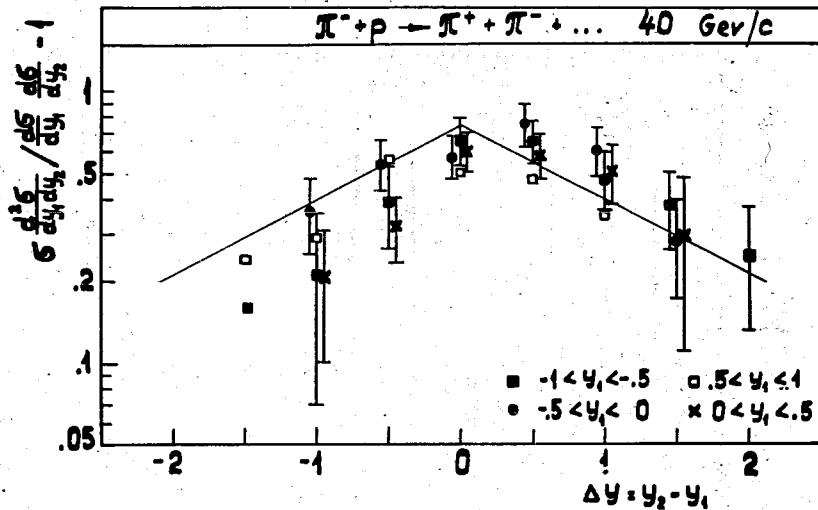


Рис. 2. Экспериментальные значения  $R$ -функции и результат их фитирования: сплошные прямые - функция

$$0,65 \exp\left(-\frac{|\Delta y|}{2}\right),$$

### 3. Модели рождения частиц и двухчастичные корреляции

В последнее время рядом авторов /7-9/ была применена МРМ для описания двухчастичных корреляций.

Мюллер-редже - диаграмма рождения двух пионов в центральной области, показанная на рис. 4, дает для функции /1/ в первом приближении следующее выражение:

$$R(y_c, y_d) = \exp\left(-\frac{|y_c - y_d|}{2}\right) \sum_{k=p,f} \left(\frac{D_{pk}^c}{D_{pp}^c}\right) \tau_k \left(\frac{D_{pk}^d}{D_{pp}^d}\right), \quad /3/$$

где  $\tau_k$  - сигнатура траектории  $K$ ,  $D_{jk}^c$  - константа связи для вершины между частицей  $c$  и траекториями  $j$  и  $k$ .

В работе /7a/ проанализированы данные по одночастичным распределениям в центральной области и с помощью фербел-плота /9/.

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=0} = A + B s^{-\frac{1}{4}} \quad /4/$$

для констант связи получены следующие значения:

$$D_{pp}^{\pi^-} = 0,84;$$

$$D_{pp}^{\pi^-} = -D_{pf}^{\pi^-} = 0,4.$$

Для различных комбинаций пионов имеем из /3/:

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\pm}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^{\pm}})^2 - (D_{pp}^{\pi^{\pm}})^2]}{(D_{pp}^{\pi^{\pm}})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\mp}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\mp}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^{\pm}})^2 + (D_{pp}^{\pi^{\mp}})^2]}{(D_{pp}^{\pi^{\mp}})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm} \pi^0} = \exp\left(-\frac{|y_+^0 - y_-^0|}{2}\right) \frac{(D_{pf}^{\pi^-})^2}{(D_{pp}^{\pi^-})^2} \quad /6/$$

Используя /5/, получаем:

$$R_{\pi^+ \pi^-} = 0,45 \exp\left(-\frac{|y_+ - y_-|}{2}\right) \quad /7/$$

и

$$R_{\pi^+ \pi^-} : R_{\pi^0 \pi^0} : R_{\pi^{\pm} \pi^{\pm}} = 2 : 1 : 0. \quad /8/$$

Соотношение /8/ лишь в пределах трехкратной ошибки не противоречит данным, приведенным в табл. 1 и 2\*.

В связи с этим следует отметить некоторую непоследовательность применения МРМ к анализу экспериментальных данных.

/а/ Экспериментальные данные, использованные при построении фербел-плота /9/, в основном получены при энергиях ниже 20-30 ГэВ, при которых описание Мюллера-Редже не вполне корректно. Данные, анализированные Фербелом /9/, Майер и Стручински /10/ с успехом аппроксимировали функцией вида  $A + Bs^{-1/4}$ . Чан и др. /11/, а также Канески /12а/ и Блутнер /12б/ в рамках мультiredжонной модели объясняют рост инклюзивных сечений абсорбтивными или пороговыми эффектами.

/б/ В МРМ ближние корреляции должны наблюдаться в области плато. Поэтому представляется неожиданным, что поведение вида  $R(\Delta y) \approx \exp(-\Delta y/2)$  наблюдается уже практически при таких энергиях /как 40 ГэВ/, где плато в одночастичном спектре по  $y$  едва ли сформировалось /13/.

\*Поскольку опубликованные данные /см. табл. 1 и 2/ не обнаруживают явной зависимости  $R(0,0)$  от энергии в интервале  $E_{\text{лаб.}} = 40-1500$  ГэВ, мы предпочли не сравнивать экспериментальные данные с МРМ, как в работе /7с/, где в разложении  $R(0,0)$  рассмотрен член, зависящий от энергии.

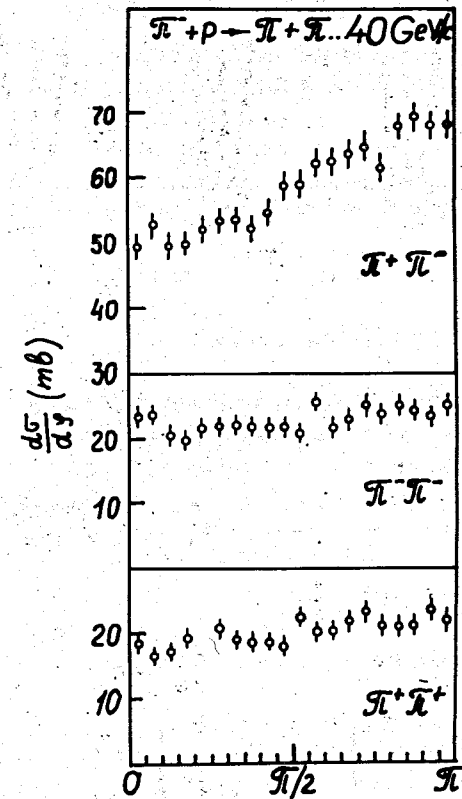


Рис. 3. Распределения по разности азимутальных углов различных пар  $\pi$ -мезонов.

Корреляции по быстрой в центральной области и образование кластеров. Представление о рождении кластеров в центральной области /2/ основано на МКМ /см. рис. 5/ и на статистической бутстрапной модели /СБМ/ распада кластеров /14/.

МКМ свободна от непоследовательностей /а/ и /б/ при конечных энергиях. МКМ была впервые применена для описания инклюзивных корреляций Г. Ранфт и Й. Ранфтом /2/, а также другими авторами /15, 16, 17а, 17б/. Основное предположение МКМ о рождении частиц в центральной

Рис. 4. Мюллер-редже-диаграмма рождения двух пионов с и d в центральной области.

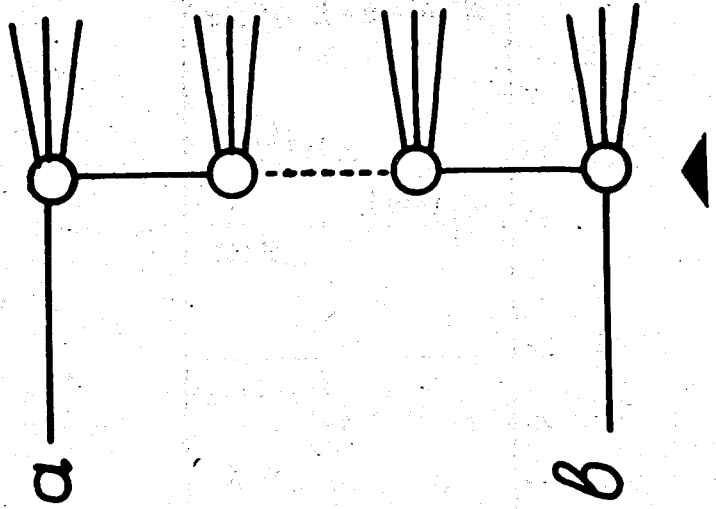
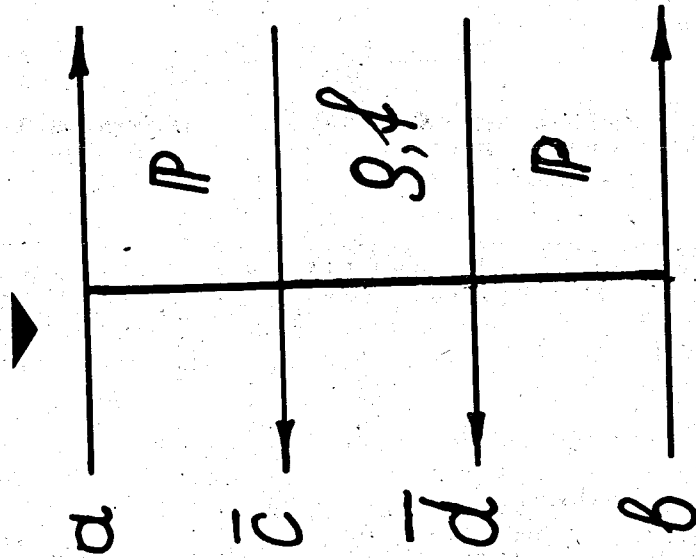


Рис. 5. Мультипериферическая диаграмма рождения фибронов.

области через образование кластеров, например, резонансов, которые были найдены в малочастичных реакциях, выглядит вполне естественным.

Трудно, однако, предсказать определенные свойства кластеров /как, например, спектр масс, множественность и т.д./ с помощью конкретной мультипериферической схемы, т.к. такое описание будет сильно зависеть от констант связи, введенных в модель. Нам представляется более надежным другой путь: феноменологически найти свойства кластеров, исходя из данных по инклюзивным реакциям /2, 14, 18/.

Характеристики распада кластеров /файберолов/ описываются СБМ /14/. Для анализа требуется только одночастичный спектр по быстроте частиц сорта  $i$ , образовавшихся в результате распада одного файберола с быстротой  $\eta$ . Такой спектр с учетом неточности современных экспериментальных данных может быть аппроксимирован в виде:

$$\frac{dn(\eta)}{dy_i} = \frac{g_i M_F}{2a} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a}\right), \quad /9/$$

где  $M_F$  - масса файберола,  $a \approx 1,3$  - параметр, характеризующий среднюю кинетическую энергию частицы при изотропном распаде файберола,  $g_i$  - параметр, определяющий среднюю множественность частиц сорта  $i$ . Для пионов мы используем значения  $g_{\pi^+} \approx 2,25 \text{ ГэВ}^{-1}$  и  $g_{\pi^0} = g_{\pi^-} = 0,75 \text{ ГэВ}^{-1}$ \*

Двухчастичное распределение фрагментов одного файберола в первом приближении факторизуется:

$$\frac{d^2n(\eta)}{dy_i dy_j} = \frac{g_{ij}(M_F)}{4a^2} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a} - \frac{|\eta - y_j|}{a}\right). /10/$$

\* Параметры  $a, g_i$  вычислены на основе общих предположений СБМ /2, 14, 18/.



Для идентичных частиц мы имеем:

$$g_{ii}(M_F) = g_i M_F (g_i M_F - 1),$$

для неидентичных -

$$g_{ij}(M_F) = g_i g_j M_F^2.$$

Распределение фэйрболов по быстрой в области плато не зависит от  $\eta$  и падает с увеличением  $M_F$ :

$$\frac{d^2 N_F}{d\eta dM_F} = F(\eta, M_F) = \frac{B b^2}{\langle M_F \rangle} (M_F - M_0) \exp(-b(M_F - M_0)), /11/$$

где  $M_F \geq M_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$ ,  $B \approx 1,3$  -

- нормировочный параметр, найденный из одночастичных спектров, полученных на ISR, средняя масса фэйрбола  $\langle M_F \rangle \approx M_0 + 2/b$ . Параметр  $b$  определяется из данных по двухчастичным корреляциям; оценка  $b \approx 1,5 \div 2 \text{ ГэВ}^{-1}$  согласуется с результатами, приводимыми в разделе 2\*.

Если одночастичный спектр по быстрой имеет плато в центральной области, то

$$\frac{dN}{dy_i} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_M dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{dn(\eta)}{dy_i} = g_i B. /12/$$

Двухчастичные распределения имеют два вклада:

$$\frac{d^2 N}{dy_i dy_j} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}} dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} +$$

\* Значение параметра  $b$  было определено по величине  $R(0,0)$  для  $\pi^+ \pi^-$ -пар /см. формулу /14//.

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_2 \int_{M_0}^{\infty} dM_1 \int_{M_0}^{\infty} dM_2 F(\eta_1, M_1) \times \\ \times F(\eta_2, M_2) \cdot \frac{dn(\eta_1)}{dy_i} \cdot \frac{dn(\eta_2)}{dy_j}. /13/$$

Первый член описывает пары частиц, рождающихся при распаде одного и того же фэйрбола, второй член - от разных. Нижний предел интегрирования  $M_{ij}$  в первом члене зависит от типа рассматриваемой пары частиц. Мы полагаем, что пары  $\pi^+ \pi^-$  и  $\pi^\pm \pi^0$  могут образоваться от распада любого фэйрбола с  $M > M_0$ . Пары  $\pi^+ \pi^+$  и  $\pi^- \pi^-$  из-за сохранения заряда и изоспина рождаются совместно с тремя или четырьмя другими частицами, следовательно, в среднем для  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пар источником служат существенно более тяжелые кластеры, чем для пар  $\pi^+ \pi^-$  или  $\pi^\pm \pi^0$ , и мы полагаем  $M_{++} = M_{--} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ . В соответствии с этим из /11/ следует, что вероятность найти  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пары меньше, чем  $\pi^+ \pi^-$ - и  $\pi^\pm \pi^0$ -пары.

Благодаря факторизации второго члена в /13/, поведение корреляционной функции /1/ определяется в основном первым членом из /13/:

$$R(y_i, y_j) = \frac{1}{g_i^2 g_j B^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}}^{\infty} dM_F F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} = \\ = \frac{\exp(-\frac{|y_i - y_j|}{a}) (1 + \frac{|y_i - y_j|}{a})}{B g_i g_j \langle M_F \rangle 4a} J_{ij}(b); /14/$$

$$J_{ij}(b) = \int_{M_{ij}}^{\infty} dM \frac{\langle M_F \rangle}{B} F(\eta, M) g_i M (g_j M - 1).$$

Функция /14/ имеет типичное поведение корреляций ближнего порядка, что следует из распадных свойств кластеров.

Таким образом, ближние корреляции возникают не только при асимптотических энергиях, они сопутствуют установлению процесса образования кластеров, что происходит, как мы знаем, при энергиях значительно ниже асимптотического редже-предела.

Средние значения  $\langle M_F \rangle = M_0 + \frac{2}{b}$  для кластеров, распадающихся на 4÷5 частей, достаточно малы, так что многие кластеры, возможно, есть резонансы, известные по таблицам Розенфельда.

В добавление к /14/  $R(y_i, y_j)$  имеет вклад дальнего действующего характера от дифракционной компоненты /19/ и от суперпозиции дифракционной и ближней компонент в двухкомпонентной модели /20/. В результате такой суперпозиции  $R(y_i, y_j)$  в центральной области ( $y_i \approx y_j \approx 0$ ), по нашим оценкам, увеличивается на  $\approx 0,2$ .

В табл. 4 приводятся численные значения R-функции, следующие из /14/, с учетом наличия дальнедействующей компоненты. Расчеты хорошо согласуются с данными NAL и ISR /табл. 1/ и результатами, полученными при 40 ГэВ/с /табл. 2/.

Корреляции поперечных импульсов и мультипериферическая кластерная модель. Распределение по углу  $\phi$  между поперечными импульсами пары вторичных частиц обычно характеризуют коэффициентом асимметрии  $A/2$  или параметром  $B$ :

$$\frac{dN}{d\phi} \approx 1 + B \cos \phi. \quad /15/$$

В работах /21/ рассматривались распределения по  $\phi$  для произвольных пар заряженных частиц. В экспериментах на ISR изучалась зависимость  $A$  от разности быстрот для заряженных частиц /3/ и для пар заряд  $-\gamma$  -квант /4/. В разделе 2 /см.табл. 3, рис. 3/ были приведены распределения по  $\phi$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$  -пар в  $\pi$ -р-взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с /6/. Неожиданной и трудно интерпретируемой чертой работ на ISR /3,4/ является следующая: не обнаружена зависимость пара-

Таблица 4. Вычисленные значения  $R(0,0)$

Тип пар	Вклад дальних корреляций	Вклад ближних корреляций	Сумма
$\pi^+\pi^+$	0,2	0,32	0,52
$\pi^+\pi^-$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^+$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^-$	0,2	0,1	0,3

метра асимметрии от разности быстрот частиц, тогда как те же эксперименты обнаруживают сильные ближние корреляции по продольной скорости. Этот факт противоречит предсказаниям известных моделей с ближними корреляциями, таких как МРМ и МКМ. Только модели типа модели некоррелированных струй предсказывают корреляции поперечных импульсов, сходные с наблюдаемыми на ISR <sup>3,4/</sup>, но эти модели не способны объяснить ближние корреляции по скорости.

Нам кажется, что, возможно, рано делать выводы из результатов работ, выполненных на ISR, которые находятся в противоречии с данными, полученными при 102 ГэВ/с <sup>5b/</sup>. Требуется более детальное изучение зависимости азимутальных корреляций от скорости, особенно для малых разностей скоростей. Очевидно, что так же, как и по скорости, по азимуту должны существовать дальние корреляции, они и были найдены на ISR.

Кинематические корреляции по азимутальному углу, обусловленные распадом фajerболов, были проанализированы Лемке и Ранфтом <sup>22/</sup>. Найдено, что асимметрия такого происхождения обратно пропорциональна массе фajerбола, или, что то же, числу его фрагментов:

$$A \approx \frac{1}{M_F} \approx \frac{1}{n} \quad /16/$$

Сходный результат получается при учете динамики распада цепей фajerбола <sup>23/</sup>.

Мы пока не рассматриваем дальние корреляции между продуктами распада различных фajerболов. Из нашего анализа корреляций по скорости следует, что  $\pi^+\pi^-$ -пары рождаются в результате распада фajerболов со средней массой  $\langle M_{+-} \rangle \approx M_0 + \frac{2}{b} \approx 2$ , а пары  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -фajerболов с массой

$$\langle M_{++} \rangle \approx \langle M_{--} \rangle \approx M_{+-} + \frac{2}{b} \approx 3,5.$$

Мы ожидаем, следовательно, что асимметрия для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар примерно в два раза меньше, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар:

$$A_{\pi^+\pi^+} \approx A_{\pi^-\pi^-} \approx \frac{\langle M_{+-} \rangle}{\langle M_{++} \rangle} A_{\pi^+\pi^-} \approx \frac{1}{2} A_{\pi^+\pi^-} \quad /17/$$

Приводимые данные при 40 ГэВ/с /табл. 3/ в первом приближении согласуются с /17/.

#### 4. Заключение

Центральные значения двухчастичной корреляционной функции  $R(0,0)$  при  $P = 40$  ГэВ/с находятся в хорошем согласии с данными NAL и ISR.

