

## АССОЦИАТИВНАЯ МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ В $\pi^-p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $p=40$ Гэв/с

Л. Н. АБЕСАЛАШВИЛИ <sup>1)</sup>, Н. С. АМАГЛОБЕЛИ <sup>1)</sup>, Л. Т. АХОБАДЗЕ <sup>1)</sup>,  
Н. К. КУЦИДИ <sup>1)</sup>, В. А. МАТВЕЕВ, Т. Г. МАХАРАДЗЕ <sup>1)</sup>,  
Р. Г. САЛУКВАДЗЕ <sup>1)</sup>, А. Н. СИСАКЯН, Л. А. СЛЕПЧЕНКО <sup>1)</sup>,  
М. И. СОЛОВЬЕВ, А. Н. СОЛОМИН <sup>2)</sup>, Ю. В. ТЕВЗАДЗЕ <sup>1)</sup>,  
М. В. ТОПУРИДЗЕ <sup>1)</sup>, Н. Г. ФАДЕЕВ, Э. Т. ЦИВЦИВАДЗЕ,  
М. С. ЧАРГЕЙШВИЛИ <sup>1)</sup>, Л. М. ЩЕГЛОВА <sup>2)</sup>

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 8 января 1976 г.)

Исследовано поведение ассоциативных множественностей  $\langle n(y^*) \rangle$  и  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  для заряженных частиц в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при 40 Гэв/с. Проведено описание характера зависимости ассоциативных множественностей от  $y^*$  и  $p_{\perp}$  в рамках предложенной ранее модели дифракционного возбуждения. Получены экспериментальные указания на существование предсказанного теоретически соотношения подобия:

$$\langle n(p) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp} / \frac{d\sigma}{dp} = \Psi \left( \frac{n}{\langle n(p) \rangle} \right),$$
 являющегося одним из проявлений автомодельности в сильных взаимодействиях.

ности в сильных взаимодействиях.

### 1. Введение

Изучение полуинклюзивных характеристик процессов множественного рождения адронов позволяет установить некоторые закономерности в поведении одночастичных спектров выделенных частиц как функций множественности заряженных частиц. Следующим этапом в понимании динамики процессов рождения является исследование корреляций между вторичными частицами, в частности корреляций между импульсом детектируемой частицы и средней множественностью остальных частиц.

В настоящей работе мы продолжим начатый в работе [1] анализ полуинклюзивных характеристик  $\pi^-p$ -взаимодействий при  $p=40$  Гэв/с. На основе обработки  $\sim 6000$  неупругих  $\pi^-p$ -событий, зарегистрированных в 2-метровой пропановой камере ОИЯИ, облученной  $\pi^-$ -мезонами с импульсом  $40,00 \pm 0,24$  Гэв/с на ускорителе ИФВЭ (Серпухов), были получены экспериментальные данные по одночастичным распределениям  $\pi^{\pm}$ -мезонов с фиксированной множественностью. Вопросы, связанные с камерой и методикой обработки, описаны в работе [2]. Далее в работе [1] было показано, как с помощью модели, опирающейся на статистические предположения об инклюзивном спектре, удается достичь удовлетворительного согласия в количественном описании полученных экспериментальных данных.

<sup>1)</sup> Тбилисский государственный университет.

<sup>2)</sup> Институт ядерной физики Московского государственного университета.

В данной работе рассматриваются также экспериментальные данные по ассоциативным множественностям заряженных частиц в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p=40$  Гэв/с и в этой связи обсуждаются некоторые указания на автомоделный характер полуинклюзивных спектров  $\pi^\pm$ -мезонов.

## 2. Полуинклюзивные распределения и ассоциативная множественность

Рассмотрим реакцию  $a+b \rightarrow c(p) + (n-1)_{\text{зар.ч.}} + \dots$ . Пусть  $d\sigma/dp_1 \dots dp_n$  — дифференциальное сечение образования  $n$  заряженных частиц [3] (при любом числе нейтральных). Определим полуинклюзивное сечение рождения частицы  $c(p)$ :

$$\frac{d\sigma_n^c}{dp} = \frac{1}{(n-1)!} \int \prod_{i=2}^n dp_i \frac{d\sigma}{dp_1 \dots dp_n}, \quad dp = \frac{d^3p}{E}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{n} \int \frac{d\sigma_n^c}{dp} dp = \sigma_n, \quad \sum_{n=2} \frac{d\sigma_n^c}{dp} = \frac{d\sigma^c}{dn}. \quad (2)$$

Момент полуинклюзивного распределения (1)

$$\langle n(p) \rangle = \frac{\sum (n-1) d\sigma_n^c / dp}{\sum d\sigma_n^c / dp} \quad (3)$$

определяет среднюю множественность заряженных частиц, рожденных вместе (в ассоциации) с выделенной частицей с импульса  $p$ , так называемую ассоциативную множественность заряженных частиц.

