

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



C-125

24/II-75  
1 - 8385

620/2-75

М.Сабэу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,  
Г.Ранфт, Й.Ранфт

АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В МОДЕЛИ  
НЕЗАВИСИМО РОЖДАЮЩИХСЯ КЛАСТЕРОВ

**1974**

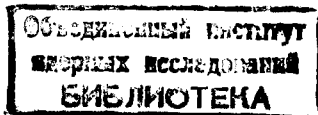
**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

1 - 8385

М.Сабэу, А.Н.Соломин, Н.Г.Фадеев,  
Г.Ранфт,\* Й.Ранфт\*

АЗИМУТАЛЬНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В МОДЕЛИ  
НЕЗАВИСИМО РОЖДАЮЩИХСЯ КЛАСТЕРОВ

*Направлено в ЯФ*



---

\* Университет им. Карла Маркса, Лейпциг

### §1. Введение

В работах, приведенных в обзоре <sup>/1/</sup>, азимутальные двухчастичные корреляции были предметом исследования при низких и средних энергиях. Недавно появились экспериментальные данные по азимутальным корреляциям при высоких энергиях: 40 <sup>/2-4/</sup>, 102 <sup>/5,6/</sup>, 205 <sup>/6/</sup> ГэВ/с и энергиях ISR <sup>/5с/</sup>. Результаты этих исследований обычно приводятся в виде инклюзивных и полуинклюзивных распределений по азимутальному углу  $\phi$  между поперечными составляющими импульсов двух частиц:

$$\cos \phi = \frac{(\bar{P}_{1\perp} \cdot \bar{P}_{2\perp})}{|\bar{P}_{1\perp}| \cdot |\bar{P}_{2\perp}|},$$

а также в виде зависимости коэффициента асимметрии  $B$  от различных переменных /разности быстрот  $\Delta y$  двух частиц, поперечных импульсов частиц  $P_{\perp 1}, P_{\perp 2}$  и др./:

$$B = \frac{N(\phi > \frac{\pi}{2}) - N(\phi < \frac{\pi}{2})}{N_{\text{tot}}} = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi - \int_0^{\pi/2} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi}{\int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\phi} d\phi},$$

где  $N(\phi \geq \frac{\pi}{2})$  - число пар частиц, имеющих угол  $\phi \geq \frac{\pi}{2}$ ,  $N_{\text{tot}}$  - полное число пар исследуемых частиц,  $d\sigma/d\phi$  - дифференциальное сечение инклюзивных реакций.

При высоких энергиях зависимость коэффициента  $B$  от  $\Delta y$  обнаруживает две характерные особенности:

1. При больших разностях быстрот ( $\Delta y \geq 1,5$ ) параметр слабо меняется /в пределах 5-8%/ с изменением  $\Delta y$  независимо от зарядовой комбинации пары частиц. Этот эффект дальних корреляций (long range correlations) изучен в рамках кластерной модели и обуславливается в основном законами сохранения энергии-импульса.

2. При малых значениях быстрот ( $|\Delta y| < 1$ ) наблюдается эффект ближних корреляций (short range correlations), зависящий от зарядовой комбинации пары частиц. Для нетождественных пар частиц коэффициент  $B$  при  $|\Delta y| \approx 0$  значительно больше, чем для тождественных:  $B^{+-}(\Delta y \sim 0) \approx 0,10$ ,  $B^{\pm\pm}(\Delta y \sim 0) \approx 0,02$ <sup>/6/</sup>. Указание на аналогичный эффект получено также при энергиях FNAL<sup>/6/</sup> и ISR<sup>/8/</sup>.

При фиксированной множественности ( $n$ ) азимутальные распределения можно записать из кинематических соображений в виде<sup>/9/</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = 1 - \frac{\pi}{2} B \cos\phi, \quad /1.1/$$

где

$$B = \frac{1}{n-1}, \quad /1.2/$$

т.е.  $B$  не зависит от быстрот рассматриваемых частиц. Однако наличие ближних корреляций между частицами приводит к тому, что простое поведение вида  $(1 - \text{const} \cos\phi)$  не выполняется для малых  $\Delta y$ .

В настоящее время экспериментальное изучение азимутальных корреляций имеет важное значение, например, для усовершенствования мультиреджонной модели с целью исследования природы полюса Померанчука.

Вычисления, выполненные для частиц из области пионизации в предположении, что померон является простым полюсом, приводят к зависимости  $d\sigma/d\phi$  в форме  $(1 - \text{const}/s \cos\phi)$ <sup>/10/</sup>. Обнаружение отклонения экспериментального распределения от предлагаемой формы явилось бы указанием на более сложную природу полюса Померанчука.

Предсказания для области фрагментации, основанные на доминирующей роли полюса Померанчука, приводят к отсутствию зависимости от угла  $\phi$  двухчастичных распределений<sup>/11/</sup>. Зависимость сложного характера появляется, если предполагать, что померон не является простым полюсом.

Данные экспериментов показывают, что для  $|\Delta y| \geq 2$  /т.е. по крайней мере одна из частиц находится вне центральной области/ имеет место зависимость от угла  $\phi$  в виде /1.1/. Другая особенность азимутальных корреляций, отмеченная выше, может служить вторым аргументом в пользу более сложной природы полюса Померанчука.