Наблюдаемые корреляции по скорости достаточно хорошо описываются /качественно и количественно/ с помощью МРМ и МКМ. Эти модели дают различные предсказания относительно ближних корреляций для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар: в МРМ эти корреляции отсутствуют, а в МКМ они слабее, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар, но не равны нулю. Экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать окончательный вывод, но при  $P = 40$  ГэВ компонента ближнего типа в  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -корреляциях, по-видимому, присутствует. Кроме того, применение МКМ при низких /40 ГэВ/ энергиях /в отличие от МРМ/ вполне последовательно, поэтому анализ экспериментальных данных по этой модели представляется более убедительным. МКМ качественно хорошо согласуется с данными по азимутальным корреляциям. Однако требуется детальное экспериментальное исследование зависимости азимутальных корреляций от разности скоростей двух частиц.

#### Литература

1. A.H.Mueller. Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
2. G.Ranft, J.Ranft. Nucl.Phys., B53, 217 (1973);  
A.Bassetto, G.Ranft, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7309 (1973);  
G.Ranft, J.Ranft. Phys.Lett., B45, 43 (1973).
3. R.S.Amendolia et al. CERN preprint (1973).
4. H.Dibon et al. Phys.Lett., B44, 313 (1973).
- 5a. R.Singer et al. ANL/HEP, 7368 (1973).
- 5b. C.Bromberg et al. UMBC 73-19 (1973).
6. Алма-Ата - Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-

Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7543,  
Дубна, 1973 /направлено в Nucl.Phys. /.

- 7a. J.R.Freeman, C.Quigg. CERN/TH 1701 (1973).
- 7b. R.F.Amann, K.Geer. Lett. Nuovo Cim., 8, 417 (1973).
- 7c. S.S.Pinsky, G.H.Thomas. ANL/HEP, 7345 (1973).
8. R.C.Brower et al. Phys.Rev., D7, 2080 (1973).  
R.C.Brower et al. SLAC Pub., 1153 (1973).
9. T.Ferbel. Phys.Rev.Lett., 29, 448 (1972).
10. H.Meyer, W.Struczinski. DESY 72/40 (1972).
11. H.M.Chan et al. Phys.Lett., B40, 406 (1972).
- 12a. L.Caneschi. CERN-TH, 1704 (1973).
- 12b. R.Blutner. Leipzig preprint KMU-HEP, 7310 (1973).
13. Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой -  
Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-  
Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7103,  
Дубна, 1973; ЯФ, 18, 545 /1973/.
14. R.Hagedorn. Nuovo Cim. Suppl., 3, 145 (1965);  
S.Frautschi. Phys.Rev., D3, 2811 (1971);  
E.M.Ilgenfritz, J.Kripfganz. Nucl.Phys., B56, 241 (1973).
15. A.Bialas et al. Cracow preprint (1973).
16. W.Schmidt-Parzefall. CERN preprint (1973).
- 17a. F.Hayot, A.Morel. Saclay Preprint D-Ph/T/73/58 (1973).
- 17b. S.Pokorski, L. Van Hove. CERN-TH 1772 (1973).
18. A.Bassetto et al. Nuovo Cim. Lett., 5, 841 (1972);  
J.Kripfganz et al. Nucl.Phys., B56, 205 (1973).
19. J.Ranft, G.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7304 (1973).
20. K.Wilson. Cornell Univ. preprint (1970);  
A.Bialas et al. Nucl.Phys., B48, 237 (1972);  
L. Van Hove. Phys.Lett., B43, 65 (1973);  
K.Fialkowski, H.Miettinen. Phys.Lett., B43, 61 (1973);  
H.Harari, E.Rabinovici. Phys.Lett., B43, 49 (1973).
21. J.H.Friedman et al. Phys.Rev.Lett., 28, 191 (1972);  
S.Stone et al. Rochester Univ. preprint UR-805-349 (1972);  
M.C.Foster et al. Stony Brook preprint (1972).
22. E.H.Lemke, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7301 (1973).
23. J.Kripfganz, E.H.Lemke. Leipzig preprint (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 апреля 1974 года.

В.Г.Гришин, М.Сабзу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,

Объединенный институт ядерных исследований

Р.Блутнер, Е.М.Ильгенфриц, Й.Крипфганц, Г.Кюнике,  
Е.Г.Лемке, Г.Й.Меринг, Г.Ранфт, Й.Ранфт

Отдел физики Университета им. К.Маркса, Лейпциг, ГДР.

## 1. Введение

Для описания двухчастичных корреляций в последнее время была применена модель Мюллера-Редже /МРМ/ <sup>1/1/</sup>, а также мультипериферическая кластерная модель /МКМ/ и дифракционная кластерная модель /ДКМ/ <sup>2/1/</sup>.

В рамках этих моделей будут рассмотрены данные по корреляциям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  для  $\pi^+\pi^+$ ,  $\pi^-\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$  пар мезонов в терминах продольных быстрот и азимутальных углов.

Недавно были опубликованы данные по двухчастичным корреляциям в PP- инклюзивных реакциях при энергиях NAL и ISR. Было найдено, что корреляционная функция, определенная в виде

$$R(y_1, y_2) = \sigma_{\text{in}} \frac{d^2 \sigma}{dy_1 dy_2} / \frac{d\sigma}{dy_1} \cdot \frac{d\sigma}{dy_2} - 1 \quad /1/$$

для комбинаций типа заряженная - заряженная <sup>3/</sup> и заряженная - нейтральная <sup>4/</sup>, обнаруживает в основном ближние корреляции с характерной длиной  $\lambda = 1 \div 2$ .

В табл. 1,2 приведены некоторые опубликованные значения функции  $R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  <sup>3,4,5/</sup>. Эта величина с учетом ошибок измерений не зависит от энергии столкновения.

Данные по азимутальным корреляциям в pp-столкновениях, полученные на ISR <sup>3,4/</sup>, свидетельствуют об отсутствии сильных ближних корреляций в пределах ошибок измерений.

В разделе 2 приводятся экспериментальные результаты при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$ . Модели обсуждаются в разделе 3. В четвертом разделе проводится сравнение данных по  $\pi N$ -соударениям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  с результатами NAL и ISR и делается ряд выводов.

Таблица 1. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в pp-взаимодействиях по данным ANL и ISR.

Тип пары	$R(0,0)$ при 102 ГэВ/с /5а/	$R(0,0)$ при 205 ГэВ/с /5б/	$R(0,0)$ при $\sqrt{s} = 23 + 63$ ГэВ/с /3,4/
$\pi^{ch} \pi^{ch}$	$0,65 \pm 0,05^x)$	$0,50 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,05$
$\pi^{\pm} \gamma$			$(0,55 \pm 0,14) - (0,68 \pm 0,1)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,7 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,06$	
$\pi^+ \pi^+$	$0,5 \pm 0,08$	$0,25 \pm 0,06$	
$\pi^- \pi^-$	$0,4 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,06$	

x) Цифра определена из графика.

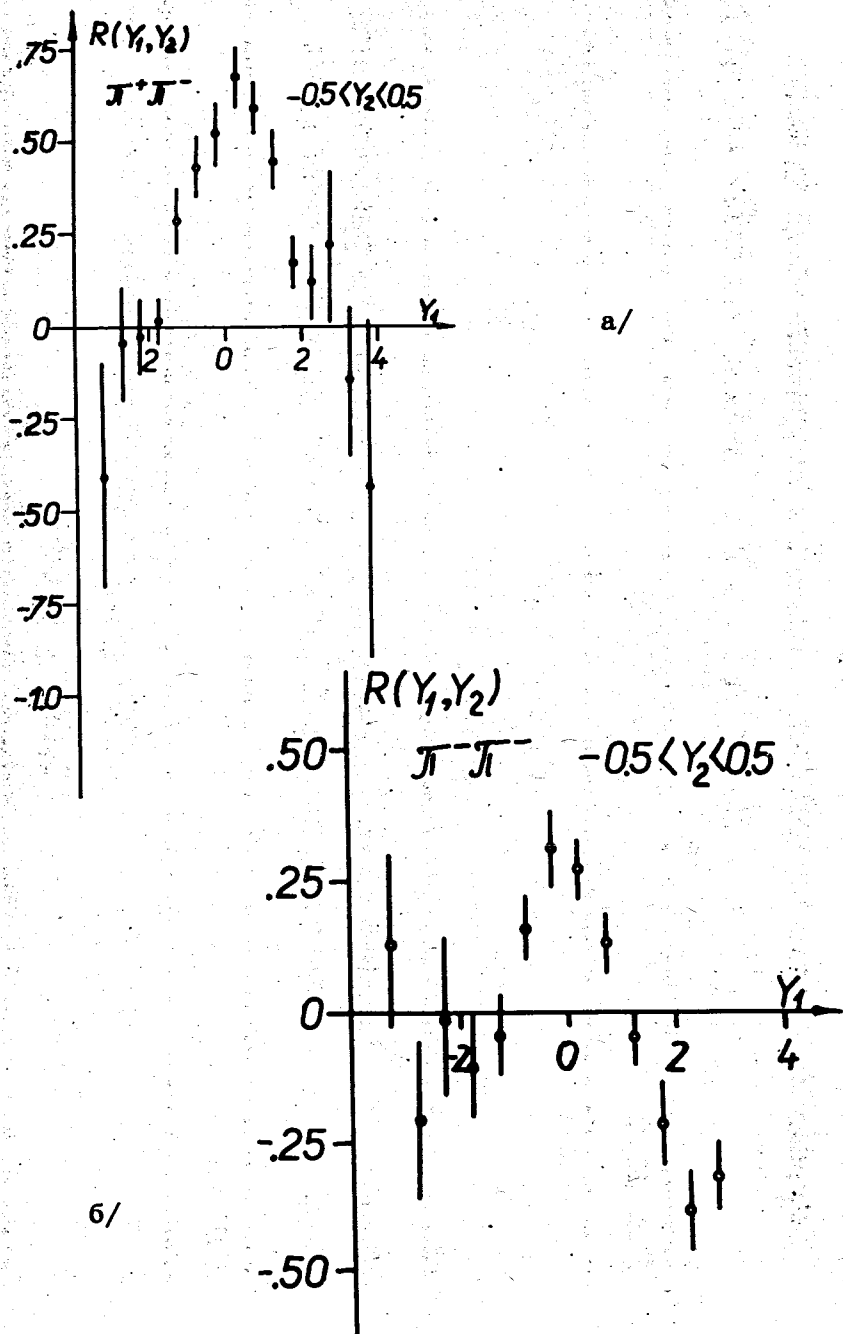
Таблица 2. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в ПР-взаимодействиях при 40 ГэВ

Тип пары	$R(0,0)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,65 \pm 0,07$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,26 \pm 0,10$

Таблица 3. Коэффициенты асимметрии распределений по разности азимутальных углов в ПР-взаимодействиях при P=40 ГэВ/с

Тип пары	
$\pi^+ \pi^-$	$0,106 \pm 0,003$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,062 \pm 0,006$



2. Экспериментальные данные по корреляциям  
в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с

Приведенные результаты были получены на материале  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $P = 40$  ГэВ/с, наблюдаемых в 2-метровой пропановой камере [6].

Корреляционные функции вида /1/ для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -комбинаций представлены на рис. 1а,б,с соответственно. Из рисунков видно, что для всех комбинаций  $R$ -функция имеет положительные значения в центральной области ( $y_1 \approx y_2 \approx 0$ ). В табл. 2 даны значения  $R(0,0)$  для

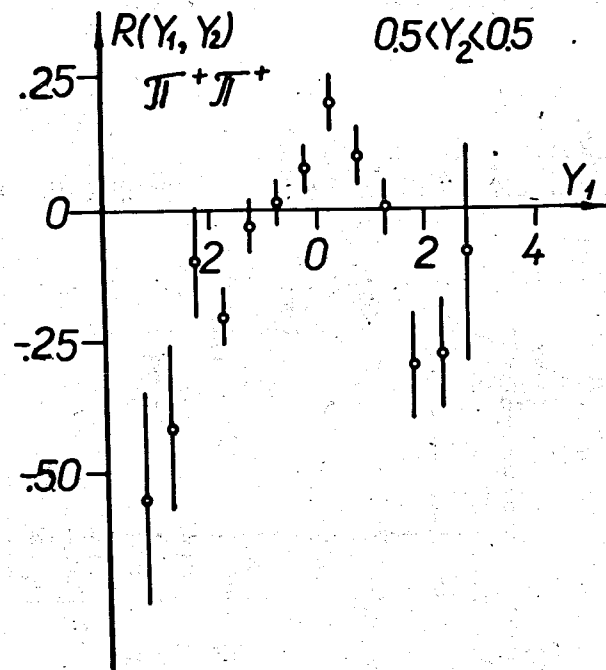


Рис. 1. Экспериментальные значения корреляционной функции  $R(y_1, y_2)$  для реакций  $\pi^-p \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \dots$  при  $P = 40$  ГэВ/с: а/ для  $\pi^+\pi^-$ -пар; б/ для  $\pi^-\pi^-$ -пар; в/ для  $\pi^+\pi^+$ -пар.

$\pi^-\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -пар. Функция  $R(y_1, y_2)$  для  $\pi^+\pi^-$ -пар показана на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе с целью определения корреляционной длины. Сплошная линия изображает функцию вида  $\exp(-\Delta y/2)$ .

Значения коэффициента асимметрии распределения по углам ( $\phi$ ) между поперечными импульсами, определенного по формуле

$$A = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi} \quad /2/$$

для  $\pi^+\pi^-$ - и для  $\pi^+\pi^+$ - и  $\pi^-\pi^-$ -пар, взятых вместе, приведены в табл. 3.

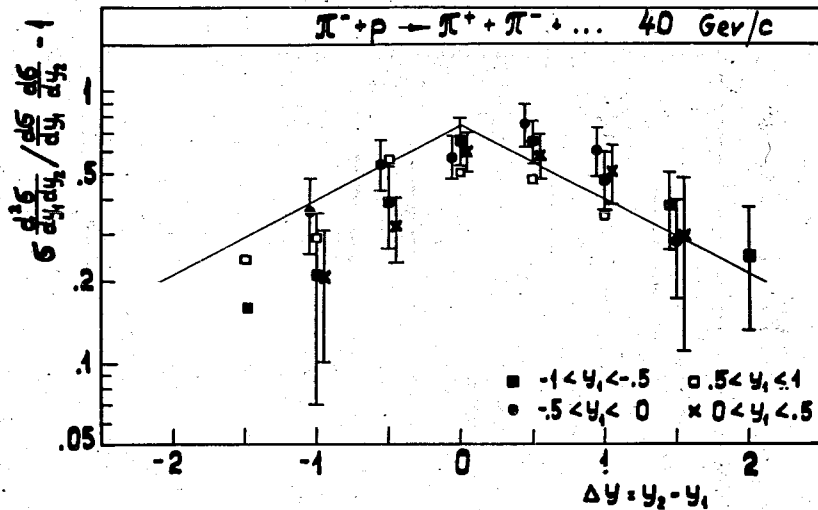


Рис. 2. Экспериментальные значения  $R$ -функции и результат их фитирования: сплошные прямые - функция

$$0,65 \exp\left(-\frac{|\Delta y|}{2}\right),$$

### 3. Модели рождения частиц и двухчастичные корреляции

В последнее время рядом авторов /7-9/ была применена МРМ для описания двухчастичных корреляций.

Мюллер-редже - диаграмма рождения двух пионов в центральной области, показанная на рис. 4, дает для функции /1/ в первом приближении следующее выражение:

$$R(y_c, y_d) = \exp\left(-\frac{|y_c - y_d|}{2}\right) \sum_{k=p,f} \left(\frac{D_{pk}^c}{D_{pp}^c}\right) \tau_k \left(\frac{D_{pk}^d}{D_{pp}^d}\right), \quad /3/$$

где  $\tau_k$  - сигнатура траектории  $K$ ,  $D_{jk}^c$  - константа связи для вершины между частицей  $c$  и траекториями  $j$  и  $k$ .

В работе /7a/ проанализированы данные по одночастичным распределениям в центральной области и с помощью фербел-плота /9/.

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=0} = A + Bs^{-\frac{1}{4}} \quad /4/$$

для констант связи получены следующие значения:

$$D_{pp}^{\pi^-} = 0,84;$$

$$D_{pp}^{\pi^-} = -D_{pf}^{\pi^-} = 0,4.$$

Для различных комбинаций пионов имеем из /3/:

$$R_{\pi^\pm \pi^\pm} = \exp\left(-\frac{|y_\pm - y_\pm|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^\pm})^2 - (D_{pp}^{\pi^\pm})^2]}{(D_{pp}^{\pi^\pm})^2};$$

$$R_{\pi^\pm \pi^\mp} = \exp\left(-\frac{|y_\pm - y_\mp|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^\pm})^2 + (D_{pp}^{\pi^\mp})^2]}{(D_{pp}^{\pi^\mp})^2};$$



$$R_{\pi^{\pm}\pi^0} = \exp\left(-\frac{|y_+^0 - y_-^0|}{2}\right) \frac{(D_{pf}^{\pi^-})^2}{(D_{pp}^{\pi^-})^2} \quad /6/$$

Используя /5/, получаем:

$$R_{\pi^+\pi^-} = 0,45 \exp\left(-\frac{|y_+ - y_-|}{2}\right) \quad /7/$$

и

$$R_{\pi^+\pi^-} : R_{\pi^0\pi^0} : R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = 2 : 1 : 0. \quad /8/$$

Соотношение /8/ лишь в пределах трехкратной ошибки не противоречит данным, приведенным в табл. 1 и 2\*.

В связи с этим следует отметить некоторую непоследовательность применения МРМ к анализу экспериментальных данных.

/а/ Экспериментальные данные, использованные при построении фербел-плота /9/, в основном получены при энергиях ниже 20-30 ГэВ, при которых описание Мюллера-Редже не вполне корректно. Данные, анализированные Фербелом /9/, Майер и Стручински /10/ с успехом аппроксимировали функцией вида  $A + Bs^{-1/4}$ . Чан и др. /11/, а также Канески /12а/ и Блутнер /12б/ в рамках мультiredжонной модели объясняют рост инклюзивных сечений абсорбтивными или пороговыми эффектами.

/б/ В МРМ ближние корреляции должны наблюдаться в области плато. Поэтому представляется неожиданным, что поведение вида  $R(\Delta y) \approx \exp(-\Delta y/2)$  наблюдается уже практически при таких энергиях /как 40 ГэВ/, где плато в одночастичном спектре по  $y$  едва ли сформировалось /13/.

\*Поскольку опубликованные данные /см. табл. 1 и 2/ не обнаруживают явной зависимости  $R(0,0)$  от энергии в интервале  $E_{\text{лаб.}} = 40-1500$  ГэВ, мы предпочли не сравнивать экспериментальные данные с МРМ, как в работе /7с/, где в разложении  $R(0,0)$  рассмотрен член, зависящий от энергии.