Корреляционный характер введенной величины (3) легко видеть из рассмотрения процессов с двумя выделенными частицами:  $a+b \rightarrow c_1(p_1) + c_2(p_2) + (n-2)_{\text{зар.ч.}} + \dots$ . Определив по аналогии с (1) двухчастичные полуинклюзивные распределения

$$\frac{d\sigma_n^{c_1 c_2}}{dp_1 dp_2} = \frac{1}{(n-2)!} \int \prod_{i=3}^n dp_i \frac{d\sigma}{dp_1 \dots dp_n} \quad (4)$$

и соответствующий инклюзивный спектр

$$\frac{d\sigma^{c_1 c_2}}{dp_1 dp_2} = \sum_{n=3} \frac{d\sigma_n^{c_1 c_2}}{dp_1 dp_2},$$

используя определение двухчастичной корреляционной функции  $C_2(p_1, p_2)$ , получаем искомую связь:

$$\langle n(p_1) \rangle = \left[ \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma^{c_1}}{dp_1} \right]^{-1} \int C_2(p_1, p_2) dp_2 + \langle n \rangle, \quad (5)$$

т. е. в отсутствие корреляций между частицами  $c_1$  и  $c_2$  ассоциативная множественность не зависит от импульса  $p_1$  и  $\langle n(p_1) \rangle = \langle n \rangle$ .

Таким образом, полуинклюзивные «двумерные» распределения  $d\sigma_n(n, \{p\})/dp$ , согласно (2), определяющие топологические сечения  $\sigma_n$  и одночастичные спектры  $d\sigma/dp=f(p)$  (соответственно двум проекциям), содержат информацию и о возможных корреляциях  $n$  и  $\{p\}$ , мерой которых является ассоциативная множественность  $\langle n(p) \rangle$  [3].

Проанализируем экспериментальные данные по полуинклюзивным распределениям и ассоциативным множественностям заряженных частиц в  $\pi^-p$ -взаимодействии при  $p=40$  Гэв/с. На рис. 1–5 представлены в раз-

<sup>3)</sup> Мы не будем касаться сейчас поведения величин среднего импульса при фиксированной множественности  $\langle p_\perp \rangle_n$ .

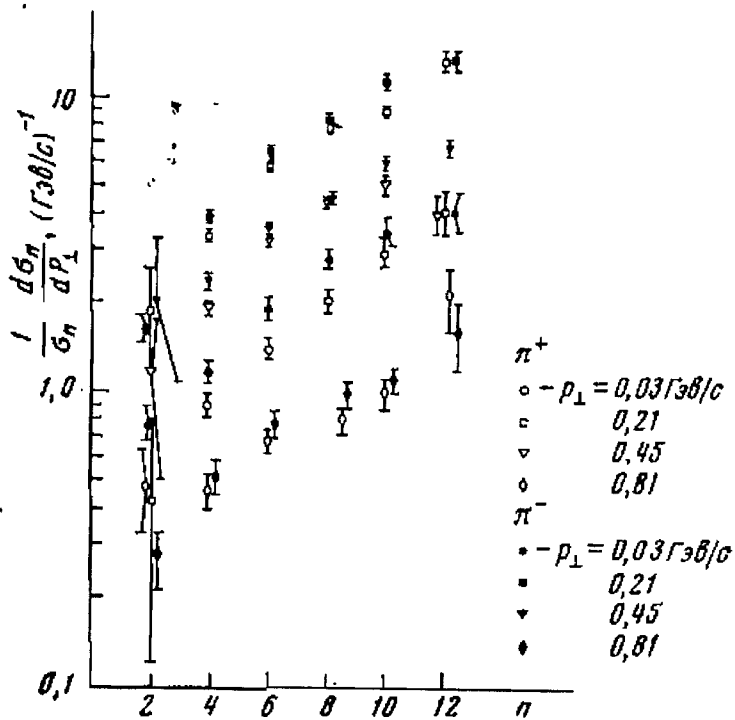


Рис. 1. Проекция полуинклюзивных спектров  $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}}$   $\pi^{\pm}$ -мезонов по топологиям при фиксированных значениях  $p_{\perp}$