В разделе 2 приводятся данные по инклюзивным и полуинклюзивным азимутальным корреляциям в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с. Исследование зависимости коэффициента  $B$  для тождественных и нетождественных частиц в области  $|\Delta y| \sim 0$  приводится в разделе 3. Расчеты выполнены на основе кластерной модели с учетом тождественности  $\pi$ -мезонов. В 4-ом разделе на основе модели независимых кластеров (independent cluster model) получена зависимость коэффициента асимметрии от разности быстрот исследуемых частиц. Сравнение экспериментальных данных и теоретических предсказаний изложено в 5 разделе.

## 2. Азимутальные корреляции в $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с

Экспериментальные данные основываются на анализе ~6000 неупругих  $\pi^-p$  взаимодействий, зарегистрированных в двухметровой пропановой пузырьковой камере, облученной в пучке  $\pi^-$ -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с. Работы по методической части эксперимента были опубликованы ранее<sup>/2,12/</sup>.

В настоящей работе представлены данные по азимутальным распределениям в двухчастичных инклюзивных и полуинклюзивных реакциях:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^+ + \dots$$

$$\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- + \dots,$$

а также зависимость коэффициента асимметрии  $B$  от разности быстрот  $\Delta y$  частиц в этих реакциях.

На рис. 1 приводятся распределения  $dN/d\phi = \frac{1}{\pi\sigma} d\sigma/d\phi$  в зависимости от угла  $\phi$  для тождественных и нетождественных пар  $\pi$ -мезонов в реакциях с разной множественностью  $n$ .

Как отмечалось в [4,12], при малых углах  $\phi$  наблюдается разница в поведении распределений  $dN/d\phi$  для  $\pi^+ \pi^+$  и  $\pi^+ \pi^-$ -пар. Чтобы подчеркнуть этот эффект, распределения для тождественных пар /см. рис. 1-2/ были нормированы на соответствующие распределения для  $\pi^+ \pi^-$  пар в интервале  $\frac{\pi}{2} \leq \phi \leq \pi$ . Эта разница в поведении  $dN/d\phi$  сохраняется, если исключить из рассмотрения события с малой множественностью /где вклад дифракционной компоненты велик/, и имеет место в полуинклюзивных реакциях  $n \geq 6$ .

Данные, представленные на рис. 2 для тех же множественностей, показывают, что разное поведение  $dN/d\phi$  обусловлено парами  $\pi$ -мезонов, имеющих близкие значения быстрот ( $|\Delta y| \leq 0.4$ ). Для частиц с большой разностью быстрот ( $|\Delta y| \geq 1.6$ )  $dN/d\phi$  имеет одинаковое поведение, не зависящее от зарядовой комбинации пары и при любых множественностях  $n$ .

На рис. 3 и в табл. 1 приводится зависимость коэффициента асимметрии  $B$  от разности быстрот  $\Delta y$  тождественных и нетождественных частиц. Из этих данных видно, что параметр  $B$  при малых значениях  $\Delta y$  значительно больше для  $\pi^+ \pi^-$ -пар частиц, чем для  $\pi^+ \pi^+$ , а для больших разностей быстрот величина  $B$  в пределах ошибок не зависит от зарядовой комбинации пары и слабо зависит от разности быстрот  $\Delta y$ .

На рис. 2 и 3 для полуинклюзивных реакций приводятся данные только для  $n=6,8$ , где статистические ошибки еще позволяют наблюдать эффект.

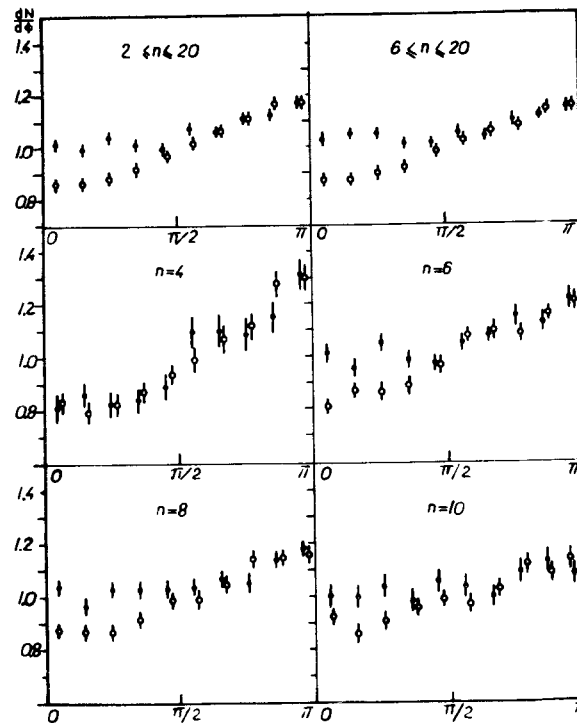


Рис. 1. Распределения  $dN/d\phi$  в зависимости от азимутального угла  $\phi$  для тождественных и нетождественных пар  $\pi$ -мезонов в  $\pi^-p$ -реакциях с разной множественностью при энергии 40 ГэВ/с. /На рис. 1-3 введены обозначения:  $\bullet$  - для тождественных,  $\circ$  - для нетождественных пар заряженных пионов/.