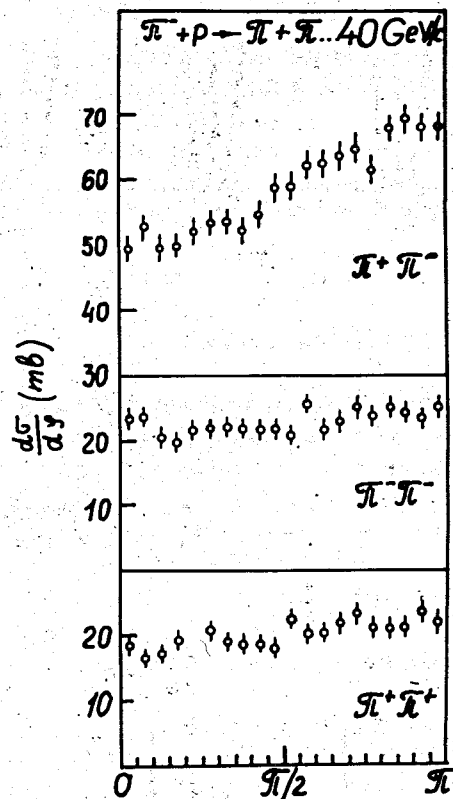


Рис. 3. Распределения по разности азимутальных углов различных пар  $\pi$ -мезонов.

Корреляции по быстрой в центральной области и образование кластеров. Представление о рождении кластеров в центральной области /2/ основано на МКМ /см. рис. 5/ и на статистической бутстрапной модели /СБМ/ распада кластеров /14/.

МКМ свободна от непоследовательностей /а/ и /б/ при конечных энергиях. МКМ была впервые применена для описания инклюзивных корреляций Г. Ранфт и Й. Ранфтом /2/, а также другими авторами /15, 16, 17а, 17б/. Основное предположение МКМ о рождении частиц в центральной

Рис. 4. Мюллер-редже-диаграмма рождения двух пионов с и d в центральной области.

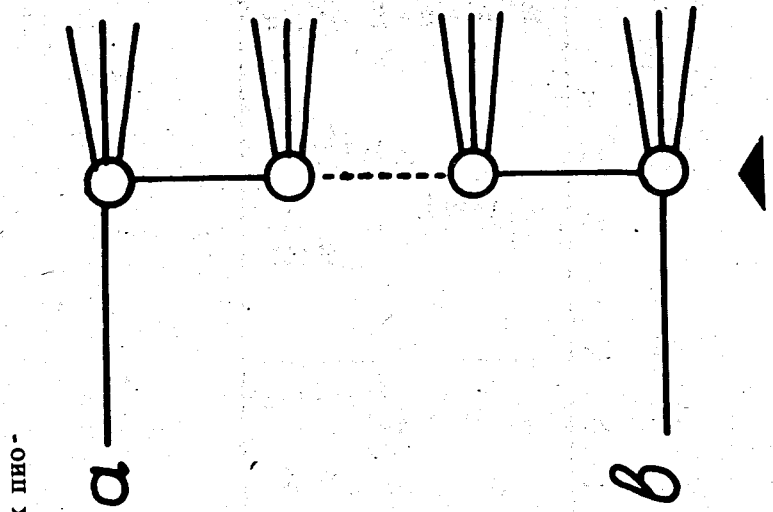
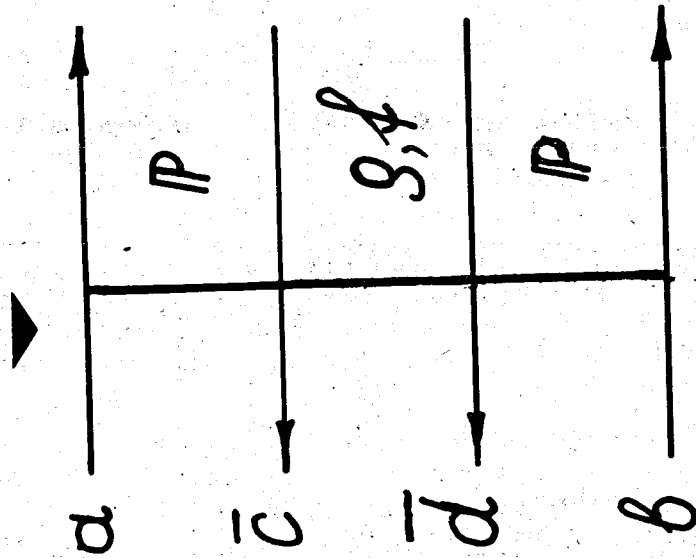


Рис. 5. Мультипериферическая диаграмма рождения фибронов.

области через образование кластеров, например, резонансов, которые были найдены в малочастичных реакциях, выглядит вполне естественным.

Трудно, однако, предсказать определенные свойства кластеров /как, например, спектр масс, множественность и т.д./ с помощью конкретной мультипериферической схемы, т.к. такое описание будет сильно зависеть от констант связи, введенных в модель. Нам представляется более надежным другой путь: феноменологически найти свойства кластеров, исходя из данных по инклюзивным реакциям /2, 14, 18/.

Характеристики распада кластеров /файберолов/ описываются СБМ /14/. Для анализа требуется только одночастичный спектр по быстроте частиц сорта i, образовавшихся в результате распада одного файберола с быстротой η. Такой спектр с учетом неточности современных экспериментальных данных может быть аппроксимирован в виде:

$$\frac{dn(\eta)}{dy_i} = \frac{g_i M_F}{2a} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a}\right), \quad /9/$$

где  $M_F$  - масса файберола,  $a \approx 1,3$  - параметр, характеризующий среднюю кинетическую энергию частицы при изотропном распаде файберола,  $g_i$  - параметр, определяющий среднюю множественность частиц сорта i. Для пионов мы используем значения  $g_{\pi^+} \approx 2,25 \text{ ГэВ}^{-1}$  и  $g_{\pi^0} = g_{\pi^-} = 0,75 \text{ ГэВ}^{-1}$ \*

Двухчастичное распределение фрагментов одного файберола в первом приближении факторизуется:

$$\frac{d^2n(\eta)}{dy_i dy_j} = \frac{g_{ij}(M_F)}{4a^2} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a} - \frac{|\eta - y_j|}{a}\right). /10/$$

\* Параметры a,  $g_i$  вычислены на основе общих предположений СБМ /2, 14, 18/.

Для идентичных частиц мы имеем:

$$g_{ii}(M_F) = g_i M_F (g_i M_F - 1),$$

для неидентичных -

$$g_{ij}(M_F) = g_i g_j M_F^2.$$

Распределение фэйрболов по быстрой в области плато не зависит от  $\eta$  и падает с увеличением  $M_F$ :

$$\frac{d^2 N_F}{d\eta dM_F} = F(\eta, M_F) = \frac{B b^2}{\langle M_F \rangle} (M_F - M_0) \exp(-b(M_F - M_0)), /11/$$

где  $M_F \geq M_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$ ,  $B \approx 1,3$  -

- нормировочный параметр, найденный из одночастичных спектров, полученных на ISR, средняя масса фэйрбола  $\langle M_F \rangle \approx M_0 + 2/b$ . Параметр  $b$  определяется из данных по двухчастичным корреляциям; оценка  $b \approx 1,5 \div 2 \text{ ГэВ}^{-1}$  согласуется с результатами, приводимыми в разделе 2\*.

Если одночастичный спектр по быстрой имеет плато в центральной области, то

$$\frac{dN}{dy_i} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_M dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{dn(\eta)}{dy_i} = g_i B. /12/$$

Двухчастичные распределения имеют два вклада:

$$\frac{d^2 N}{dy_i dy_j} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}} dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} +$$

\* Значение параметра  $b$  было определено по величине  $R(0,0)$  для  $\pi^+ \pi^-$ -пар /см. формулу /14//.

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_2 \int_{M_0}^{\infty} dM_1 \int_{M_0}^{\infty} dM_2 F(\eta_1, M_1) \times \\ \times F(\eta_2, M_2) \cdot \frac{dn(\eta_1)}{dy_i} \cdot \frac{dn(\eta_2)}{dy_j}. /13/$$

Первый член описывает пары частиц, рождающихся при распаде одного и того же фэйрбола, второй член - от разных. Нижний предел интегрирования  $M_{ij}$  в первом члене зависит от типа рассматриваемой пары частиц. Мы полагаем, что пары  $\pi^+ \pi^-$  и  $\pi^\pm \pi^0$  могут образоваться от распада любого фэйрбола с  $M > M_0$ . Пары  $\pi^+ \pi^+$  и  $\pi^- \pi^-$  из-за сохранения заряда и изоспина рождаются совместно с тремя или четырьмя другими частицами, следовательно, в среднем для  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пар источником служат существенно более тяжелые кластеры, чем для пар  $\pi^+ \pi^-$  или  $\pi^\pm \pi^0$ , и мы полагаем  $M_{++} = M_{--} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ . В соответствии с этим из /11/ следует, что вероятность найти  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пары меньше, чем  $\pi^+ \pi^-$ - и  $\pi^\pm \pi^0$ -пары.

Благодаря факторизации второго члена в /13/, поведение корреляционной функции /1/ определяется в основном первым членом из /13/:

$$R(y_i, y_j) = \frac{1}{g_i^2 g_j B^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}}^{\infty} dM_F F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} = \\ = \frac{\exp(-\frac{|y_i - y_j|}{a}) (1 + \frac{|y_i - y_j|}{a})}{B g_i g_j \langle M_F \rangle 4a} J_{ij}(b); /14/$$

$$J_{ij}(b) = \int_{M_{ij}}^{\infty} dM \frac{\langle M_F \rangle}{B} F(\eta, M) g_i M (g_j M - 1).$$

Функция /14/ имеет типичное поведение корреляций ближнего порядка, что следует из распадных свойств кластеров.

Таким образом, ближние корреляции возникают не только при асимптотических энергиях, они сопутствуют установлению процесса образования кластеров, что происходит, как мы знаем, при энергиях значительно ниже асимптотического редже-предела.

Средние значения  $\langle M_F \rangle = M_0 + \frac{2}{b}$  для кластеров, распадающихся на 4÷5 частиц, достаточно малы, так что многие кластеры, возможно, есть резонансы, известные по таблицам Розенфельда.

В добавление к /14/  $R(y_i, y_j)$  имеет вклад дальнего действующего характера от дифракционной компоненты /19/ и от суперпозиции дифракционной и ближней компонент в двухкомпонентной модели /20/. В результате такой суперпозиции  $R(y_i, y_j)$  в центральной области ( $y_i \approx y_j \approx 0$ ), по нашим оценкам, увеличивается на  $\approx 0,2$ .

В табл. 4 приводятся численные значения R-функции, следующие из /14/, с учетом наличия дальнедействующей компоненты. Расчеты хорошо согласуются с данными NAL и ISR /табл. 1/ и результатами, полученными при 40 ГэВ/с /табл. 2/.

Корреляции поперечных импульсов и мультипериферическая кластерная модель. Распределение по углу  $\phi$  между поперечными импульсами пары вторичных частиц обычно характеризуют коэффициентом асимметрии  $A/2$  или параметром  $B$ :

$$\frac{dN}{d\phi} \approx 1 + B \cos \phi. \quad /15/$$

В работах /21/ рассматривались распределения по  $\phi$  для произвольных пар заряженных частиц. В экспериментах на ISR изучалась зависимость  $A$  от разности быстрот для заряженных частиц /3/ и для пар заряд  $-\gamma$  -квант /4/. В разделе 2 /см.табл. 3, рис. 3/ были приведены распределения по  $\phi$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$ -пар в  $\pi$ -p-взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с /6/. Неожиданной и трудно интерпретируемой чертой работ на ISR /3,4/ является следующая: не обнаружена зависимость пара-

Таблица 4. Вычисленные значения  $R(0,0)$

Тип пар	Вклад дальних корреляций	Вклад ближних корреляций	Сумма
$\pi^+\pi^+$	0,2	0,32	0,52
$\pi^+\pi^-$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^-$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^+$	0,2	0,1	0,3

метра асимметрии от разности быстрот частиц, тогда как те же эксперименты обнаруживают сильные ближние корреляции по продольной скорости. Этот факт противоречит предсказаниям известных моделей с ближними корреляциями, таких как МРМ и МКМ. Только модели типа модели некоррелированных струй предсказывают корреляции поперечных импульсов, сходные с наблюдаемыми на ISR <sup>3,4/</sup>, но эти модели не способны объяснить ближние корреляции по скорости.

Нам кажется, что, возможно, рано делать выводы из результатов работ, выполненных на ISR, которые находятся в противоречии с данными, полученными при 102 ГэВ/с <sup>5b/</sup>. Требуется более детальное изучение зависимости азимутальных корреляций от скорости, особенно для малых разностей скоростей. Очевидно, что так же, как и по скорости, по азимуту должны существовать дальние корреляции, они и были найдены на ISR.

Кинематические корреляции по азимутальному углу, обусловленные распадом фajerболов, были проанализированы Лемке и Ранфтом <sup>22/</sup>. Найдено, что асимметрия такого происхождения обратно пропорциональна массе фajerбола, или, что то же, числу его фрагментов:

$$A \approx \frac{1}{M_F} \approx \frac{1}{n} \quad /16/$$

Сходный результат получается при учете динамики распада цепей фajerбола <sup>23/</sup>.

Мы пока не рассматриваем дальние корреляции между продуктами распада различных фajerболов. Из нашего анализа корреляций по скорости следует, что  $\pi^+\pi^-$ -пары рождаются в результате распада фajerболов со средней массой  $\langle M_{+-} \rangle \approx M_0 + \frac{2}{b} \approx 2$ , а пары  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -фajerболов с массой

$$\langle M_{++} \rangle \approx \langle M_{--} \rangle \approx M_{+-} + \frac{2}{b} \approx 3,5.$$

Мы ожидаем, следовательно, что асимметрия для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар примерно в два раза меньше, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар:

$$A_{\pi^+\pi^+} \approx A_{\pi^-\pi^-} \approx \frac{\langle M_{+-} \rangle}{\langle M_{++} \rangle} A_{\pi^+\pi^-} \approx \frac{1}{2} A_{\pi^+\pi^-} \quad /17/$$

Приводимые данные при 40 ГэВ/с /табл. 3/ в первом приближении согласуются с /17/.

#### 4. Заключение

Центральные значения двухчастичной корреляционной функции  $R(0,0)$  при  $P = 40$  ГэВ/с находятся в хорошем согласии с данными NAL и ISR.

Наблюдаемые корреляции по скорости достаточно хорошо описываются /качественно и количественно/ с помощью МРМ и МКМ. Эти модели дают различные предсказания относительно ближних корреляций для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар: в МРМ эти корреляции отсутствуют, а в МКМ они слабее, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар, но не равны нулю. Экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать окончательный вывод, но при  $P = 40$  ГэВ компонента ближнего типа в  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -корреляциях, по-видимому, присутствует. Кроме того, применение МКМ при низких /40 ГэВ/ энергиях /в отличие от МРМ/ вполне последовательно, поэтому анализ экспериментальных данных по этой модели представляется более убедительным. МКМ качественно хорошо согласуется с данными по азимутальным корреляциям. Однако требуется детальное экспериментальное исследование зависимости азимутальных корреляций от разности скоростей двух частиц.

#### Литература

1. A.H.Mueller. Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
2. G.Ranft, J.Ranft. Nucl.Phys., B53, 217 (1973);  
A.Bassetto, G.Ranft, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7309 (1973);  
G.Ranft, J.Ranft. Phys.Lett., B45, 43 (1973).
3. R.S.Amendolia et al. CERN preprint (1973).
4. H.Dibon et al. Phys.Lett., B44, 313 (1973).
- 5a. R.Singer et al. ANL/HEP, 7368 (1973).
- 5b. C.Bromberg et al. UMBC 73-19 (1973).
6. Алма-Ата - Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-

Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7543,  
Дубна, 1973 /направлено в Nucl.Phys. /.

- 7a. J.R.Freeman, C.Quigg. CERN/TH 1701 (1973).
- 7b. R.F.Amann, K.Geer. Lett. Nuovo Cim., 8, 417 (1973).
- 7c. S.S.Pinsky, G.H.Thomas. ANL/HEP, 7345 (1973).
8. R.C.Brower et al. Phys.Rev., D7, 2080 (1973).  
R.C.Brower et al. SLAC Pub., 1153 (1973).
9. T.Ferbel. Phys.Rev.Lett., 29, 448 (1972).
10. H.Meyer, W.Struczinski. DESY 72/40 (1972).
11. H.M.Chan et al. Phys.Lett., B40, 406 (1972).
- 12a. L.Caneschi. CERN-TH, 1704 (1973).
- 12b. R.Blutner. Leipzig preprint KMU-HEP, 7310 (1973).
13. Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой -  
Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-  
Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7103,  
Дубна, 1973; ЯФ, 18, 545 /1973/.
14. R.Hagedorn. Nuovo Cim. Suppl., 3, 145 (1965);  
S.Frautschi. Phys.Rev., D3, 2811 (1971);  
E.M.Ilgenfritz, J.Kripfganz. Nucl.Phys., B56, 241 (1973).
15. A.Bialas et al. Cracow preprint (1973).
16. W.Schmidt-Parzefall. CERN preprint (1973).
- 17a. F.Hayot, A.Morel. Saclay Preprint D-Ph/T/73/58 (1973).
- 17b. S.Pokorski, L. Van Hove. CERN-TH 1772 (1973).
18. A.Bassetto et al. Nuovo Cim. Lett., 5, 841 (1972);  
J.Kripfganz et al. Nucl.Phys., B56, 205 (1973).
19. J.Ranft, G.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7304 (1973).
20. K.Wilson. Cornell Univ. preprint (1970);  
A.Bialas et al. Nucl.Phys., B48, 237 (1972);  
L. Van Hove. Phys.Lett., B43, 65 (1973);  
K.Fialkowski, H.Miettinen. Phys.Lett., B43, 61 (1973);  
H.Harari, E.Rabinovici. Phys.Lett., B43, 49 (1973).
21. J.H.Friedman et al. Phys.Rev.Lett., 28, 191 (1972);  
S.Stone et al. Rochester Univ. preprint UR-805-349 (1972);  
M.C.Foster et al. Stony Brook preprint (1972).
22. E.H.Lemke, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7301 (1973).
23. J.Kripfganz, E.H.Lemke. Leipzig preprint (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 апреля 1974 года.

P1 - 7854

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ  $\pi^- p \rightarrow \pi + \pi + \dots$   
ПРИ  $P = 40$  ГЭВ/С  
И МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Сотрудничество Дубна - Лейпциг

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В.Г.Гришин, М.Сабзу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,

Объединенный институт ядерных исследований

Р.Блутнер, Е.М.Ильгенфриц, Й.Крипфганц, Г.Кюнике,

Е.Г.Лемке, Г.Й.Меринг, Г.Ранфт, Й.Ранфт

Отдел физики Университета им. К.Маркса, Лейпциг, ГДР.

## 1. Введение

Для описания двухчастичных корреляций в последнее время была применена модель Мюллера-Редже /МРМ/ <sup>/1/</sup>, а также мультипериферическая кластерная модель /МКМ/ и дифракционная кластерная модель /ДКМ/ <sup>/2/</sup>.

В рамках этих моделей будут рассмотрены данные по корреляциям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  для  $\pi^+\pi^+$ ,  $\pi^-\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$  пар мезонов в терминах продольных быстрот и азимутальных углов.

Недавно были опубликованы данные по двухчастичным корреляциям в PP- инклюзивных реакциях при энергиях NAL и ISR. Было найдено, что корреляционная функция, определенная в виде

$$R(y_1, y_2) = \sigma_{\text{in}} \frac{d^2\sigma}{dy_1 dy_2} / \frac{d\sigma}{dy_1} \cdot \frac{d\sigma}{dy_2} - 1 \quad /1/$$

для комбинаций типа заряженная - заряженная <sup>/3/</sup> и заряженная - нейтральная <sup>/4/</sup>, обнаруживает в основном ближние корреляции с характерной длиной  $\lambda = 1 \div 2$ .