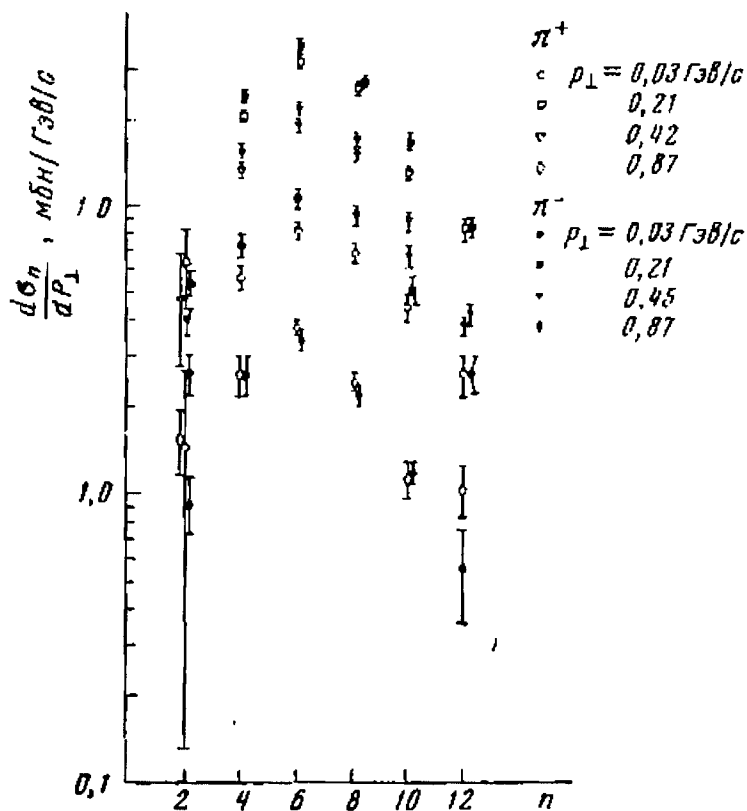


Рис. 2. Проекция полуинклюзивных спектров  $\frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}}$   $\pi^{\pm}$ -мезонов по топологиям при фиксированных значениях  $p_{\perp}$

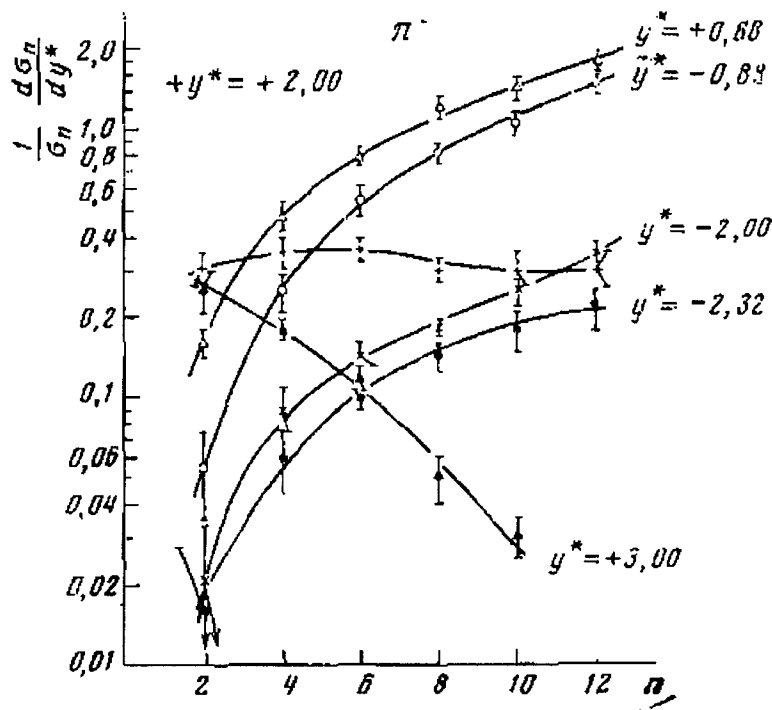


Рис. 3. Проекция полуинклюзивных спектров  $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dy^*}$   $\pi^-$ -мезонов по топологиям при фиксированных значениях  $y^*$