Таким образом, экспериментальные данные по азимутальным корреляциям между пионами в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с обнаруживают эффекты как близких, так и дальних корреляций, которые наблюдались и в других экспериментах при энергиях FNAL и ISR.

В заключение этого раздела следует отметить, что при сравнении данных по корреляциям в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с с мультипериферической кластерной моделью в работах [4,12] расчетные кривые не учитывали эффекта тождественности частиц,

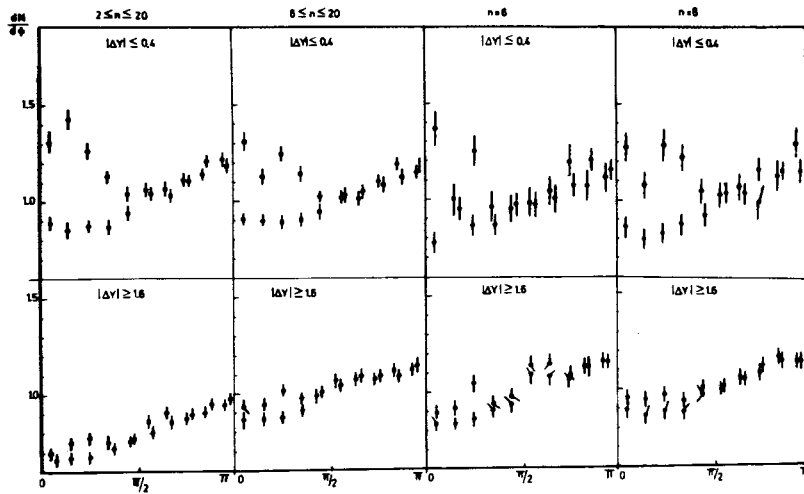


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для двух значений разности быстрой:  $|\Delta y| \leq 0,4$   $|\Delta y| \geq 1,6$ .

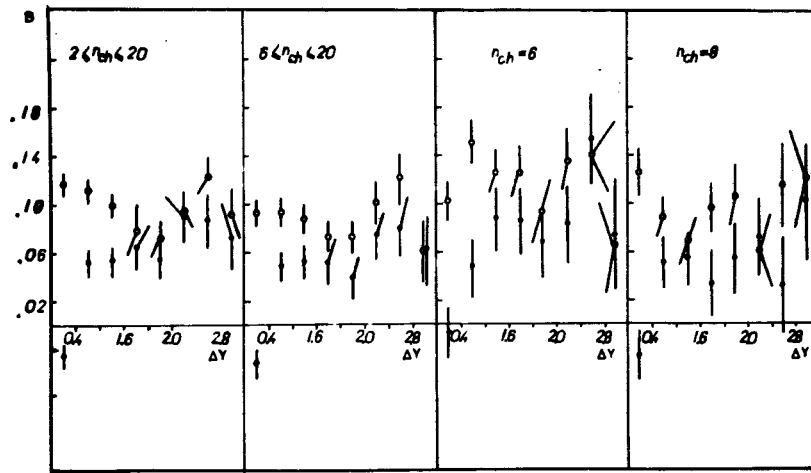


Рис. 3. Зависимость коэффициента асимметрии  $B$  от разности быстрой  $|\Delta y|$  тождественных и нетождественных пар  $\pi$ -мезонов в  $\pi$ - $p$ -реакциях с разной множественностью при энергии 40 ГэВ/с.

что, возможно, явилось причиной неудовлетворительного описания азимутальных корреляций в области малых углов  $\phi$  /в то время как двухчастичные корреляции по быстрой частицы показали качественное согласие с основными положениями этой модели/.

### 3. Азимутальные корреляции между тождественными и нетождественными частицами, рождающимися из одного кластера

В статистической бутстрап-модели коэффициент асимметрии определяется числом частиц  $\nu$ , на которое распадается кластер <sup>/13/</sup>:

$$B_{IF} = \frac{1}{\nu - 1}. \quad /3.1/$$

Этот результат, полученный с применением распределения Больцмана, не учитывает тождественности частиц. Используя статистический подход Хагедорна и Ранфта <sup>/14/</sup>, который они применили для получения одночастичных спектров, можно получить двухчастичные распределения и выражение для коэффициента асимметрии  $B$  с учетом тождественности частиц.

Согласно <sup>/14/</sup>, вероятность  $W(\nu_{ik} = n)$  обнаружить  $\nu_{ik} = n$  частиц сорта  $k$  с импульсами  $\vec{P}_i$  есть \*:

$$W(\nu_{ik} = n) = \frac{z(\nu_{ik} = n)}{Z}, \quad /3.2/$$

где  $Z$  - полная функция состояния системы:

$$Z = \sum_{\nu_{ik}} \prod_{ik} x_{ik}^{\nu_{ik}}, \quad x_{ik} = \exp\left[-\frac{1}{T} \sqrt{\vec{P}_i^2 + m_k^2}\right].$$

\* Здесь используются определения и обозначения, принятые в <sup>/14/</sup> /приложение 1/.