В табл. 1,2 приведены некоторые опубликованные значения функции  $R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  <sup>/3,4,5/</sup>. Эта величина с учетом ошибок измерений не зависит от энергии столкновения.

Данные по азимутальным корреляциям в pp-столкновениях, полученные на ISR <sup>/3,4/</sup>, свидетельствуют об отсутствии сильных ближних корреляций в пределах ошибок измерений.

В разделе 2 приводятся экспериментальные результаты при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$ . Модели обсуждаются в разделе 3. В четвертом разделе проводится сравнение данных по  $\pi N$ -соударениям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  с результатами NAL и ISR и делается ряд выводов.



Таблица 1. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в pp-взаимодействиях по данным ANL и ISR.

Тип пары	$R(0,0)$ при 102 ГэВ/с /5а/	$R(0,0)$ при 205 ГэВ/с /5б/	$R(0,0)$ при $\sqrt{s} = 23 + 63$ ГэВ/с /3,4/
$\pi^{ch} \pi^{ch}$	$0,65 \pm 0,05^x)$	$0,50 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,05$
$\pi^{\pm} \gamma$			$(0,55 \pm 0,14) - (0,68 \pm 0,1)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,7 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,06$	
$\pi^+ \pi^+$	$0,5 \pm 0,08$	$0,25 \pm 0,06$	
$\pi^- \pi^-$	$0,4 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,06$	

x) Цифра определена из графика.

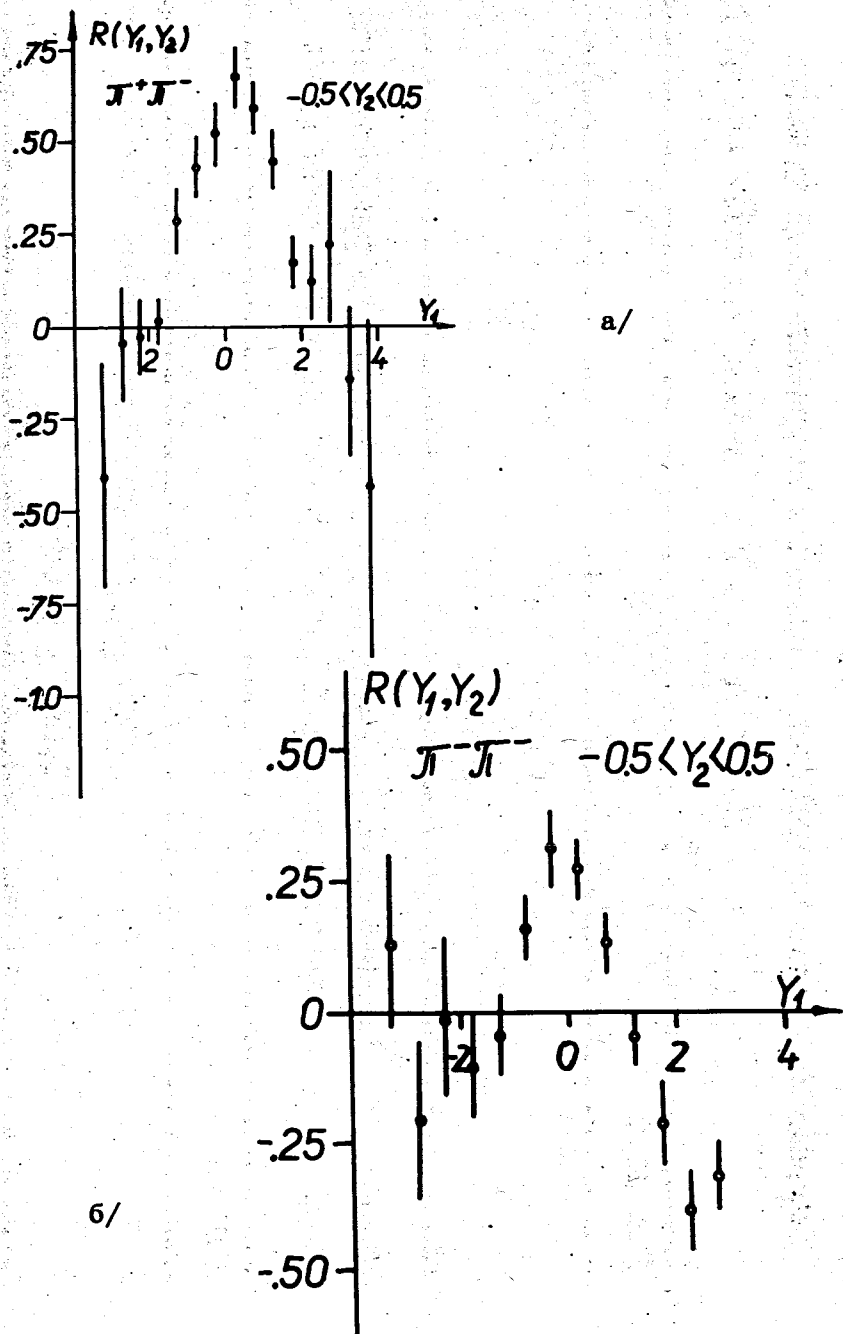
Таблица 2. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в ПР-взаимодействиях при 40 ГэВ

Тип пары	$R(0,0)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,65 \pm 0,07$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,26 \pm 0,10$

Таблица 3. Коэффициенты асимметрии распределений по разности азимутальных углов в ПР-взаимодействиях при P=40 ГэВ/с

Тип пары	
$\pi^+ \pi^-$	$0,106 \pm 0,003$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,062 \pm 0,006$



2. Экспериментальные данные по корреляциям  
в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с

Приведенные результаты были получены на материале  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $P = 40$  ГэВ/с, наблюдаемых в 2-метровой пропановой камере [6].

Корреляционные функции вида /1/ для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$ -комбинаций представлены на рис. 1а,б,с соответственно. Из рисунков видно, что для всех комбинаций R-функция имеет положительные значения в центральной области ( $y_1 \approx y_2 \approx 0$ ). В табл. 2 даны значения  $R(0,0)$  для

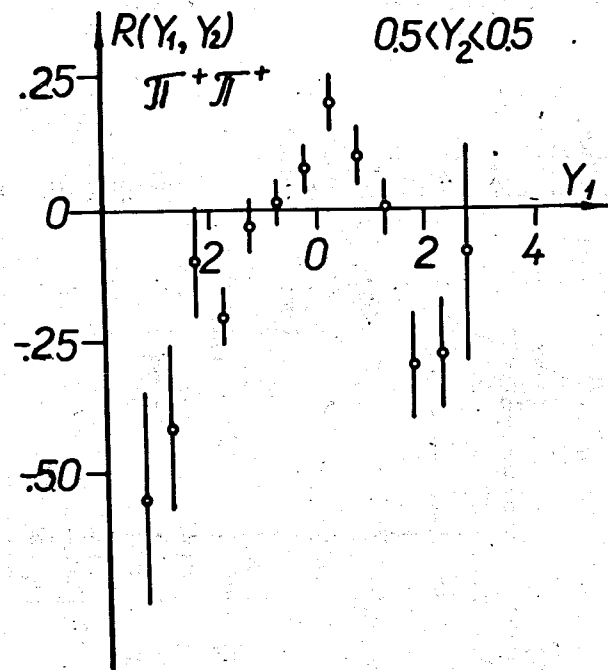


Рис. 1. Экспериментальные значения корреляционной функции  $R(y_1, y_2)$  для реакций  $\pi^-p \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \dots$  при  $P = 40$  ГэВ/с: а/ для  $\pi^+\pi^-$ -пар; б/ для  $\pi^-\pi^-$ -пар; в/ для  $\pi^+\pi^+$ -пар.

$\pi^-\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -пар. Функция  $R(y_1, y_2)$  для  $\pi^+\pi^-$ -пар показана на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе с целью определения корреляционной длины. Сплошная линия изображает функцию вида  $\exp(-\Delta y/2)$ .

Значения коэффициента асимметрии распределения по углам ( $\phi$ ) между поперечными импульсами, определенного по формуле

$$A = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi} \quad /2/$$

для  $\pi^+\pi^-$ - и для  $\pi^+\pi^+$ - и  $\pi^-\pi^-$ -пар, взятых вместе, приведены в табл. 3.

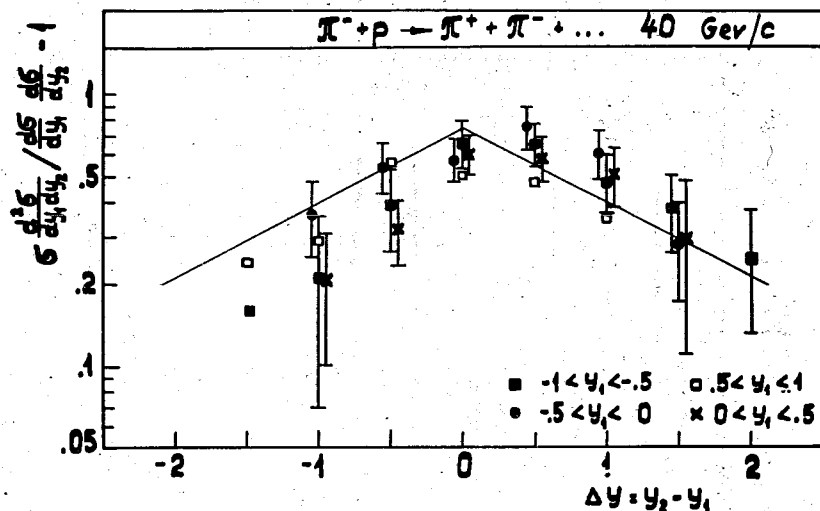


Рис. 2. Экспериментальные значения  $R$ -функции и результат их фитирования: сплошные прямые - функция

$$0,65 \exp\left(-\frac{|\Delta y|}{2}\right),$$

### 3. Модели рождения частиц и двухчастичные корреляции

В последнее время рядом авторов /7-9/ была применена МРМ для описания двухчастичных корреляций.

Мюллер-редже - диаграмма рождения двух пионов в центральной области, показанная на рис. 4, дает для функции /1/ в первом приближении следующее выражение:

$$R(y_c, y_d) = \exp\left(-\frac{|y_c - y_d|}{2}\right) \sum_{k=p,f} \left(\frac{D_{pk}^c}{D_{pp}^c}\right) \tau_k \left(\frac{D_{pk}^d}{D_{pp}^d}\right), \quad /3/$$

где  $\tau_k$  - сигнатура траектории  $K$ ,  $D_{jk}^c$  - константа связи для вершины между частицей  $c$  и траекториями  $j$  и  $k$ .

В работе /7a/ проанализированы данные по одночастичным распределениям в центральной области и с помощью фербел-плота /9/.

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=0} = A + Bs^{-\frac{1}{4}} \quad /4/$$

для констант связи получены следующие значения:

$$D_{pp}^{\pi^-} = 0,84;$$

$$D_{pp}^{\pi^-} = -D_{pf}^{\pi^-} = 0,4.$$

Для различных комбинаций пионов имеем из /3/:

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\pm}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^{\pm}})^2 - (D_{pp}^{\pi^{\pm}})^2]}{(D_{pp}^{\pi^{\pm}})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\mp}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\mp}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^{\pm}})^2 + (D_{pp}^{\pi^{\mp}})^2]}{(D_{pp}^{\pi^{\mp}})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm}\pi^0} = \exp\left(-\frac{|y_+^0 - y_-^0|}{2}\right) \frac{(D_{pf}^{\pi^-})^2}{(D_{pp}^{\pi^-})^2} \quad /6/$$

Используя /5/, получаем:

$$R_{\pi^+\pi^-} = 0,45 \exp\left(-\frac{|y_+ - y_-|}{2}\right) \quad /7/$$

и

$$R_{\pi^+\pi^-} : R_{\pi^0\pi^0} : R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = 2 : 1 : 0. \quad /8/$$

Соотношение /8/ лишь в пределах трехкратной ошибки не противоречит данным, приведенным в табл. 1 и 2\*.

В связи с этим следует отметить некоторую непоследовательность применения МРМ к анализу экспериментальных данных.

/а/ Экспериментальные данные, использованные при построении фербел-плота /9/, в основном получены при энергиях ниже 20-30 ГэВ, при которых описание Мюллера-Редже не вполне корректно. Данные, анализированные Фербелом /9/, Майер и Стручински /10/ с успехом аппроксимировали функцией вида  $A + Bs^{-1/4}$ . Чан и др. /11/, а также Канески /12а/ и Блутнер /12б/ в рамках мультiredжонной модели объясняют рост инклюзивных сечений абсорбтивными или пороговыми эффектами.

/б/ В МРМ ближние корреляции должны наблюдаться в области плато. Поэтому представляется неожиданным, что поведение вида  $R(\Delta y) \approx \exp(-\Delta y/2)$  наблюдается уже практически при таких энергиях /как 40 ГэВ/, где плато в одночастичном спектре по  $y$  едва ли сформировалось /13/.

\*Поскольку опубликованные данные /см. табл. 1 и 2/ не обнаруживают явной зависимости  $R(0,0)$  от энергии в интервале  $E_{\text{лаб.}} = 40-1500$  ГэВ, мы предпочли не сравнивать экспериментальные данные с МРМ, как в работе /7с/, где в разложении  $R(0,0)$  рассмотрен член, зависящий от энергии.

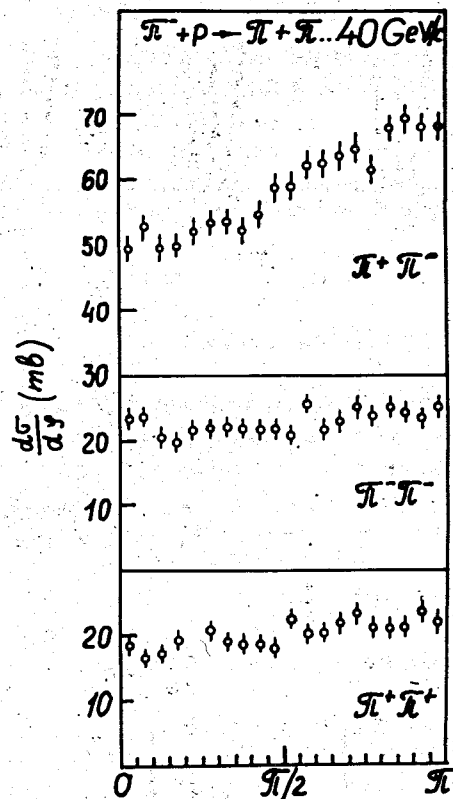


Рис. 3. Распределения по разности азимутальных углов различных пар  $\pi$ -мезонов.

Корреляции по быстрой в центральной области и образование кластеров. Представление о рождении кластеров в центральной области /2/ основано на МКМ /см. рис. 5/ и на статистической бутстрапной модели /СБМ/ распада кластеров /14/.

МКМ свободна от непоследовательностей /а/ и /б/ при конечных энергиях. МКМ была впервые применена для описания инклюзивных корреляций Г. Ранфт и Й. Ранфтом /2/, а также другими авторами /15, 16, 17а, 17б/. Основное предположение МКМ о рождении частиц в центральной

Рис. 4. Мюллер-редже-диаграмма рождения двух пионов с и d в центральной области.

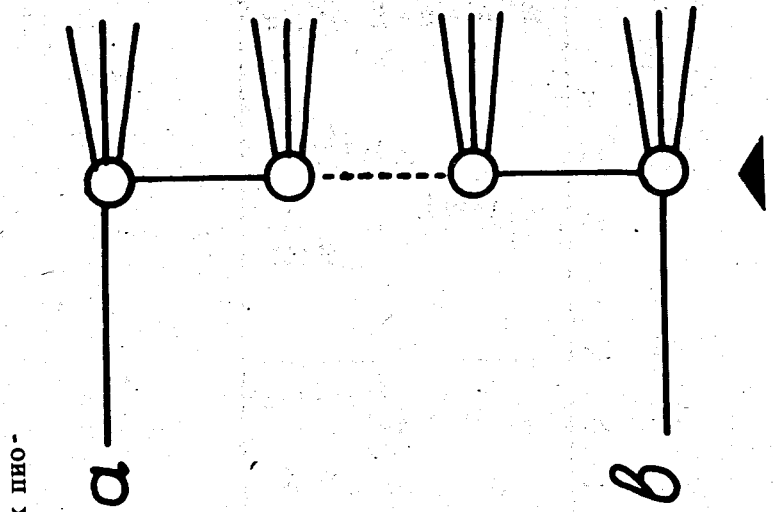
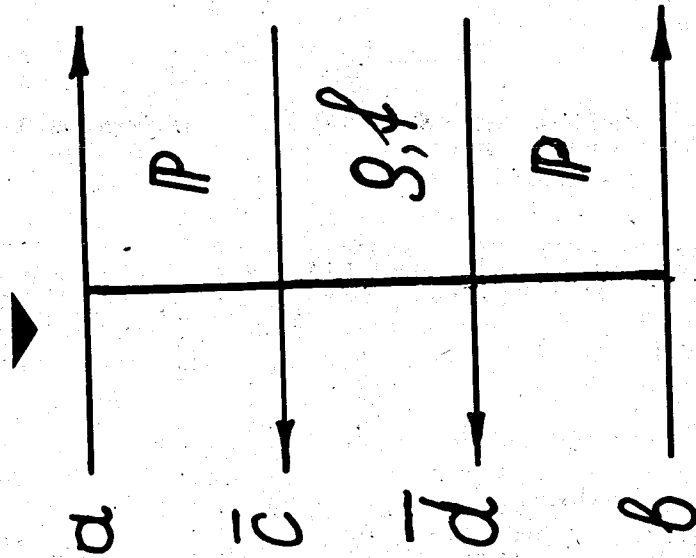


Рис. 5. Мультипериферическая диаграмма рождения фибронов.

области через образование кластеров, например, резонансов, которые были найдены в малочастичных реакциях, выглядит вполне естественным.

Трудно, однако, предсказать определенные свойства кластеров /как, например, спектр масс, множественность и т.д./ с помощью конкретной мультипериферической схемы, т.к. такое описание будет сильно зависеть от констант связи, введенных в модель. Нам представляется более надежным другой путь: феноменологически найти свойства кластеров, исходя из данных по инклюзивным реакциям /2, 14, 18/.

Характеристики распада кластеров /файберолов/ описываются СБМ /14/. Для анализа требуется только одночастичный спектр по быстроте частиц сорта i, образовавшихся в результате распада одного файберола с быстротой η. Такой спектр с учетом неточности современных экспериментальных данных может быть аппроксимирован в виде:

$$\frac{dn(\eta)}{dy_i} = \frac{g_i M_F}{2a} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a}\right), \quad /9/$$

где  $M_F$  - масса файберола,  $a \approx 1,3$  - параметр, характеризующий среднюю кинетическую энергию частицы при изотропном распаде файберола,  $g_i$  - параметр, определяющий среднюю множественность частиц сорта i. Для пионов мы используем значения  $g_{\pi^+} \approx 2,25 \text{ ГэВ}^{-1}$  и  $g_{\pi^0} = g_{\pi^-} = 0,75 \text{ ГэВ}^{-1}$ \*

Двухчастичное распределение фрагментов одного файберола в первом приближении факторизуется:

$$\frac{d^2n(\eta)}{dy_i dy_j} = \frac{g_{ij}(M_F)}{4a^2} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a} - \frac{|\eta - y_j|}{a}\right). /10/$$

\* Параметры a,  $g_i$  вычислены на основе общих предположений СБМ /2, 14, 18/.