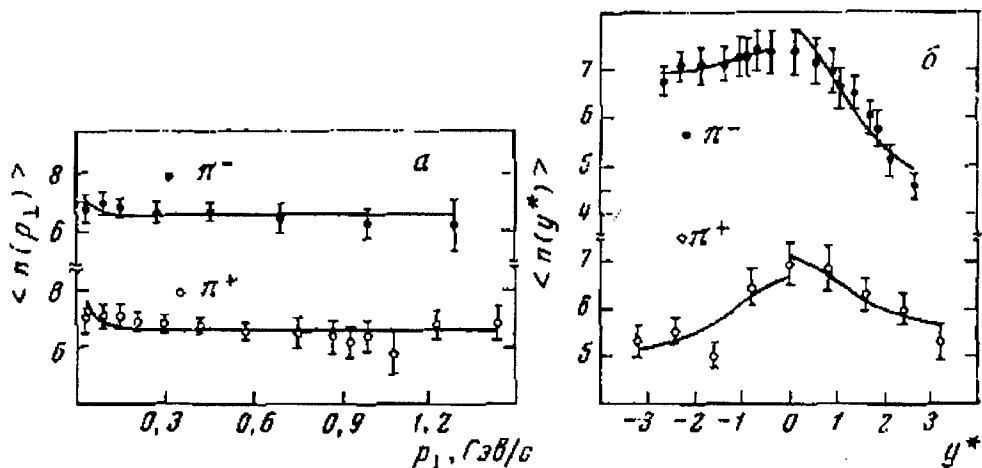


Рис. 4. Ассоциативная множественность  $\pi^\pm$ -мезонов как функция  $p_\perp$  — а, как функция  $y^*$  — б

личных проекциях распределения  $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp}$  и соответствующие ассоциативные множественности  $\langle n(p_\perp) \rangle$ ,  $\langle n(y^*) \rangle$  для  $\pi^\pm$ -мезонов. Перечислим характерные особенности этих распределений.

1. Почти линейный рост по  $n$  величин  $\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp_\perp}$  при фиксированных значениях  $p_\perp$  (см. также рис. 3 работы [1]).

2. Изменение хода поведения сечений, растущих при малых фиксированных  $p_\perp$ , на более пологий режим в области больших поперечных импульсов, соответствующее так называемому сужению наклонов распреде-

ления, и проявляющееся в медленном падении ассоциативной множественности  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  с ростом  $p_{\perp}$ .

Отметим, что подгонка одночастичных спектров по  $p_{\perp}$  проводилась по уравнениям работ [1, 4]. Удовлетворительного согласия удается достичь, в частности, для

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} = An p_{\perp} m_{\perp}^{-2n} e^{-nM_{\perp}(m_{\perp}-m)}$$

(соответствующие  $\chi^2$  и значения параметра  $M_{\perp}$  см. в табл. 1 и 2).

3. Для распределений по быстротам характерно более заметное изменение хода сечений, растущих при фиксированных малых значениях  $y$  к постоянному (падающему) режиму при соответствующих больших значениях  $y$ . Эта особенность проявляется и в заметном падении ассоциативной множественности с ростом  $y$ .

Перейдем теперь к формуле, выражающей ассоциативную множественность через  $y$  и  $p_{\perp}$  в рамках предположений работ [1, 4]. Для этого подставим

$$\frac{d\sigma_n}{dy dp_{\perp}^2} = C e^{-nm_{\perp} M_{\perp} \cosh y}$$

в определение (3) и переходя от суммирования по дискретным значениям  $n$  к интегрированию, получаем

$$\langle n(y) \rangle \approx a + b / \cosh y + 1, \quad (6)$$

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle \approx a' + b' / p_{\perp} + 1,$$

где  $a, a', b, b'$  — коэффициенты, зависящие, вообще говоря, от энергий первичных частиц. На рис. 4а, б приведены результаты подгонок экспериментальных данных  $\langle n(y, p_{\perp}) \rangle$   $\pi^{\pm}$ -мезонов по формулам (6). Численные значения коэффициентов, входящих в (6), приведены в табл. 3.