Функция состояния  $Z$  может быть представлена в виде:

$$Z = \prod_{i,k} z_{ik} = \prod_k \left( \prod_i z_{ik} \right) \equiv \prod_k z_k, \quad /3.4/$$

где

$$z_{ik} = \sum_{\nu} x_{ik}^{\nu} = \frac{1}{1-x_{ik}} \quad /3.5/$$

формально можно считать функцией состояния газа, состоящего из неопределенного числа Бозе-частиц одного сорта  $k$  и одинаковыми импульсами  $\bar{P}_i$ , и

$$z_k = \prod_a z_{ak} \equiv z_{ik} \prod_a \frac{z_{ak}}{z_{ik}}, \quad /3.6/$$

т.е. функция состояния системы, состоящей из одного сорта ( $k$ ) частиц.  $z(\nu_{ik}=n)$  - функция состояния  $Z$ , вычисленная для случая  $\nu_{ik}=n$ . Она может быть получена из  $z_k(\nu_{ik}=n)$ , при условии, что  $z_{ik} = \sum_{\nu_{ik}} x_{ik}^{\nu_{ik}}$  для  $\nu_{ik}=n$  есть просто  $x_{ik}^n$ , поэтому

$$z_k(\nu_{ik}=n) = x_{ik}^n \frac{z_k}{z_{ik}}. \quad /3.7/$$

Также в тождестве  $Z \equiv z_k \left( \frac{Z}{z_k} \right)$ , заменив множитель  $z_k$  на  $z_k(\nu_{ik}=n)$  из /3.7/, получим:

$$z(\nu_{ik}=n) = \frac{x_{ik}^n}{z_{ik}} Z. \quad /3.8/$$

Вероятность  $W(\nu_{ik}=n)$ , определяемая уравнением /3.2/, может быть теперь записана в виде

$$W(\nu_{ik}=n) = \frac{x_{ik}^n}{z_{ik}}. \quad /3.9/$$

Аналогично, вероятность иметь  $\nu_{j\ell}$  частиц сорта  $\ell$  с импульсами  $\bar{P}_j$  определяется выражением:

$$W(\nu_{j\ell}=m) = \frac{z(\nu_{j\ell}=m)}{Z}. \quad /3.10/$$

Вероятность  $W(\nu_{ik}=n, \nu_{j\ell}=m)$  обнаружить  $n$  частиц сорта  $k$  с импульсами  $\bar{P}_i$  и  $m$  частиц сорта  $\ell$  с импульсами  $\bar{P}_j$ , есть:

$$W(\nu_{ik}=n, \nu_{j\ell}=m) = \frac{z(\nu_{ik}=n, \nu_{j\ell}=m)}{Z}. \quad /3.11/$$

Так же как и /3.8/, функция состояния в этом случае может быть представлена в виде:

$$z(\nu_{ik}=n, \nu_{j\ell}=m) = \frac{x_{ik}^n x_{j\ell}^m}{z_{ik} z_{j\ell}} Z, \quad /3.12/$$

поэтому для вероятности /3.11/ получается следующее выражение:

$$W(\nu_{ik}=n, \nu_{j\ell}=m) = \frac{z_{ik}^n x_{j\ell}^m}{z_{ik} z_{j\ell}}. \quad /3.13/$$

Двухчастичное импульсное распределение для нетождественных пар частиц получается путем усреднения произведения  $\nu_{ik} \cdot \nu_{j\ell}$ :

$$\langle \nu_{ik} \nu_{j\ell} \rangle = \sum_{n,m} nm W(\nu_{ik}=n, \nu_{j\ell}=m) = \frac{x_{ik}}{1-x_{ik}} \frac{x_{j\ell}}{1-x_{j\ell}}. \quad /3.14/$$

Для тождественных пар частиц, имеющих одинаковый импульс  $\bar{P}_i$  ( $\nu_{ik} = \nu_{j\ell} = n$ ), импульсное распределение можно записать в виде:

$$\langle \nu_{ik} (\nu_{ik} - 1) \rangle = \sum_n n(n-1) W(\nu_{ik} = n). \quad /3.15/$$

С учетом /3.9/ и /3.11/ в результате суммирования /3.15/ получается:

$$\langle \nu_{ik} (\nu_{ik} - 1) \rangle = \frac{1}{z_{ik}^n} \sum_n n(n-1) x_{ik}^n = \frac{2x_{ik}^2}{(1-x_{ik})^2}. \quad /3.16/$$

Таким образом, совместное импульсное распределение для тождественных пар частиц содержит фактор 2 в числителе, если обе частицы имеют одинаковый импульс и, в частности, азимутальный угол между поперечными составляющими импульсов  $\phi = 0$ . Коэффициент асимметрии, возникающей из тождественности частиц, принято обозначать  $B^s$  /15/.

Поскольку более удобно работать с непрерывными распределениями, то множитель 2 в /3.16/ можно заменить функцией вида:

$$f = 1 + \exp \left[ - \frac{1}{2(\Delta p)^2} (\bar{p}_1 - \bar{p}_2)^2 \right], \quad /3.17/$$

которая для пар частиц с одинаковыми импульсами воспроизводит фактор 2. Численное значение константы  $\Delta p$  в /3.17/ можно оценить из соотношения неопределенности:  $\Delta p \approx 200 \text{ МэВ/с}$  при  $\Delta x \approx 1/m_\pi / m_\pi$  - масса пиона/.