Для идентичных частиц мы имеем:

$$g_{ii}(M_F) = g_i M_F (g_i M_F - 1),$$

для неидентичных -

$$g_{ij}(M_F) = g_i g_j M_F^2.$$

Распределение фэйрболов по скорости в области плато не зависит от  $\eta$  и падает с увеличением  $M_F$ :

$$\frac{d^2 N_F}{d\eta dM_F} = F(\eta, M_F) = \frac{B b^2}{\langle M_F \rangle} (M_F - M_0) \exp(-b(M_F - M_0)), /11/$$

где  $M_F \geq M_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$ ,  $B \approx 1,3$  -

- нормировочный параметр, найденный из одночастичных спектров, полученных на ISR, средняя масса фэйрбола  $\langle M_F \rangle \approx M_0 + 2/b$ . Параметр  $b$  определяется из данных по двухчастичным корреляциям; оценка  $b \approx 1,5 \div 2 \text{ ГэВ}^{-1}$  согласуется с результатами, приводимыми в разделе 2\*.

Если одночастичный спектр по скорости имеет плато в центральной области, то

$$\frac{dN}{dy_i} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_M dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{dn(\eta)}{dy_i} = g_i B. /12/$$

Двухчастичные распределения имеют два вклада:

$$\frac{d^2 N}{dy_i dy_j} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}} dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} +$$

\* Значение параметра  $b$  было определено по величине  $R(0,0)$  для  $\pi^+ \pi^-$ -пар /см. формулу /14//.

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_2 \int_{M_0}^{\infty} dM_1 \int_{M_0}^{\infty} dM_2 F(\eta_1, M_1) \times \\ \times F(\eta_2, M_2) \cdot \frac{dn(\eta_1)}{dy_i} \cdot \frac{dn(\eta_2)}{dy_j}. /13/$$

Первый член описывает пары частиц, рождающихся при распаде одного и того же фэйрбола, второй член - от разных. Нижний предел интегрирования  $M_{ij}$  в первом члене зависит от типа рассматриваемой пары частиц. Мы полагаем, что пары  $\pi^+ \pi^-$  и  $\pi^\pm \pi^0$  могут образоваться от распада любого фэйрбола с  $M > M_0$ . Пары  $\pi^+ \pi^+$  и  $\pi^- \pi^-$  из-за сохранения заряда и изоспина рождаются совместно с тремя или четырьмя другими частицами, следовательно, в среднем для  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пар источником служат существенно более тяжелые кластеры, чем для пар  $\pi^+ \pi^-$  или  $\pi^\pm \pi^0$ , и мы полагаем  $M_{++} = M_{--} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ . В соответствии с этим из /11/ следует, что вероятность найти  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пары меньше, чем  $\pi^+ \pi^-$ - и  $\pi^\pm \pi^0$ -пары.

Благодаря факторизации второго члена в /13/, поведение корреляционной функции /1/ определяется в основном первым членом из /13/:

$$R(y_i, y_j) = \frac{1}{g_i^2 g_j B^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}}^{\infty} dM_F F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} = \\ = \frac{\exp(-\frac{|y_i - y_j|}{a}) (1 + \frac{|y_i - y_j|}{a})}{B g_i g_j \langle M_F \rangle 4a} J_{ij}(b); /14/$$

$$J_{ij}(b) = \int_{M_{ij}}^{\infty} dM \frac{\langle M_F \rangle}{B} F(\eta, M) g_i M (g_j M - 1).$$

Функция /14/ имеет типичное поведение корреляций ближнего порядка, что следует из распадных свойств кластеров.

Таким образом, ближние корреляции возникают не только при асимптотических энергиях, они сопутствуют установлению процесса образования кластеров, что происходит, как мы знаем, при энергиях значительно ниже асимптотического редже-предела.

Средние значения  $\langle M_F \rangle = M_0 + \frac{2}{b}$  для кластеров, распадающихся на 4÷5 частей, достаточно малы, так что многие кластеры, возможно, есть резонансы, известные по таблицам Розенфельда.

В добавление к /14/  $R(y_i, y_j)$  имеет вклад дальнего действующего характера от дифракционной компоненты /19/ и от суперпозиции дифракционной и ближней компонент в двухкомпонентной модели /20/. В результате такой суперпозиции  $R(y_i, y_j)$  в центральной области ( $y_i \approx y_j \approx 0$ ), по нашим оценкам, увеличивается на  $\approx 0,2$ .

В табл. 4 приводятся численные значения R-функции, следующие из /14/, с учетом наличия дальнедействующей компоненты. Расчеты хорошо согласуются с данными NAL и ISR /табл. 1/ и результатами, полученными при 40 ГэВ/с /табл. 2/.

Корреляции поперечных импульсов и мультипериферическая кластерная модель. Распределение по углу  $\phi$  между поперечными импульсами пары вторичных частиц обычно характеризуют коэффициентом асимметрии  $A/2$  или параметром  $B$ :

$$\frac{dN}{d\phi} \approx 1 + B \cos \phi. \quad /15/$$

В работах /21/ рассматривались распределения по  $\phi$  для произвольных пар заряженных частиц. В экспериментах на ISR изучалась зависимость  $A$  от разности быстрот для заряженных частиц /3/ и для пар заряд  $-\gamma$  -квант /4/. В разделе 2 /см.табл. 3, рис. 3/ были приведены распределения по  $\phi$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$  -пар в  $\pi$ -р-взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с /6/. Неожиданной и трудно интерпретируемой чертой работ на ISR /3,4/ является следующая: не обнаружена зависимость пара-

Таблица 4. Вычисленные значения  $R(0,0)$

Тип пар	Вклад дальних корреляций	Вклад ближних корреляций	Сумма
$\pi^+\pi^+$	0,2	0,32	0,52
$\pi^+\pi^-$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^+$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^-$	0,2	0,1	0,3

метра асимметрии от разности быстрот частиц, тогда как те же эксперименты обнаруживают сильные ближние корреляции по продольной скорости. Этот факт противоречит предсказаниям известных моделей с ближними корреляциями, таких как МРМ и МКМ. Только модели типа модели некоррелированных струй предсказывают корреляции поперечных импульсов, сходные с наблюдаемыми на ISR <sup>3,4/</sup>, но эти модели не способны объяснить ближние корреляции по скорости.

Нам кажется, что, возможно, рано делать выводы из результатов работ, выполненных на ISR, которые находятся в противоречии с данными, полученными при 102 ГэВ/с <sup>5b/</sup>. Требуется более детальное изучение зависимости азимутальных корреляций от скорости, особенно для малых разностей скоростей. Очевидно, что так же, как и по скорости, по азимуту должны существовать дальние корреляции, они и были найдены на ISR.

Кинематические корреляции по азимутальному углу, обусловленные распадом фajerболов, были проанализированы Лемке и Ранфтом <sup>22/</sup>. Найдено, что асимметрия такого происхождения обратно пропорциональна массе фajerбола, или, что то же, числу его фрагментов:

$$A \approx \frac{1}{M_F} \approx \frac{1}{n} \quad /16/$$

Сходный результат получается при учете динамики распада цепей фajerбола <sup>23/</sup>.

Мы пока не рассматриваем дальние корреляции между продуктами распада различных фajerболов. Из нашего анализа корреляций по скорости следует, что  $\pi^+\pi^-$ -пары рождаются в результате распада фajerболов со средней массой  $\langle M_{+-} \rangle \approx M_0 + \frac{2}{b} \approx 2$ , а пары  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -фajerболов с массой

$$\langle M_{++} \rangle \approx \langle M_{--} \rangle \approx M_{+-} + \frac{2}{b} \approx 3,5.$$

Мы ожидаем, следовательно, что асимметрия для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар примерно в два раза меньше, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар:

$$A_{\pi^+\pi^+} \approx A_{\pi^-\pi^-} \approx \frac{\langle M_{+-} \rangle}{\langle M_{++} \rangle} A_{\pi^+\pi^-} \approx \frac{1}{2} A_{\pi^+\pi^-} \quad /17/$$

Приводимые данные при 40 ГэВ/с /табл. 3/ в первом приближении согласуются с /17/.

#### 4. Заключение

Центральные значения двухчастичной корреляционной функции  $R(0,0)$  при  $P = 40$  ГэВ/с находятся в хорошем согласии с данными NAL и ISR.

Наблюдаемые корреляции по скорости достаточно хорошо описываются /качественно и количественно/ с помощью МРМ и МКМ. Эти модели дают различные предсказания относительно ближних корреляций для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар: в МРМ эти корреляции отсутствуют, а в МКМ они слабее, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар, но не равны нулю. Экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать окончательный вывод, но при  $P = 40$  ГэВ компонента ближнего типа в  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -корреляциях, по-видимому, присутствует. Кроме того, применение МКМ при низких /40 ГэВ/ энергиях /в отличие от МРМ/ вполне последовательно, поэтому анализ экспериментальных данных по этой модели представляется более убедительным. МКМ качественно хорошо согласуется с данными по азимутальным корреляциям. Однако требуется детальное экспериментальное исследование зависимости азимутальных корреляций от разности скоростей двух частиц.

#### Литература

1. A.H.Mueller. *Phys.Rev.*, D2, 2963 (1970).
2. G.Ranft, J.Ranft. *Nucl.Phys.*, B53, 217 (1973);  
A.Bassetto, G.Ranft, J.Ranft. *Leipzig preprint KMU-HEP-7309 (1973);*  
G.Ranft, J.Ranft. *Phys.Lett.*, B45, 43 (1973).
3. R.S.Amendolia et al. *CERN preprint (1973)*.
4. H.Dibon et al. *Phys.Lett.*, B44, 313 (1973).
- 5a. R.Singer et al. *ANL/HEP*, 7368 (1973).
- 5b. C.Bromberg et al. *UMBC 73-19 (1973)*.
6. Алма-Ата - Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-



Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7543,  
Дубна, 1973 /направлено в Nucl.Phys. /.

- 7a. J.R.Freeman, C.Quigg. CERN/TH 1701 (1973).
- 7b. R.F.Amann, K.Geer. Lett. Nuovo Cim., 8, 417 (1973).
- 7c. S.S.Pinsky, G.H.Thomas. ANL/HEP, 7345 (1973).
8. R.C.Brower et al. Phys.Rev., D7, 2080 (1973).  
R.C.Brower et al. SLAC Pub., 1153 (1973).
9. T.Ferbel. Phys.Rev.Lett., 29, 448 (1972).
10. H.Meyer, W.Struczinski. DESY 72/40 (1972).
11. H.M.Chan et al. Phys.Lett., B40, 406 (1972).
- 12a. L.Caneschi. CERN-TH, 1704 (1973).
- 12b. R.Blutner. Leipzig preprint KMU-HEP, 7310 (1973).
13. Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой -  
Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-  
Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7103,  
Дубна, 1973; ЯФ, 18, 545 /1973/.
14. R.Hagedorn. Nuovo Cim. Suppl., 3, 145 (1965);  
S.Frautschi. Phys.Rev., D3, 2811 (1971);  
E.M.Ilgenfritz, J.Kripfganz. Nucl.Phys., B56, 241 (1973).
15. A.Bialas et al. Cracow preprint (1973).
16. W.Schmidt-Parzefall. CERN preprint (1973).
- 17a. F.Hayot, A.Morel. Saclay Preprint D-Ph/T/73/58 (1973).
- 17b. S.Pokorski, L. Van Hove. CERN-TH 1772 (1973).
18. A.Bassetto et al. Nuovo Cim. Lett., 5, 841 (1972);  
J.Kripfganz et al. Nucl.Phys., B56, 205 (1973).
19. J.Ranft, G.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7304 (1973).
20. K.Wilson. Cornell Univ. preprint (1970);  
A.Bialas et al. Nucl.Phys., B48, 237 (1972);  
L. Van Hove. Phys.Lett., B43, 65 (1973);  
K.Fialkowski, H.Miettinen. Phys.Lett., B43, 61 (1973);  
H.Harari, E.Rabinovici. Phys.Lett., B43, 49 (1973).
21. J.H.Friedman et al. Phys.Rev.Lett., 28, 191 (1972);  
S.Stone et al. Rochester Univ. preprint UR-805-349 (1972);  
M.C.Foster et al. Stony Brook preprint (1972).
22. E.H.Lemke, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7301 (1973).
23. J.Kripfganz, E.H.Lemke. Leipzig preprint (1973).

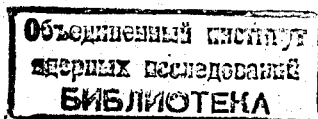
Рукопись поступила в издательский отдел  
8 апреля 1974 года.

P1 - 7854

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ  $\pi^- p \rightarrow \pi + \pi + \dots$   
ПРИ  $P = 40$  ГЭВ/С  
И МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Сотрудничество Дубна - Лейпциг

*Направлено в ЯФ*



В.Г.Гришин, М.Сабзу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,

Объединенный институт ядерных исследований

Р.Блутнер, Е.М.Ильгенфриц, Й.Крипфганц, Г.Кюнике,

Е.Г.Лемке, Г.Й.Меринг, Г.Ранфт, Й.Ранфт

Отдел физики Университета им. К.Маркса, Лейпциг, ГДР.

## 1. Введение

Для описания двухчастичных корреляций в последнее время была применена модель Мюллера-Редже /МРМ/ <sup>1/1/</sup>, а также мультипериферическая кластерная модель /МКМ/ и дифракционная кластерная модель /ДКМ/ <sup>2/1/</sup>.

В рамках этих моделей будут рассмотрены данные по корреляциям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  для  $\pi^+\pi^+$ ,  $\pi^-\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$  пар мезонов в терминах продольных быстрот и азимутальных углов.

Недавно были опубликованы данные по двухчастичным корреляциям в PP- инклюзивных реакциях при энергиях NAL и ISR. Было найдено, что корреляционная функция, определенная в виде

$$R(y_1, y_2) = \sigma_{\text{in}} \frac{d^2 \sigma}{dy_1 dy_2} / \frac{d\sigma}{dy_1} \cdot \frac{d\sigma}{dy_2} - 1 \quad /1/$$

для комбинаций типа заряженная - заряженная <sup>3/</sup> и заряженная - нейтральная <sup>4/</sup>, обнаруживает в основном ближние корреляции с характерной длиной  $\lambda = 1 \div 2$ .

В табл. 1,2 приведены некоторые опубликованные значения функции  $R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  <sup>3,4,5/</sup>. Эта величина с учетом ошибок измерений не зависит от энергии столкновения.

Данные по азимутальным корреляциям в pp-столкновениях, полученные на ISR <sup>3,4/</sup>, свидетельствуют об отсутствии сильных ближних корреляций в пределах ошибок измерений.

В разделе 2 приводятся экспериментальные результаты при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$ . Модели обсуждаются в разделе 3. В четвертом разделе проводится сравнение данных по  $\pi N$ -соударениям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  с результатами NAL и ISR и делается ряд выводов.

Таблица 1. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в pp-взаимодействиях по данным ANL и ISR.

Тип пары	$R(0,0)$ при 102 ГэВ/с /5а/	$R(0,0)$ при 205 ГэВ/с /5б/	$R(0,0)$ при $\sqrt{s} = 23 + 63$ ГэВ/с /3,4/
$\pi^{ch} \pi^{ch}$	$0,65 \pm 0,05^x)$	$0,50 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,05$
$\pi^{\pm} \gamma$			$(0,55 \pm 0,14) - (0,68 \pm 0,1)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,7 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,06$	
$\pi^+ \pi^+$	$0,5 \pm 0,08$	$0,25 \pm 0,06$	
$\pi^- \pi^-$	$0,4 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,06$	

x) Цифра определена из графика.

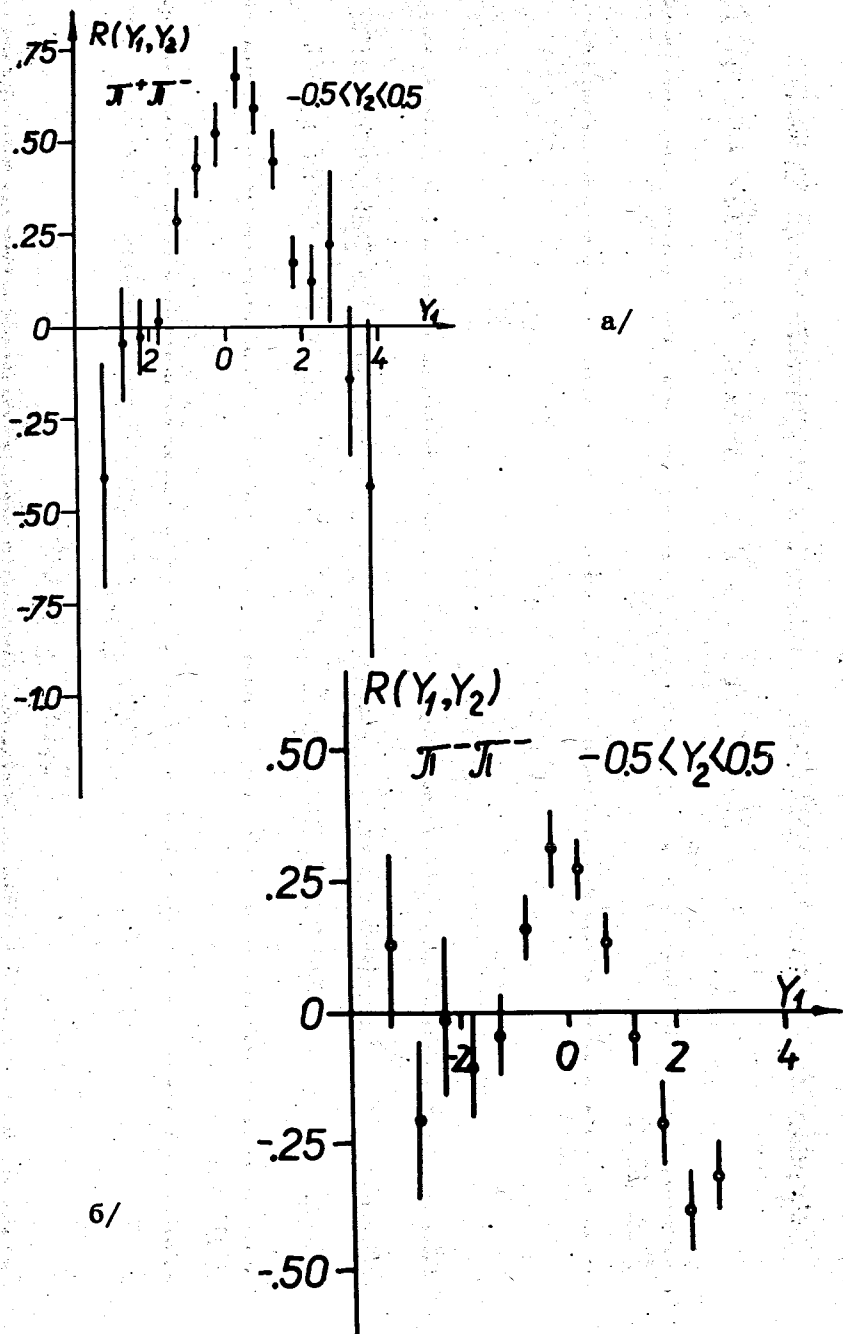
Таблица 2. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в ПР-взаимодействиях при 40 ГэВ

Тип пары	$R(0,0)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,65 \pm 0,07$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,26 \pm 0,10$

Таблица 3. Коэффициенты асимметрии распределений по разности азимутальных углов в ПР-взаимодействиях при P=40 ГэВ/с

Тип пары	
$\pi^+ \pi^-$	$0,106 \pm 0,003$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,062 \pm 0,006$



2. Экспериментальные данные по корреляциям  
в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с

Приведенные результаты были получены на материале  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $P = 40$  ГэВ/с, наблюдаемых в 2-метровой пропановой камере [6].

Корреляционные функции вида /1/ для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -комбинаций представлены на рис. 1а,б,с соответственно. Из рисунков видно, что для всех комбинаций  $R$ -функция имеет положительные значения в центральной области ( $y_1 \approx y_2 \approx 0$ ). В табл. 2 даны значения  $R(0,0)$  для

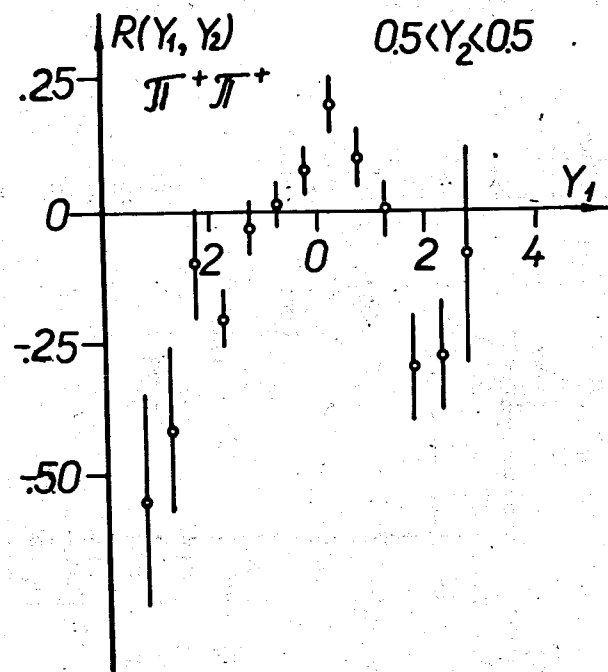


Рис. 1. Экспериментальные значения корреляционной функции  $R(y_1, y_2)$  для реакций  $\pi^-p \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \dots$  при  $P = 40$  ГэВ/с: а/ для  $\pi^+\pi^-$ -пар; б/ для  $\pi^-\pi^-$ -пар; в/ для  $\pi^+\pi^+$ -пар.

$\pi^-\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -пар. Функция  $R(y_1, y_2)$  для  $\pi^+\pi^-$ -пар показана на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе с целью определения корреляционной длины. Сплошная линия изображает функцию вида  $\exp(-\Delta y/2)$ .

Значения коэффициента асимметрии распределения по углам ( $\phi$ ) между поперечными импульсами, определенного по формуле

$$A = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi} \quad /2/$$

для  $\pi^+\pi^-$ - и для  $\pi^+\pi^+$ - и  $\pi^-\pi^-$ -пар, взятых вместе, приведены в табл. 3.

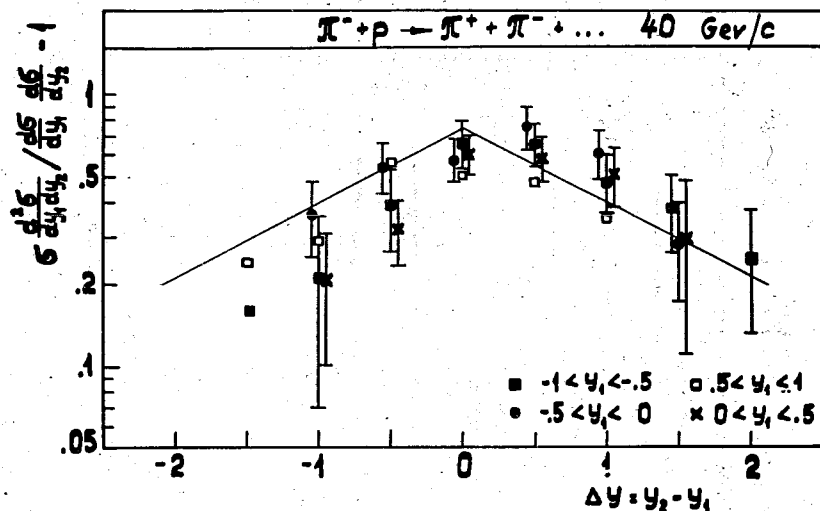


Рис. 2. Экспериментальные значения  $R$ -функции и результат их фитирования: сплошные прямые - функция

$$0,65 \exp\left(-\frac{|\Delta y|}{2}\right),$$

### 3. Модели рождения частиц и двухчастичные корреляции

В последнее время рядом авторов /7-9/ была применена МРМ для описания двухчастичных корреляций.

Мюллер-редже - диаграмма рождения двух пионов в центральной области, показанная на рис. 4, дает для функции /1/ в первом приближении следующее выражение:

$$R(y_c, y_d) = \exp\left(-\frac{|y_c - y_d|}{2}\right) \sum_{k=p,f} \left(\frac{D_{pk}^c}{D_{pp}^c}\right) \tau_k \left(\frac{D_{pk}^d}{D_{pp}^d}\right), \quad /3/$$

где  $\tau_k$  - сигнатура траектории  $K$ ,  $D_{jk}^c$  - константа связи для вершины между частицей  $c$  и траекториями  $j$  и  $k$ .

В работе /7a/ проанализированы данные по одночастичным распределениям в центральной области и с помощью фербел-плота /9/.

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=0} = A + B s^{-\frac{1}{4}} \quad /4/$$

для констант связи получены следующие значения:

$$D_{pp}^{\pi^-} = 0,84;$$

$$D_{pp}^{\pi^-} = -D_{pf}^{\pi^-} = 0,4.$$

Для различных комбинаций пионов имеем из /3/:

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\pm}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^{\pm}})^2 - (D_{pp}^{\pi^{\pm}})^2]}{(D_{pp}^{\pi^{\pm}})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\mp}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\mp}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^{\pm}})^2 + (D_{pp}^{\pi^{\mp}})^2]}{(D_{pp}^{\pi^{\mp}})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm} \pi^0} = \exp\left(-\frac{|y_+^0 - y_-^0|}{2}\right) \frac{(D_{pf}^{\pi^-})^2}{(D_{pp}^{\pi^-})^2} \quad /6/$$

Используя /5/, получаем:

$$R_{\pi^+ \pi^-} = 0,45 \exp\left(-\frac{|y_+ - y_-|}{2}\right) \quad /7/$$

и

$$R_{\pi^+ \pi^-} : R_{\pi^0 \pi^0} : R_{\pi^{\pm} \pi^{\pm}} = 2 : 1 : 0. \quad /8/$$

Соотношение /8/ лишь в пределах трехкратной ошибки не противоречит данным, приведенным в табл. 1 и 2\*.

В связи с этим следует отметить некоторую непоследовательность применения МРМ к анализу экспериментальных данных.

/а/ Экспериментальные данные, использованные при построении фербел-плота /9/, в основном получены при энергиях ниже 20-30 ГэВ, при которых описание Мюллера-Редже не вполне корректно. Данные, анализированные Фербелом /9/, Майер и Стручински /10/ с успехом аппроксимировали функцией вида  $A + Bs^{-1/4}$ . Чан и др. /11/, а также Канески /12а/ и Блутнер /12б/ в рамках мультiredжонной модели объясняют рост инклюзивных сечений абсорбтивными или пороговыми эффектами.

/б/ В МРМ ближние корреляции должны наблюдаться в области плато. Поэтому представляется неожиданным, что поведение вида  $R(\Delta y) \approx \exp(-\Delta y/2)$  наблюдается уже практически при таких энергиях /как 40 ГэВ/, где плато в одночастичном спектре по  $y$  едва ли сформировалось /13/.

\*Поскольку опубликованные данные /см. табл. 1 и 2/ не обнаруживают явной зависимости  $R(0,0)$  от энергии в интервале  $E_{\text{лаб.}} = 40-1500$  ГэВ, мы предпочли не сравнивать экспериментальные данные с МРМ, как в работе /7с/, где в разложении  $R(0,0)$  рассмотрен член, зависящий от энергии.

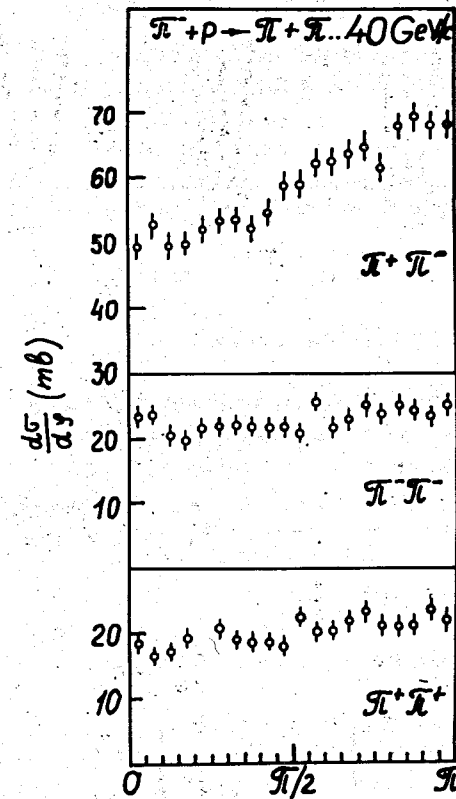


Рис. 3. Распределения по разности азимутальных углов различных пар  $\pi$ -мезонов.

Корреляции по быстрой в центральной области и образование кластеров. Представление о рождении кластеров в центральной области /2/ основано на МКМ /см. рис. 5/ и на статистической бутстрапной модели /СБМ/ распада кластеров /14/.

МКМ свободна от непоследовательностей /а/ и /б/ при конечных энергиях. МКМ была впервые применена для описания инклюзивных корреляций Г. Ранфт и Й. Ранфтом /2/, а также другими авторами /15, 16, 17а, 17б/. Основное предположение МКМ о рождении частиц в центральной

Рис. 4. Мюллер-редже-диаграмма рождения двух пионов с и d в центральной области.

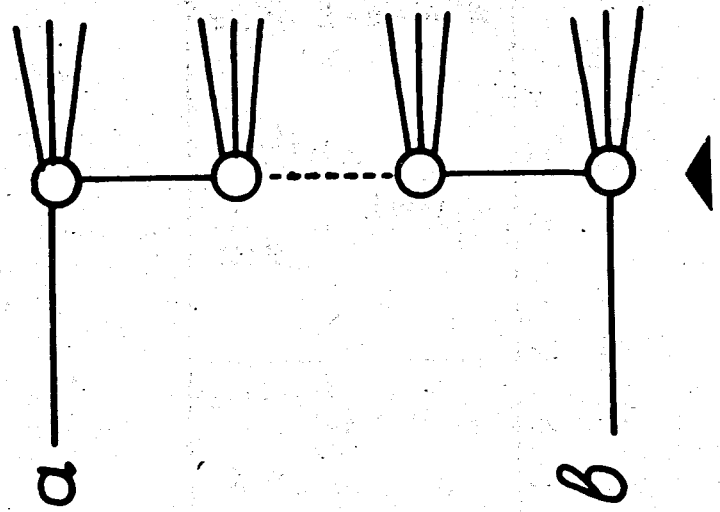
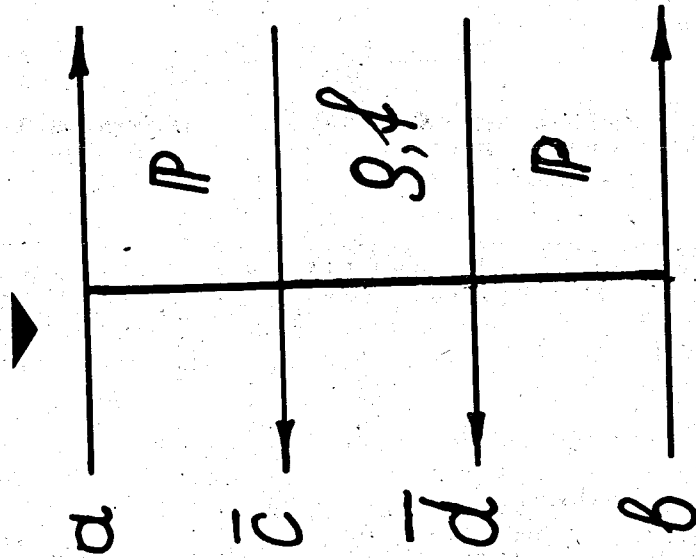


Рис. 5. Мультипериферическая диаграмма рождения фибронов.

области через образование кластеров, например, резонансов, которые были найдены в малочастичных реакциях, выглядит вполне естественным.

Трудно, однако, предсказать определенные свойства кластеров /как, например, спектр масс, множественность и т.д./ с помощью конкретной мультипериферической схемы, т.к. такое описание будет сильно зависеть от констант связи, введенных в модель. Нам представляется более надежным другой путь: феноменологически найти свойства кластеров, исходя из данных по инклюзивным реакциям /2, 14, 18/.

Характеристики распада кластеров /файберолов/ описываются СБМ /14/. Для анализа требуется только одночастичный спектр по быстроте частиц сорта  $i$ , образовавшихся в результате распада одного файберола с быстротой  $\eta$ . Такой спектр с учетом неточности современных экспериментальных данных может быть аппроксимирован в виде:

$$\frac{dn(\eta)}{dy_i} = \frac{g_i M_F}{2a} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a}\right), \quad /9/$$

где  $M_F$  - масса файберола,  $a \approx 1,3$  - параметр, характеризующий среднюю кинетическую энергию частицы при изотропном распаде файберола,  $g_i$  - параметр, определяющий среднюю множественность частиц сорта  $i$ . Для пионов мы используем значения  $g_{\pi^+} \approx 2,25 \text{ ГэВ}^{-1}$  и  $g_{\pi^0} = g_{\pi^-} = 0,75 \text{ ГэВ}^{-1}$ \*

Двухчастичное распределение фрагментов одного файберола в первом приближении факторизуется:

$$\frac{d^2n(\eta)}{dy_i dy_j} = \frac{g_{ij}(M_F)}{4a^2} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a} - \frac{|\eta - y_j|}{a}\right). /10/$$

\* Параметры  $a, g_i$  вычислены на основе общих предположений СБМ /2, 14, 18/.



Для идентичных частиц мы имеем:

$$g_{ii}(M_F) = g_i M_F (g_i M_F - 1),$$

для неидентичных -

$$g_{ij}(M_F) = g_i g_j M_F^2.$$

Распределение фэйрболов по быстрой в области плато не зависит от  $\eta$  и падает с увеличением  $M_F$ :

$$\frac{d^2 N_F}{d\eta dM_F} = F(\eta, M_F) = \frac{B b^2}{\langle M_F \rangle} (M_F - M_0) \exp(-b(M_F - M_0)), /11/$$

где  $M_F \geq M_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$ ,  $B \approx 1,3$  -

- нормировочный параметр, найденный из одночастичных спектров, полученных на ISR, средняя масса фэйрбола  $\langle M_F \rangle \approx M_0 + 2/b$ . Параметр  $b$  определяется из данных по двухчастичным корреляциям; оценка  $b \approx 1,5 \div 2 \text{ ГэВ}^{-1}$  согласуется с результатами, приводимыми в разделе 2\*.

Если одночастичный спектр по быстрой имеет плато в центральной области, то

$$\frac{dN}{dy_i} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_M dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{dn(\eta)}{dy_i} = g_i B. /12/$$

Двухчастичные распределения имеют два вклада:

$$\frac{d^2 N}{dy_i dy_j} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}} dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} +$$

\* Значение параметра  $b$  было определено по величине  $R(0,0)$  для  $\pi^+ \pi^-$ -пар /см. формулу /14//.

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_2 \int_{M_0}^{\infty} dM_1 \int_{M_0}^{\infty} dM_2 F(\eta_1, M_1) \times \\ \times F(\eta_2, M_2) \cdot \frac{dn(\eta_1)}{dy_i} \cdot \frac{dn(\eta_2)}{dy_j}. /13/$$

Первый член описывает пары частиц, рождающихся при распаде одного и того же фэйрбола, второй член - от разных. Нижний предел интегрирования  $M_{ij}$  в первом члене зависит от типа рассматриваемой пары частиц. Мы полагаем, что пары  $\pi^+ \pi^-$  и  $\pi^\pm \pi^0$  могут образоваться от распада любого фэйрбола с  $M > M_0$ . Пары  $\pi^+ \pi^+$  и  $\pi^- \pi^-$  из-за сохранения заряда и изоспина рождаются совместно с тремя или четырьмя другими частицами, следовательно, в среднем для  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пар источником служат существенно более тяжелые кластеры, чем для пар  $\pi^+ \pi^-$  или  $\pi^\pm \pi^0$ , и мы полагаем  $M_{++} = M_{--} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ . В соответствии с этим из /11/ следует, что вероятность найти  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пары меньше, чем  $\pi^+ \pi^-$ - и  $\pi^\pm \pi^0$ -пары.

Благодаря факторизации второго члена в /13/, поведение корреляционной функции /1/ определяется в основном первым членом из /13/:

$$R(y_i, y_j) = \frac{1}{g_i^2 g_j B^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}} dM_F F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} = \\ = \frac{\exp(-\frac{|y_i - y_j|}{a}) (1 + \frac{|y_i - y_j|}{a})}{B g_i g_j \langle M_F \rangle 4a} J_{ij}(b); /14/$$

$$J_{ij}(b) = \int_{M_{ij}}^{\infty} dM \frac{\langle M_F \rangle}{B} F(\eta, M) g_i M (g_j M - 1).$$

Функция /14/ имеет типичное поведение корреляций ближнего порядка, что следует из распадных свойств кластеров.

Таким образом, ближние корреляции возникают не только при асимптотических энергиях, они сопутствуют установлению процесса образования кластеров, что происходит, как мы знаем, при энергиях значительно ниже асимптотического редже-предела.

Средние значения  $\langle M_F \rangle = M_0 + \frac{2}{b}$  для кластеров, распадающихся на 4÷5 частей, достаточно малы, так что многие кластеры, возможно, есть резонансы, известные по таблицам Розенфельда.

В добавление к /14/  $R(y_i, y_j)$  имеет вклад дальнедействующего характера от дифракционной компоненты /19/ и от суперпозиции дифракционной и ближней компонент в двухкомпонентной модели /20/. В результате такой суперпозиции  $R(y_i, y_j)$  в центральной области ( $y_i \approx y_j \approx 0$ ), по нашим оценкам, увеличивается на  $\approx 0,2$ .

В табл. 4 приводятся численные значения R-функции, следующие из /14/, с учетом наличия дальнедействующей компоненты. Расчеты хорошо согласуются с данными NAL и ISR /табл. 1/ и результатами, полученными при 40 ГэВ/с /табл. 2/.

Корреляции поперечных импульсов и мультипериферическая кластерная модель. Распределение по углу  $\phi$  между поперечными импульсами пары вторичных частиц обычно характеризуют коэффициентом асимметрии  $A/2$  или параметром  $B$ :

$$\frac{dN}{d\phi} \approx 1 + B \cos \phi. \quad /15/$$

В работах /21/ рассматривались распределения по  $\phi$  для произвольных пар заряженных частиц. В экспериментах на ISR изучалась зависимость  $A$  от разности быстрот для заряженных частиц /3/ и для пар заряд  $-\gamma$  -квант /4/. В разделе 2 /см.табл. 3, рис. 3/ были приведены распределения по  $\phi$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$ -пар в  $\pi$ -р-взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с /6/. Неожиданной и трудно интерпретируемой чертой работ на ISR /3,4/ является следующая: не обнаружена зависимость пара-

Таблица 4. Вычисленные значения  $R(0,0)$

Тип пар	Вклад дальних корреляций	Вклад ближних корреляций	Сумма
$\pi^+\pi^+$	0,2	0,32	0,52
$\pi^+\pi^-$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^+$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^-$	0,2	0,1	0,3

метра асимметрии от разности быстрот частиц, тогда как те же эксперименты обнаруживают сильные ближние корреляции по продольной скорости. Этот факт противоречит предсказаниям известных моделей с ближними корреляциями, таких как МРМ и МКМ. Только модели типа модели некоррелированных струй предсказывают корреляции поперечных импульсов, сходные с наблюдаемыми на ISR <sup>3,4/</sup>, но эти модели не способны объяснить ближние корреляции по скорости.