Вводя сферические координаты, двухчастичное распределение /3.16/ можно представить в виде ( $|\bar{p}_i| = p_i$ ):

$$I^s = \int \exp \left[ - \frac{1}{T} (\sqrt{p_1^2 + m_1^2} + \sqrt{p_2^2 + m_2^2}) \right] (1 + \exp \left[ - \frac{1}{2(\Delta p)^2} \times \right. \quad /3.18/$$

$$\left. \times \{ (p_1 \sin \theta_1 - p_2 \sin \theta_2 \cos \phi)^2 + p_2^2 \sin^2 \theta_2 \sin^2 \phi + (p_1 \cos \theta_1 - p_2 \cos \theta_2)^2 \} \right] \times$$

$$\times p_1^2 dp_1 p_2^2 dp_2 d\cos \theta_1 d\cos \theta_2 d\phi \frac{1}{(1 - \exp \left[ - \frac{1}{T} \sqrt{p_1^2 + m_1^2} \right]) (1 - \exp \left[ - \frac{1}{T} \sqrt{p_2^2 + m_2^2} \right])}.$$

Здесь рассматривается зависимость /3.18/ только от угла  $\phi$ . Грубая оценка /3.18/ в предположении:  $\theta_1 = \theta_2 = \frac{\pi}{2}$ ,  $|\bar{p}_1| = |\bar{p}_2| = 0,4 \text{ ГэВ/с}$ ,  $E_1 = E_2 = 0,4 \text{ ГэВ}$ ,  $dp_i = 0,2 \text{ ГэВ/с}$ , если пренебречь вкладом знаменателя, показывает, что  $I^s$  может быть аппроксимирована выражением вида:

$$I^s \sim 1 + e^{-4(1 - \cos \phi)}. \quad /3.19/$$

Кроме  $B^s$ , полный коэффициент асимметрии определяется также асимметрией  $B_{1F}^{(k)}$  /3.1/, возникающей из кинематики распада кластера. Для так называемых средних файерболов, введенных в /16/, величина  $B_{1F}^{(k)}$  оценивается

$$B_{1F}^{(k)} = \left\langle \frac{1}{\nu - 1} \right\rangle = 0.131. \quad /3.20/$$

Таким образом, распределение по азимутальному углу  $\phi$  для частиц от распада одного файрбола можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = 1 - \frac{\pi}{2} B_{1F}^{(k)} \cos \phi \quad \text{для нетождественных частиц,} \quad /3.21/$$

$$\frac{d\sigma}{d\phi} = (1 - \frac{\pi}{2} B_{1F}^{(k)} \cos \phi) I^s \quad \text{для тождественных частиц.}$$

На рис. 4 приведены распределения по углу  $\phi$ , вычисленные по формулам /3.21/. Несмотря на грубую оценку выражения /3.18/, разница в поведении  $d\sigma/d\phi$  при  $\phi \sim 0$  остается значительной для тождественных и нетождественных пар частиц. Аналогичное поведение наблюдается и в экспериментальных распределениях  $dN/d\phi$  /см. рис. 2/ при условии  $|\Delta y| \leq 0.4$  /это



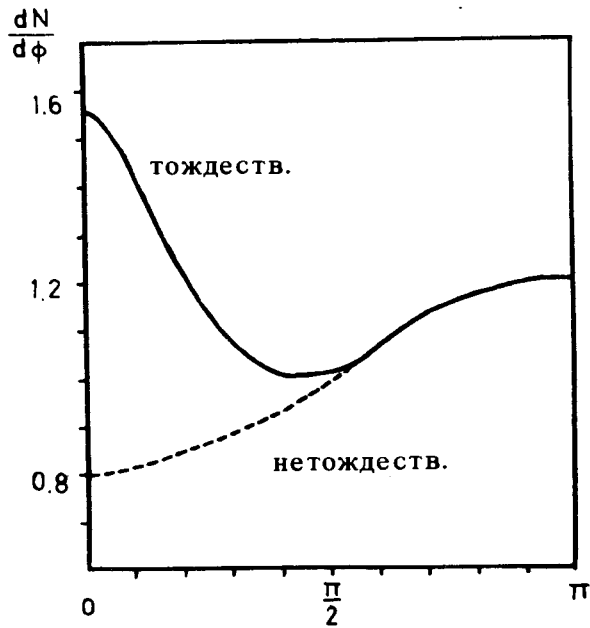


Рис. 4. Распределения  $dN/d\phi$  в зависимости от угла  $\phi$  для тождественных и нетождественных пар  $\pi$ -мезонов, рождающихся из одного фибрбола /расчетные кривые/.

условие означает, что частицы рождаются преимущественно из одного фибрбола/.

Оценка коэффициента асимметрии из выражения /3.21/ дает следующее:

$$B_{1F} \approx 0,154 \quad \text{для нетождественных частиц} \quad /3.22/$$

$$B_{1F} \approx -0,062 \quad \text{для тождественных частиц.}$$

Соответствующие экспериментальные значения для  $|\Delta y| \leq 0.4$ :

$$B^{+-} = 0,107 \pm 0,03$$

$$B^{--} = -0,053 \pm 0,04.$$

Приведенные теоретические и экспериментальные результаты и их сравнение указывают на возможную интерпретацию экспериментальных данных с точки зрения эффекта тождественности частиц.

#### 4. Азимутальные корреляции в модели независимо рождающихся кластеров

Для вычисления азимутальных корреляций в инклюзивных реакциях можно воспользоваться подходом, разработанным в /16/ для полуинклюзивных реакций.

Распределение по азимутальному углу для реакций, в которых рождаются  $n$  заряженных частиц, записывается для тождественных пар, например,  $\pi^-\pi^-$ , в виде:

$$\begin{aligned} \rho_{2\pi^-}^{(n)}(\phi, y_1, y_2, s) &= 2\pi \frac{1}{n-1} \tilde{Q}_2^{av}(y_1, y_2, s) \frac{\langle \nu_-(\nu_- - 1) \rangle_n}{\langle \nu_- \rangle_n} \times \\ &\times \left(1 - \frac{\pi}{2} B_{1F}^{(n)} \cos \phi\right) + 2\pi \tilde{Q}_1^{av}(y_1, s) \tilde{Q}_1^{av}(y_2, s) \times \\ &\times \left[1 - \frac{1}{n-1} \frac{\langle \nu_-(\nu_- - 1) \rangle_n}{\langle \nu_- \rangle_n}\right] \left(1 - \frac{\pi}{2} B_{2F}^{(n)} \cos \phi\right), \quad /4.1/ \end{aligned}$$

для нетождественных частиц  $\pi^+\pi^-$ :

$$\begin{aligned} \rho_{2\pi^+\pi^-}^{(n)}(\phi, y_+, y_-, s) &= 2\pi \frac{1}{n_-} \tilde{Q}_2^{av}(y_+, y_-, s) \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle_n}{\langle \nu_- \rangle_n} \times \\ &\times \left(1 - \frac{\pi}{2} B_{1F}^{(n)} \cos \phi\right) + 2\pi \tilde{Q}_1^{av}(y_+, s) \tilde{Q}_1^{av}(y_-, s) \left[1 - \frac{1}{n_-} \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle_n}{\langle \nu_- \rangle_n}\right] \times \\ &\times \left(1 - \frac{\pi}{2} B_{2F}^{(n)} \cos \phi\right), \quad /4.2/ \end{aligned}$$

где  $\nu, \nu_+, \nu_-$  - число заряженных положительных и отрицательных частиц из распада одного фибрбола;  $n, n_+, n_-$  - число заряженных положительных и отрицательных частиц в реакции;  $\langle \nu \rangle_n$  - среднее число частиц, на которые распадается фибрбол в  $n$ -частичной реакции;  $\tilde{Q}_1^{av}(y, s)$ ,  $\tilde{Q}_2^{av}(y_1, y_2, s)$  - одно- и двухчастичные распределения по быстротам частиц, испущенных из одного среднего фибрбола /16/.

Для получения выражения для коэффициента асимметрии в инклюзивных реакциях необходимо произвести усреднение по всем  $n$ . В результате усреднения получается:

для тождественных частиц

$$\begin{aligned} \langle B_{--}^{(n)}(y_1, y_2, s) \rangle = & \\ = & \left[ \frac{1}{\langle n_- - 1 \rangle} \tilde{Q}_2^{av}(y_1, y_2, s) \frac{\langle \nu_- (\nu_- - 1) \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \langle B_{1F}^{like} \rangle + \right. \\ & \left. + \tilde{Q}_1^{av}(y_1, s) \tilde{Q}_1^{av}(y_2, s) \left( 1 - \frac{1}{\langle n_- - 1 \rangle} \frac{\langle \nu_- (\nu_- - 1) \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \right) \langle B_{2F} \rangle \right] \times \\ & \times \left[ \tilde{Q}_1^{av}(y_1, s) \tilde{Q}_1^{av}(y_2, s) \left( 1 - \frac{1}{\langle n_- - 1 \rangle} \frac{\langle \nu_- (\nu_- - 1) \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\langle n_- - 1 \rangle} \tilde{Q}_2^{av}(y_1, y_2, s) \frac{\langle \nu_- (\nu_- - 1) \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \right]^{-1} \end{aligned} \quad /4.3/$$

для нетождественных частиц:

$$\begin{aligned} \langle B_{+-}^{(n)}(y_+, y_-, s) \rangle = & \\ = & \left[ \frac{1}{\langle n_- \rangle} \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \tilde{Q}_2^{av}(y_+, y_-, s) \langle B_{1F}^{unlike} \rangle + \tilde{Q}_1^{av}(y_+, s) \tilde{Q}_1^{av}(y_-, s) \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \left( 1 - \frac{1}{\langle n_- \rangle} \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \right) \langle B_{2F} \rangle \right] \times \quad /4.4/$$

$$\times \left[ \frac{1}{\langle n_- \rangle} \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \tilde{Q}_2^{av}(y_+, y_-, s) + \tilde{Q}_1^{av}(y_+, s) \tilde{Q}_1^{av}(y_-, s) \left( 1 - \frac{1}{\langle n_- \rangle} \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle}{\langle \nu_- \rangle} \right) \right]^{-1},$$

где  $\langle B_{1F}^{like} \rangle, \langle B_{1F}^{unlike} \rangle$  определяются выражением /3.2/,  $\langle B_{2F} \rangle$  - коэффициент асимметрии для частиц, рождающихся из двух фибрболов.