Нам кажется, что, возможно, рано делать выводы из результатов работ, выполненных на ISR, которые находятся в противоречии с данными, полученными при 102 ГэВ/с <sup>5b/</sup>. Требуется более детальное изучение зависимости азимутальных корреляций от скорости, особенно для малых разностей скоростей. Очевидно, что так же, как и по скорости, по азимуту должны существовать дальние корреляции, они и были найдены на ISR.

Кинематические корреляции по азимутальному углу, обусловленные распадом фajerболов, были проанализированы Лемке и Ранфтом <sup>22/</sup>. Найдено, что асимметрия такого происхождения обратно пропорциональна массе фajerбола, или, что то же, числу его фрагментов:

$$A \approx \frac{1}{M_F} \approx \frac{1}{n} \quad /16/$$

Сходный результат получается при учете динамики распада цепей фajerбола <sup>23/</sup>.

Мы пока не рассматриваем дальние корреляции между продуктами распада различных фajerболов. Из нашего анализа корреляций по скорости следует, что  $\pi^+\pi^-$ -пары рождаются в результате распада фajerболов со средней массой  $\langle M_{+-} \rangle \approx M_0 + \frac{2}{b} \approx 2$ , а пары  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -фajerболов с массой

$$\langle M_{++} \rangle \approx \langle M_{--} \rangle \approx M_{+-} + \frac{2}{b} \approx 3,5.$$

Мы ожидаем, следовательно, что асимметрия для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар примерно в два раза меньше, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар:

$$A_{\pi^+\pi^+} \approx A_{\pi^-\pi^-} \approx \frac{\langle M_{+-} \rangle}{\langle M_{++} \rangle} A_{\pi^+\pi^-} \approx \frac{1}{2} A_{\pi^+\pi^-} \quad /17/$$

Приводимые данные при 40 ГэВ/с /табл. 3/ в первом приближении согласуются с /17/.

#### 4. Заключение

Центральные значения двухчастичной корреляционной функции  $R(0,0)$  при  $P = 40$  ГэВ/с находятся в хорошем согласии с данными NAL и ISR.

Наблюдаемые корреляции по скорости достаточно хорошо описываются /качественно и количественно/ с помощью МРМ и МКМ. Эти модели дают различные предсказания относительно ближних корреляций для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар: в МРМ эти корреляции отсутствуют, а в МКМ они слабее, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар, но не равны нулю. Экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать окончательный вывод, но при  $P = 40$  ГэВ компонента ближнего типа в  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -корреляциях, по-видимому, присутствует. Кроме того, применение МКМ при низких /40 ГэВ/ энергиях /в отличие от МРМ/ вполне последовательно, поэтому анализ экспериментальных данных по этой модели представляется более убедительным. МКМ качественно хорошо согласуется с данными по азимутальным корреляциям. Однако требуется детальное экспериментальное исследование зависимости азимутальных корреляций от разности скоростей двух частиц.

#### Литература

1. A.H.Mueller. Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
2. G.Ranft, J.Ranft. Nucl.Phys., B53, 217 (1973);  
A.Bassetto, G.Ranft, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7309 (1973);  
G.Ranft, J.Ranft. Phys.Lett., B45, 43 (1973).
3. R.S.Amendolia et al. CERN preprint (1973).
4. H.Dibon et al. Phys.Lett., B44, 313 (1973).
- 5a. R.Singer et al. ANL/HEP, 7368 (1973).
- 5b. C.Bromberg et al. UMBC 73-19 (1973).
6. Алма-Ата - Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-

P1 - 7854

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ  $\pi^- p \rightarrow \pi + \pi + \dots$   
ПРИ  $P = 40$  ГЭВ/С  
И МЕХАНИЗМЫ РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Сотрудничество Дубна - Лейпциг

*Направлено в ЯФ*

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В.Г.Гришин, М.Сабзу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,

Объединенный институт ядерных исследований

Р.Блутнер, Е.М.Ильгенфриц, Й.Крипфганц, Г.Кюнике,

Е.Г.Лемке, Г.Й.Меринг, Г.Ранфт, Й.Ранфт

Отдел физики Университета им. К.Маркса, Лейпциг, ГДР.

## 1. Введение

Для описания двухчастичных корреляций в последнее время была применена модель Мюллера-Редже /МРМ/ <sup>/1/</sup>, а также мультипериферическая кластерная модель /МКМ/ и дифракционная кластерная модель /ДКМ/ <sup>/2/</sup>.

В рамках этих моделей будут рассмотрены данные по корреляциям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  для  $\pi^+\pi^+$ ,  $\pi^-\pi^+$  и  $\pi^-\pi^-$ -пар мезонов в терминах продольных быстрот и азимутальных углов.

Недавно были опубликованы данные по двухчастичным корреляциям в PP- инклюзивных реакциях при энергиях NAL и ISR. Было найдено, что корреляционная функция, определенная в виде

$$R(y_1, y_2) = \sigma_{in} \frac{d^2 \sigma}{dy_1 dy_2} / \frac{d\sigma}{dy_1} \cdot \frac{d\sigma}{dy_2} - 1 \quad /1/$$

для комбинаций типа заряженная - заряженная <sup>/3/</sup> и заряженная - нейтральная <sup>/4/</sup>, обнаруживает в основном ближние корреляции с характерной длиной  $\lambda = 1 \div 2$ .

В табл. 1,2 приведены некоторые опубликованные значения функции  $R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  <sup>/3,4,5/</sup>. Эта величина с учетом ошибок измерений не зависит от энергии столкновения.

Данные по азимутальным корреляциям в pp-столкновениях, полученные на ISR <sup>/3,4/</sup>, свидетельствуют об отсутствии сильных ближних корреляций в пределах ошибок измерений.

В разделе 2 приводятся экспериментальные результаты при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$ . Модели обсуждаются в разделе 3. В четвертом разделе проводится сравнение данных по  $\pi N$ -соударениям при  $P = 40 \text{ ГэВ/с}$  с результатами NAL и ISR и делается ряд выводов.

Таблица 1. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в pp-взаимодействиях по данным ANL и ISR.

Тип пары	$R(0,0)$ при 102 ГэВ/с /5а/	$R(0,0)$ при 205 ГэВ/с /5б/	$R(0,0)$ при $\sqrt{s} = 23 + 63$ ГэВ/с /3,4/
$\pi^{ch} \pi^{ch}$	$0,65 \pm 0,05^x)$	$0,50 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,05$
$\pi^{\pm} \gamma$			$(0,55 \pm 0,14) - (0,68 \pm 0,1)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,7 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,06$	
$\pi^+ \pi^+$	$0,5 \pm 0,08$	$0,25 \pm 0,06$	
$\pi^- \pi^-$	$0,4 \pm 0,08$	$0,38 \pm 0,06$	

x) Цифра определена из графика.

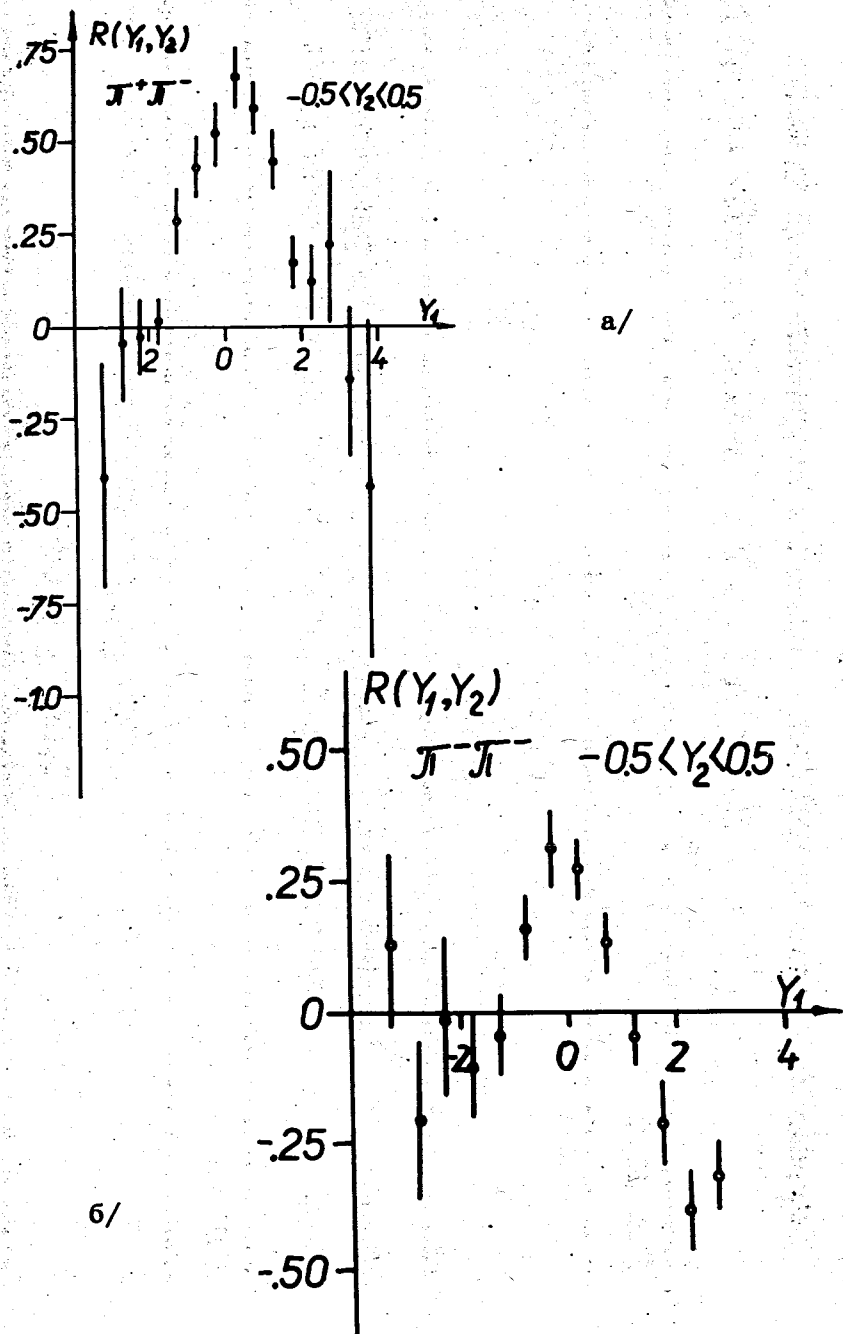
Таблица 2. Экспериментальные значения корреляционной функции

$R(y_1, y_2)$  при  $y_1 = y_2 = 0$  в ПР-взаимодействиях при 40 ГэВ

Тип пары	$R(0,0)$
$\pi^+ \pi^-$	$0,65 \pm 0,07$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,26 \pm 0,10$

Таблица 3. Коэффициенты асимметрии распределений по разности азимутальных углов в ПР-взаимодействиях при P=40 ГэВ/с

Тип пары	
$\pi^+ \pi^-$	$0,106 \pm 0,003$
$\pi^{\pm} \pi^{\pm}$	$0,062 \pm 0,006$



2. Экспериментальные данные по корреляциям  
в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с

Приведенные результаты были получены на материале  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $P = 40$  ГэВ/с, наблюдаемых в 2-метровой пропановой камере [6].

Корреляционные функции вида /1/ для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -комбинаций представлены на рис. 1а,б,с соответственно. Из рисунков видно, что для всех комбинаций  $R$ -функция имеет положительные значения в центральной области ( $y_1 \approx y_2 \approx 0$ ). В табл. 2 даны значения  $R(0,0)$  для

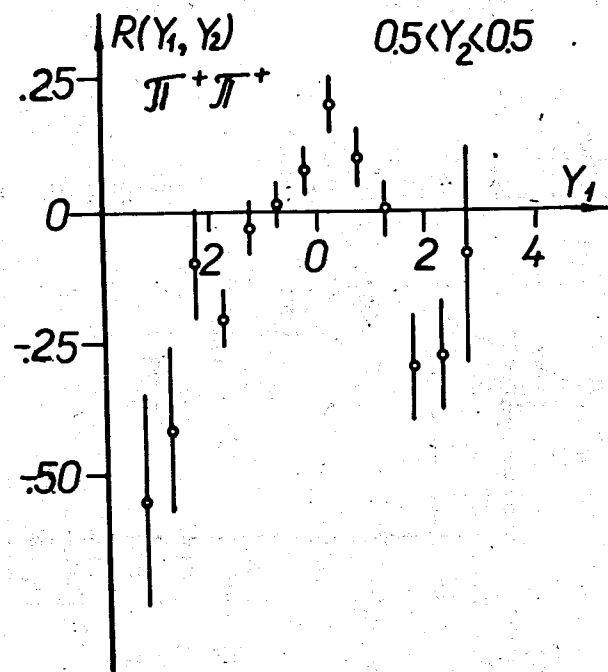


Рис. 1. Экспериментальные значения корреляционной функции  $R(y_1, y_2)$  для реакций  $\pi^-p \rightarrow \pi_1 + \pi_2 + \dots$  при  $P = 40$  ГэВ/с: а/ для  $\pi^+\pi^-$ -пар; б/ для  $\pi^-\pi^-$ -пар; в/ для  $\pi^+\pi^+$ -пар.

$\pi^-\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^-$ - и  $\pi^+\pi^+$ -пар. Функция  $R(y_1, y_2)$  для  $\pi^+\pi^-$ -пар показана на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе с целью определения корреляционной длины. Сплошная линия изображает функцию вида  $\exp(-\Delta y/2)$ .

Значения коэффициента асимметрии распределения по углам ( $\phi$ ) между поперечными импульсами, определенного по формуле

$$A = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi} \quad /2/$$

для  $\pi^+\pi^-$ - и для  $\pi^+\pi^+$ - и  $\pi^-\pi^-$ -пар, взятых вместе, приведены в табл. 3.

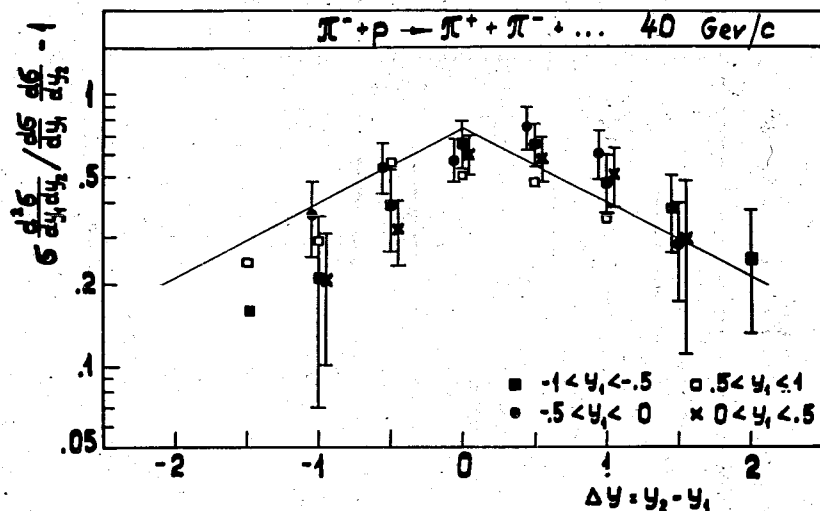


Рис. 2. Экспериментальные значения  $R$ -функции и результат их фитирования: сплошные прямые - функция

$$0,65 \exp\left(-\frac{|\Delta y|}{2}\right),$$

### 3. Модели рождения частиц и двухчастичные корреляции

В последнее время рядом авторов /7-9/ была применена МРМ для описания двухчастичных корреляций.

Мюллер-редже - диаграмма рождения двух пионов в центральной области, показанная на рис. 4, дает для функции /1/ в первом приближении следующее выражение:

$$R(y_c, y_d) = \exp\left(-\frac{|y_c - y_d|}{2}\right) \sum_{k=p,f} \left(\frac{D_{pk}^c}{D_{pp}^c}\right) \tau_k \left(\frac{D_{pk}^d}{D_{pp}^d}\right), \quad /3/$$

где  $\tau_k$  - сигнатура траектории  $K$ ,  $D_{jk}^c$  - константа связи для вершины между частицей  $c$  и траекториями  $j$  и  $k$ .

В работе /7a/ проанализированы данные по одночастичным распределениям в центральной области и с помощью фербел-плота /9/.

$$\left.\frac{d\sigma}{dy}\right|_{y=0} = A + Bs^{-\frac{1}{4}} \quad /4/$$

для констант связи получены следующие значения:

$$D_{pp}^{\pi^-} = 0,84;$$

$$D_{pp}^{\pi^-} = -D_{pf}^{\pi^-} = 0,4.$$

Для различных комбинаций пионов имеем из /3/:

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\pm}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^-})^2 - (D_{pp}^{\pi^-})^2]}{(D_{pp}^{\pi^-})^2};$$

$$R_{\pi^{\pm}\pi^{\mp}} = \exp\left(-\frac{|y_{\pm} - y_{\mp}|}{2}\right) \frac{[(D_{pf}^{\pi^-})^2 + (D_{pp}^{\pi^-})^2]}{(D_{pp}^{\pi^-})^2};$$



$$R_{\pi^{\pm}\pi^0} = \exp\left(-\frac{|y_+^0 - y_-^0|}{2}\right) \frac{(D_{pf}^{\pi^-})^2}{(D_{pp}^{\pi^-})^2} \quad /6/$$

Используя /5/, получаем:

$$R_{\pi^+\pi^-} = 0,45 \exp\left(-\frac{|y_+ - y_-|}{2}\right) \quad /7/$$

и

$$R_{\pi^+\pi^-} : R_{\pi^0\pi^0} : R_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} = 2 : 1 : 0. \quad /8/$$

Соотношение /8/ лишь в пределах трехкратной ошибки не противоречит данным, приведенным в табл. 1 и 2\*.

В связи с этим следует отметить некоторую непоследовательность применения МРМ к анализу экспериментальных данных.

/а/ Экспериментальные данные, использованные при построении фербел-плота /9/, в основном получены при энергиях ниже 20-30 ГэВ, при которых описание Мюллера-Редже не вполне корректно. Данные, анализированные Фербелом /9/, Майер и Стручински /10/ с успехом аппроксимировали функцией вида  $A + Bs^{-1/4}$ . Чан и др. /11/, а также Канески /12а/ и Блутнер /12б/ в рамках мультiredжонной модели объясняют рост инклюзивных сечений абсорбтивными или пороговыми эффектами.

/б/ В МРМ ближние корреляции должны наблюдаться в области плато. Поэтому представляется неожиданным, что поведение вида  $R(\Delta y) \approx \exp(-\Delta y/2)$  наблюдается уже практически при таких энергиях /как 40 ГэВ/, где плато в одночастичном спектре по  $y$  едва ли сформировалось /13/.

\*Поскольку опубликованные данные /см. табл. 1 и 2/ не обнаруживают явной зависимости  $R(0,0)$  от энергии в интервале  $E_{\text{лаб.}} = 40-1500$  ГэВ, мы предпочли не сравнивать экспериментальные данные с МРМ, как в работе /7с/, где в разложении  $R(0,0)$  рассмотрен член, зависящий от энергии.

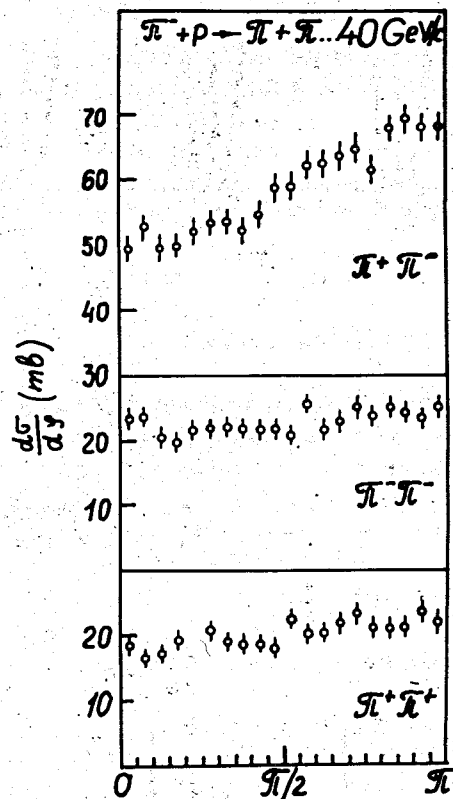


Рис. 3. Распределения по разности азимутальных углов различных пар  $\pi$ -мезонов.

Корреляции по быстрой в центральной области и образование кластеров. Представление о рождении кластеров в центральной области /2/ основано на МКМ /см. рис. 5/ и на статистической бутстрапной модели /СБМ/ распада кластеров /14/.

МКМ свободна от непоследовательностей /а/ и /б/ при конечных энергиях. МКМ была впервые применена для описания инклюзивных корреляций Г. Ранфт и Й. Ранфтом /2/, а также другими авторами /15, 16, 17а, 17б/. Основное предположение МКМ о рождении частиц в центральной

Рис. 4. Мюллер-редже-диаграмма рождения двух пионов с и d в центральной области.

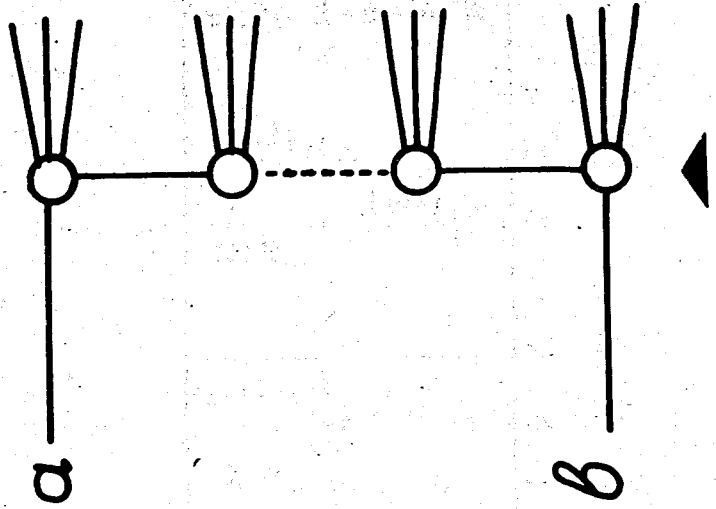
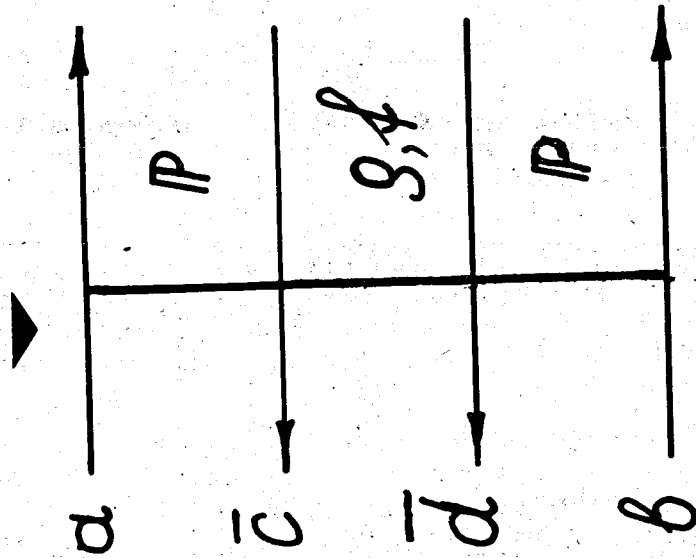


Рис. 5. Мультипериферическая диаграмма рождения фибронов.

области через образование кластеров, например, резонансов, которые были найдены в малочастичных реакциях, выглядит вполне естественным.

Трудно, однако, предсказать определенные свойства кластеров /как, например, спектр масс, множественность и т.д./ с помощью конкретной мультипериферической схемы, т.к. такое описание будет сильно зависеть от констант связи, введенных в модель. Нам представляется более надежным другой путь: феноменологически найти свойства кластеров, исходя из данных по инклюзивным реакциям /2, 14, 18/.

Характеристики распада кластеров /файберолов/ описываются СБМ /14/. Для анализа требуется только одночастичный спектр по быстроте частиц сорта  $i$ , образовавшихся в результате распада одного файберола с быстротой  $\eta$ . Такой спектр с учетом неточности современных экспериментальных данных может быть аппроксимирован в виде:

$$\frac{dn(\eta)}{dy_i} = \frac{g_i M_F}{2a} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a}\right), \quad /9/$$

где  $M_F$  - масса файберола,  $a \approx 1,3$  - параметр, характеризующий среднюю кинетическую энергию частицы при изотропном распаде файберола,  $g_i$  - параметр, определяющий среднюю множественность частиц сорта  $i$ . Для пионов мы используем значения  $g_{\pi^+} \approx 2,25 \text{ ГэВ}^{-1}$  и  $g_{\pi^0} = g_{\pi^-} = 0,75 \text{ ГэВ}^{-1}$ \*

Двухчастичное распределение фрагментов одного файберола в первом приближении факторизуется:

$$\frac{d^2n(\eta)}{dy_i dy_j} = \frac{g_{ij}(M_F)}{4a^2} \exp\left(-\frac{|\eta - y_i|}{a} - \frac{|\eta - y_j|}{a}\right). /10/$$

\* Параметры  $a, g_i$  вычислены на основе общих предположений СБМ /2, 14, 18/.

Для идентичных частиц мы имеем:

$$g_{ii}(M_F) = g_i M_F (g_i M_F - 1),$$

для неидентичных -

$$g_{ij}(M_F) = g_i g_j M_F^2.$$

Распределение фэйрболов по быстрой в области плато не зависит от  $\eta$  и падает с увеличением  $M_F$ :

$$\frac{d^2 N_F}{d\eta dM_F} = F(\eta, M_F) = \frac{B b^2}{\langle M_F \rangle} (M_F - M_0) \exp(-b(M_F - M_0)), /11/$$

где  $M_F \geq M_0 \approx 1 \text{ ГэВ}$ ,  $B \approx 1,3$  -

- нормировочный параметр, найденный из одночастичных спектров, полученных на ISR, средняя масса фэйрбола  $\langle M_F \rangle \approx M_0 + 2/b$ . Параметр  $b$  определяется из данных по двухчастичным корреляциям; оценка  $b \approx 1,5 \div 2 \text{ ГэВ}^{-1}$  согласуется с результатами, приводимыми в разделе 2\*.

Если одночастичный спектр по быстрой имеет плато в центральной области, то

$$\frac{dN}{dy_i} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_M dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{dn(\eta)}{dy_i} = g_i B. /12/$$

Двухчастичные распределения имеют два вклада:

$$\frac{d^2 N}{dy_i dy_j} = \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}} dM_F \cdot F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} +$$

\* Значение параметра  $b$  было определено по величине  $R(0,0)$  для  $\pi^+ \pi^-$ -пар /см. формулу /14//.

$$+ \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\eta_2 \int_{M_0}^{\infty} dM_1 \int_{M_0}^{\infty} dM_2 F(\eta_1, M_1) \times \\ \times F(\eta_2, M_2) \cdot \frac{dn(\eta_1)}{dy_i} \cdot \frac{dn(\eta_2)}{dy_j}. /13/$$

Первый член описывает пары частиц, рождающихся при распаде одного и того же фэйрбола, второй член - от разных. Нижний предел интегрирования  $M_{ij}$  в первом члене зависит от типа рассматриваемой пары частиц. Мы полагаем, что пары  $\pi^+ \pi^-$  и  $\pi^\pm \pi^0$  могут образоваться от распада любого фэйрбола с  $M > M_0$ . Пары  $\pi^+ \pi^+$  и  $\pi^- \pi^-$  из-за сохранения заряда и изоспина рождаются совместно с тремя или четырьмя другими частицами, следовательно, в среднем для  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пар источником служат существенно более тяжелые кластеры, чем для пар  $\pi^+ \pi^-$  или  $\pi^\pm \pi^0$ , и мы полагаем  $M_{++} = M_{--} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ . В соответствии с этим из /11/ следует, что вероятность найти  $\pi^+ \pi^+$ - и  $\pi^- \pi^-$ -пары меньше, чем  $\pi^+ \pi^-$ - и  $\pi^\pm \pi^0$ -пары.

Благодаря факторизации второго члена в /13/, поведение корреляционной функции /1/ определяется в основном первым членом из /13/:

$$R(y_i, y_j) = \frac{1}{g_i^2 g_j B^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{M_{ij}}^{\infty} dM_F F(\eta, M_F) \frac{d^2 n(\eta)}{dy_i dy_j} = \\ = \frac{\exp(-\frac{|y_i - y_j|}{a}) (1 + \frac{|y_i - y_j|}{a})}{B g_i g_j \langle M_F \rangle 4a} J_{ij}(b); /14/$$

$$J_{ij}(b) = \int_{M_{ij}}^{\infty} dM \frac{\langle M_F \rangle}{B} F(\eta, M) g_i M (g_j M - 1).$$

Функция /14/ имеет типичное поведение корреляций ближнего порядка, что следует из распадных свойств кластеров.

Таким образом, ближние корреляции возникают не только при асимптотических энергиях, они сопутствуют установлению процесса образования кластеров, что происходит, как мы знаем, при энергиях значительно ниже асимптотического редже-предела.

Средние значения  $\langle M_F \rangle = M_0 + \frac{2}{b}$  для кластеров, распадающихся на 4÷5 частей, достаточно малы, так что многие кластеры, возможно, есть резонансы, известные по таблицам Розенфельда.

В добавление к /14/  $R(y_i, y_j)$  имеет вклад дальнего действующего характера от дифракционной компоненты /19/ и от суперпозиции дифракционной и ближней компонент в двухкомпонентной модели /20/. В результате такой суперпозиции  $R(y_i, y_j)$  в центральной области ( $y_i \approx y_j \approx 0$ ), по нашим оценкам, увеличивается на  $\approx 0,2$ .

В табл. 4 приводятся численные значения R-функции, следующие из /14/, с учетом наличия дальнедействующей компоненты. Расчеты хорошо согласуются с данными NAL и ISR /табл. 1/ и результатами, полученными при 40 ГэВ/с /табл. 2/.

Корреляции поперечных импульсов и мультипериферическая кластерная модель. Распределение по углу  $\phi$  между поперечными импульсами пары вторичных частиц обычно характеризуют коэффициентом асимметрии  $A/2$  или параметром  $B$ :

$$\frac{dN}{d\phi} \approx 1 + B \cos \phi. \quad /15/$$

В работах /21/ рассматривались распределения по  $\phi$  для произвольных пар заряженных частиц. В экспериментах на ISR изучалась зависимость  $A$  от разности быстрот для заряженных частиц /3/ и для пар заряд  $-\gamma$  -квант /4/. В разделе 2 /см.табл. 3, рис. 3/ были приведены распределения по  $\phi$  для  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^-\pi^-$  и  $\pi^+\pi^+$ -пар в  $\pi$ -р-взаимодействиях при  $P = 40$  ГэВ/с /6/. Неожиданной и трудно интерпретируемой чертой работ на ISR /3,4/ является следующая: не обнаружена зависимость пара-

Таблица 4. Вычисленные значения  $R(0,0)$

Тип пар	Вклад дальних корреляций	Вклад ближних корреляций	Сумма
$\pi^+\pi^+$	0,2	0,32	0,52
$\pi^+\pi^-$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^+$	0,2	0,4	0,6
$\pi^-\pi^-$	0,2	0,1	0,3

метра асимметрии от разности быстрот частиц, тогда как те же эксперименты обнаруживают сильные ближние корреляции по продольной скорости. Этот факт противоречит предсказаниям известных моделей с ближними корреляциями, таких как МРМ и МКМ. Только модели типа модели некоррелированных струй предсказывают корреляции поперечных импульсов, сходные с наблюдаемыми на ISR <sup>3,4/</sup>, но эти модели не способны объяснить ближние корреляции по скорости.

Нам кажется, что, возможно, рано делать выводы из результатов работ, выполненных на ISR, которые находятся в противоречии с данными, полученными при 102 ГэВ/с <sup>5b/</sup>. Требуется более детальное изучение зависимости азимутальных корреляций от скорости, особенно для малых разностей скоростей. Очевидно, что так же, как и по скорости, по азимуту должны существовать дальние корреляции, они и были найдены на ISR.

Кинематические корреляции по азимутальному углу, обусловленные распадом фajerболов, были проанализированы Лемке и Ранфтом <sup>22/</sup>. Найдено, что асимметрия такого происхождения обратно пропорциональна массе фajerбола, или, что то же, числу его фрагментов:

$$A \approx \frac{1}{M_F} \approx \frac{1}{n} \quad /16/$$

Сходный результат получается при учете динамики распада цепочки фajerбола <sup>23/</sup>.

Мы пока не рассматриваем дальние корреляции между продуктами распада различных фajerболов. Из нашего анализа корреляций по скорости следует, что  $\pi^+\pi^-$ -пары рождаются в результате распада фajerболов со средней массой  $\langle M_{+-} \rangle \approx M_0 + \frac{2}{b} \approx 2$ , а пары  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -фajerболов с массой

$$\langle M_{++} \rangle \approx \langle M_{--} \rangle \approx M_{+-} + \frac{2}{b} \approx 3,5.$$

Мы ожидаем, следовательно, что асимметрия для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар примерно в два раза меньше, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар:

$$A_{\pi^+\pi^+} \approx A_{\pi^-\pi^-} \approx \frac{\langle M_{+-} \rangle}{\langle M_{++} \rangle} A_{\pi^+\pi^-} \approx \frac{1}{2} A_{\pi^+\pi^-} \quad /17/$$

Приводимые данные при 40 ГэВ/с /табл. 3/ в первом приближении согласуются с /17/.

#### 4. Заключение

Центральные значения двухчастичной корреляционной функции  $R(0,0)$  при  $P = 40$  ГэВ/с находятся в хорошем согласии с данными NAL и ISR.

Наблюдаемые корреляции по скорости достаточно хорошо описываются /качественно и количественно/ с помощью МРМ и МКМ. Эти модели дают различные предсказания относительно ближних корреляций для  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -пар: в МРМ эти корреляции отсутствуют, а в МКМ они слабее, чем для  $\pi^+\pi^-$ -пар, но не равны нулю. Экспериментальные ошибки пока слишком велики, чтобы сделать окончательный вывод, но при  $P = 40$  ГэВ компонента ближнего типа в  $\pi^+\pi^+$ -и  $\pi^-\pi^-$ -корреляциях, по-видимому, присутствует. Кроме того, применение МКМ при низких /40 ГэВ/ энергиях /в отличие от МРМ/ вполне последовательно, поэтому анализ экспериментальных данных по этой модели представляется более убедительным. МКМ качественно хорошо согласуется с данными по азимутальным корреляциям. Однако требуется детальное экспериментальное исследование зависимости азимутальных корреляций от разности скоростей двух частиц.

#### Литература

1. A.H.Mueller. Phys.Rev., D2, 2963 (1970).
2. G.Ranft, J.Ranft. Nucl.Phys., B53, 217 (1973);  
A.Bassetto, G.Ranft, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7309 (1973);  
G.Ranft, J.Ranft. Phys.Lett., B45, 43 (1973).
3. R.S.Amendolia et al. CERN preprint (1973).
4. H.Dibon et al. Phys.Lett., B44, 313 (1973).
- 5a. R.Singer et al. ANL/HEP, 7368 (1973).
- 5b. C.Bromberg et al. UMBC 73-19 (1973).
6. Алма-Ата - Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой - Москва - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-

Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7543,  
Дубна, 1973 /направлено в Nucl.Phys. /.

- 7а. J.R.Freeman, C.Quigg. CERN/TH 1701 (1973).
- 7б. R.F.Amann, K.Geer. Lett. Nuovo Cim., 8, 417 (1973).
- 7с. S.S.Pinsky, G.H.Thomas. ANL/HEP, 7345 (1973).
8. R.C.Brower et al. Phys.Rev., D7, 2080 (1973).  
R.C.Brower et al. SLAC Pub., 1153 (1973).
9. T.Ferbel. Phys.Rev.Lett., 29, 448 (1972).
10. H.Meyer, W.Struczinski. DESY 72/40 (1972).
11. H.M.Chan et al. Phys.Lett., B40, 406 (1972).
- 12а. L.Caneschi. CERN-TH, 1704 (1973).
- 12б. R.Blutner. Leipzig preprint KMU-HEP, 7310 (1973).
13. Бухарест - Будапешт - Краков - Дубна - Ханой -  
Серпухов - София - Ташкент - Тбилиси - Улан-  
Батор - Варшава. Сотрудничество. ОИЯИ, P1-7103,  
Дубна, 1973; ЯФ, 18, 545 /1973/.
14. R.Hagedorn. Nuovo Cim. Suppl., 3, 145 (1965);  
S.Frautschi. Phys.Rev., D3, 2811 (1971);  
E.M.Ilgensfritz, J.Kripfganz. Nucl.Phys., B56, 241 (1973).
15. A.Bialas et al. Cracow preprint (1973).
16. W.Schmidt-Parzefall. CERN preprint (1973).
- 17а. F.Hayot, A.Morel. Saclay Preprint D-Ph/T/73/58 (1973).
- 17б. S.Pokorski, L. Van Hove. CERN-TH 1772 (1973).
18. A.Bassetto et al. Nuovo Cim. Lett., 5, 841 (1972);  
J.Kripfganz et al. Nucl.Phys., B56, 205 (1973).
19. J.Ranft, G.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7304 (1973).
20. K.Wilson. Cornell Univ. preprint (1970);  
A.Bialas et al. Nucl.Phys., B48, 237 (1972);  
L. Van Hove. Phys.Lett., B43, 65 (1973);  
K.Fialkowski, H.Miettinen. Phys.Lett., B43, 61 (1973);  
H.Harari, E.Rabinovici. Phys.Lett., B43, 49 (1973).
21. J.H.Friedman et al. Phys.Rev.Lett., 28, 191 (1972);  
S.Stone et al. Rochester Univ. preprint UR-805-349 (1972);  
M.C.Foster et al. Stony Brook preprint (1972).
22. E.H.Lemke, J.Ranft. Leipzig preprint KMU-HEP-7301 (1973).
23. J.Kripfganz, E.H.Lemke. Leipzig preprint (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
8 апреля 1974 года.