Предполагая, что  $\langle B_{2F} \rangle$  определяется в основном законами сохранения энергии импульса, будем иметь:

$$\langle B_{2F} \rangle = \frac{1}{\langle n_{tot} - 1 \rangle}, \quad n_{tot} = n_0 + n_+ + n_-.$$

В статистической бутстрап-модели было получено /17/:

$$\langle \nu_- (\nu_- - 1) \rangle - \langle \nu_- \rangle^2 = -0.75 \langle \nu_- \rangle,$$

/4.5/

$$\langle \nu_+ \nu_- \rangle - \langle \nu_+ \rangle \langle \nu_- \rangle = 0.25 \langle \nu_- \rangle.$$

Предполагая, что в среднем фибрбол распадается на 4 частицы, получаем:

$$\frac{\langle \nu_- (\nu_- - 1) \rangle}{\langle \nu_- \rangle} = 0.5, \quad \frac{\langle \nu_+ \nu_- \rangle}{\langle \nu_- \rangle} = 1.45. \quad /4.6/$$

В табл. II собраны все необходимые величины для оценки коэффициента асимметрии по формулам /4.3/ и /4.4/. В таблице III приведены результаты такой оценки для случаев  $y_1 = y_2 = 0$  и  $y_1 = 0, y_2 = 2,5$ . В последнем случае разность быстрот частиц достаточно велика  $|\Delta y| \sim 2,5$ , т.е. вклад частиц от распада одного фибрбола незначителен и значение параметра  $B$  определяется частицами из двух фибрболов, т.е. дальние корреляции / long range correlations / обусловлены в данной модели кинематикой распада фибрбола.

### 5. Заключение

В табл. 1 собраны экспериментальные данные для коэффициента асимметрии  $B$  для тождественных и нетождественных пар  $\pi$ -мезонов при разных энергиях. Данные в табл. 1 для  $pp$ -столкновений при энергиях 102 и 205 ГэВ оценены из рисунков в работах <sup>5,6</sup>. На рис. 5 приведена зависимость параметра  $B$  от разности быстрот при этих энергиях.

Экспериментальные данные при разных энергиях 40, 102 и 205 ГэВ согласуются между собой и указывают на наличие ближних корреляций в распределениях по азимутальному углу ( $\Delta\varphi \sim 0$ ).

Эффект ближних корреляций, как видно из приведенных данных при импульсе 40 ГэВ/с /рис. 1,2/, не зависит в инклюзивных реакциях от вклада событий с малой множественностью /т.е. от вклада дифракционных событий/ и проявляется также в полуинклюзивных реакциях с  $n \geq \frac{40}{2}$ .

$$B = \frac{N(\Phi > 90^\circ) - N(\Phi < 90^\circ)}{N_{\text{total}}}$$

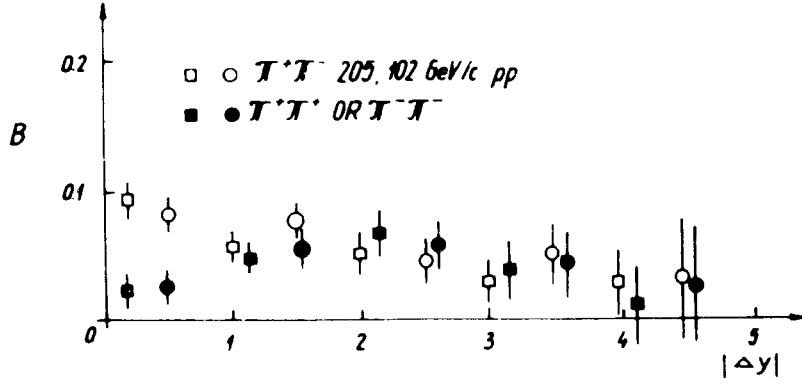


Рис. 5. Зависимость коэффициента асимметрии  $B$  от разности быстрот  $|\Delta y|$  тождественных и нетождественных  $\pi$ -мезонов в инклюзивных  $pp$ -реакциях при энергиях 102 и 205 ГэВ/с.

Таблица 1.  
Экспериментальные значения коэффициента асимметрии в инклюзивных реакциях

Реакция	$P_{\text{лаб.}}$ / ГэВ/с /	$ \Delta y  \leq 0.5$				$ \Delta y  \leq 2$				$ \Delta y  \leq 0.5$				$ \Delta y  \leq 2$			
		$B^{++}$	$B^{+-}$	$B^{-+}$	$B^{--}$	$B^{++}$	$B^{+-}$	$B^{-+}$	$B^{--}$	$B^{++}$	$B^{+-}$	$B^{-+}$	$B^{--}$	$B^{++}$	$B^{+-}$	$B^{-+}$	$B^{--}$
$\Pi \rightarrow P$	40	-0,025	0,117	0,055	0,072	-0,017	0,102	0,059	0,082	$\pm 0,012$	$\pm 0,010$	$\pm 0,017$	$\pm 0,014$	$\pm 0,017$	$\pm 0,015$	$\pm 0,025$	$\pm 0,021$
$PP$	102	0,025	0,083	0,055	0,045	$\pm 0,015$	$\pm 0,01$	$\pm 0,015$	$\pm 0,015$								
$PP$	205	0,03	0,08	0,05	0,05	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$								

Таблица II.  
Значения величин, необходимые для теоретической оценки  
коэффициента асимметрии по формулам /4.5/ и /4.6/

$P_{\text{лаб}} / (ГэВ/c)$	$\langle n_A \rangle$	$\langle n_- \rangle$	$\langle B_{if} \rangle$	$\tilde{q}_1^{av}(0)$	$\tilde{q}_1^{av}(1.5)$	$\tilde{q}_2^{av}(0,0)$	$\tilde{q}_2^{av}(0,1.5)$	$\frac{1}{\langle n_- \rangle}$	$\frac{1}{\langle n_{-1} \rangle}$
40	5.62	1.81	0.135	0.260	0.078	0.108	0.0060	0.553	1.235
100	6.38	2.19	0.117	0.248	0.076	0.105	0.0058	0.457	0.840
200	7.65	2.82	0.095	0.218	0.072	0.100	0.0055	0.355	0.550

Таблица III.  
Теоретические значения коэффициента асимметрии  
в инклюзивных реакциях

$P_{\text{лаб}} / (ГэВ/c)$	$B(0,0)$	$B(0,0)$	$B(0.25)$
40	-0.020	0.181	0.090
100	0.001	0.168	0.078
200	0.008	0.154	0.064

Сравнение экспериментальных значений коэффициента асимметрии при разных энергиях с расчетами по модели независимых кластеров /табл. III, рис. 4/ указывает на их качественное согласие. Это означает, что ближние корреляции в распределениях по азимутальному углу в основном объясняются эффектом тождественности частиц.

Следует отметить, однако, что приведенные теоретические оценки достаточно грубы /в особенности оценка интеграла /3.19// и не претендуют на количественное описание экспериментальных данных. Согласие с данными эксперимента может быть улучшено как с помощью более точной оценки выражения /3.18/, так и изменением свойств кластеров/масса кластера, среднее число частиц из распада кластера и др./.

Дальнейшее изучение азимутальных корреляций в инклюзивных и полунклюзивных реакциях необходимо как для улучшения имеющихся экспериментальных данных, так и для совершенствования теоретических моделей / в частности, для более точного определения параметров кластера/.

Считаем приятной необходимостью выразить свою благодарность В.Г.Гришину и Н.Н.Мельниковой за полезные обсуждения и критические замечания в проведении данной работы.

#### Литература

1. J.Ranft. *Correlations in Multiparticle Production. Karl Marx Univ. Preprint KMU-HEP 7408 (1974). Talk at the Vth International Symposium on Many Particle Hadrodynamics, June 4-10 Leipzig-Eisenach, DDR (1974).*
2. Alma-Ata, Bucharest, Budapest, Dubna, Hanoi, Krakow, Moscow, Sofia, Tashkent, Tbilisi, Ulan-Bator coll. *Nucl.Phys.*, B74, 1 (1974).
3. R.Blutner et al. *Nucl.Phys.*, B78, 333 (1974).
4. M.Sabau. *Contribution to the Vth Int. Symp. on Many Part. Hadrodyn.*, June 4-10 (1974), Leipzig-Eisenach, DDR.
5. C.M.Bromberg et al. *Phys.Rev.*, D9, 1864 (1974).  
b) C.M.Bromberg et al. *Rochester-Michigan preprint UR-485 (1974).*  
c) M.Pratap et al. *Phys.Rev.Lett.*, 33, 797 (1974).  
d) H.Dibon et al. *Phys.Lett.*, B44, 313 (1973).

6. T.Ferbel. *Contribution to the Vth Int. Symp. on Many Part. Hadrodyn.*, June 4-10 (1974), Leipzig-Eisenach, DDR.
7. G.Ranft, J.Ranft. *Nuovo Cim. Lett.*, 10, 485 (1974).
8. H.Albrecht et al. *Observation of Inelastic p p Collisions at the ISR with a Streamer Chamber, CERN preprint (1974), presented at the XVII Int. Conf. on High Energy Physics, London, July 1-10 (1974).*
9. M.C.Foster et al. *Azimuthal Correlations of High Energy Products. Stony Brook preprint (1974).*  
M.Pratap, J.C.Shaw. *Phys.Rev.*, D8, 3839 (1973).  
D.Sivers. *Argonne preprint ANL/HEP 7246 (1972).*
10. A.Bassetto, M.Toller. *Nuovo Cim.Lett.*, 2, 409 (1971).
11. D.Z.Freedman et al. *Phys.Rev.Lett.*, 26, 1197 (1971).
12. Алма-Ата, Будапешт, Бухарест, Дубна, Краков, Москва, София, Ташкент, Тбилиси, Улан-Батор, Ханой - сотрудничество. *Препринт ОИЯИ, Р1-8269, Дубна, 1974.*
13. E.M.Ilgenfritz, J.Kriptganz. *Nucl.Phys.*, B62, 141 (1973).
14. R.Hagedorn, J.Ranft. *Suppl. Nuovo Cim.*, 6, 169 (1968).
15. G.Goldhaber et al. *Phys.Rev.*, 120, 300 (1960).
16. G.Ranft, J.Ranft. *CERN preprint TH-1838 (1974).*
17. H.J.Mohring et al. *Karl Marx Univ. preprint KMU-HEP-7405 (1974).*

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 ноября 1974 года.