В соответствии с корреляционным характером ассоциативных множественностей максимум величины  $\langle n(y) \rangle$  в области  $y \sim 0$  отвечает в основном наличию короткодействующих корреляций между заряженными частицами, испущенными с малыми быстротами, а уменьшение числа заряженных частиц, сопровождающих  $\pi$ -мезон с большим  $y$ , т. е. падение величины  $\langle n(y) \rangle$  в области быстрот  $y \sim 3$  — малости дальнедействующих корреляций. По характеру изменения ассоциативных множественностей  $\pi^{\pm}$ -мезонов для  $y > 0, y < 0$  мы можем судить о величине корреляционных эффектов в соответствующих областях быстрот. Отметим, что наши выводы пахотятся в соответствии с результатами анализа по изучению двухчастичных корреляций заряженных  $\pi$ -мезонов в  $\pi^{-}p$ -взаимодействии при  $p = 40 \text{ Гэв/с}$  [5, 6].

Слабое убывание (постоянство) ассоциативной множественности как функции поперечного импульса  $\pi^{\pm}$ -мезонов в соответствии с характером сужения полуинклюзивных распределений позволяет сделать вывод о малости поперечных корреляций заряженных частиц. Это заключение следует также из вида распределений  $d\sigma_n/dp_{\perp}$  (рис. 2). В частности, оказалось, что эти распределения как функции множественности имеют подоб-

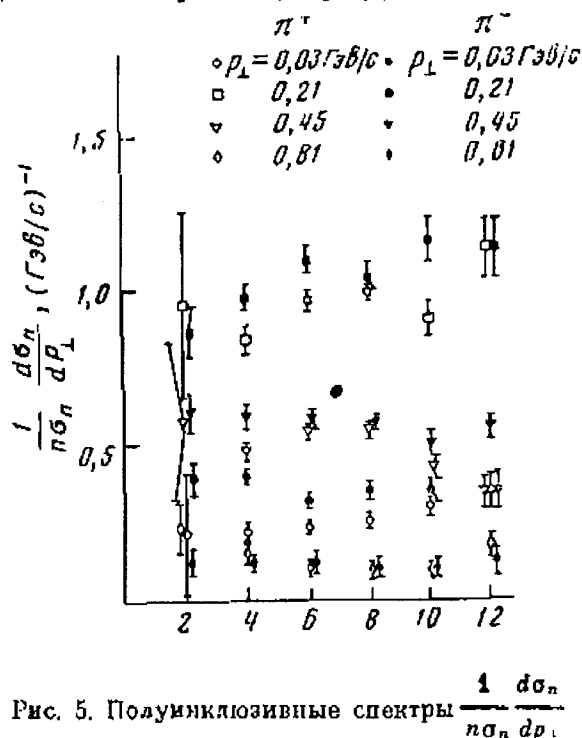


Рис. 5. Полуинклюзивные спектры  $\frac{1}{n\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}}$   $\pi^{\pm}$ -мезонов по топологиям при фиксированных значениях  $p_{\perp}$

ную форму для различных фиксированных значений  $p_{\perp}$ , т. е. имеет место следующая параметризация

$$\frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} = F(n) f(p_{\perp}) (1 + \Phi(n, p_{\perp})). \quad (7)$$

Это свойство более убедительно выражено в распределении функции  $\frac{1}{n\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}}$  (рис. 5), откуда следует, что, за исключением области малых

Таблица 1

Значения  $\chi^2/N$  ( $N$  — число экспериментальных точек) и параметра  $M_{\perp}$  при описании спектра  $\pi^-$ -мезонов по  $p_{\perp}$

$n$	$\chi^2/N$	$M_{\perp} \pm \Delta M_{\perp}$
2	15,7/7	2,13±0,07
4	16,5/15	1,14±0,02
6	30,6/15	0,79±0,01
8	20,4/12	0,63±0,01
10	8,8/10	0,54±0,01
12	10,9/14	0,44±0,02

Таблица 2

Значения  $\chi^2/N$  и параметра  $M_{\perp}$  при описании спектра  $\pi^-$ -мезонов по  $p_{\perp}$

$n$	$\chi^2/N$	$M_{\perp} \pm \Delta M_{\perp}$
2	0,3/8	1,67±0,28
4	22,1/13	1,07±0,02
6	44,7/15	0,76±0,01
8	23,1/13	0,60±0,01
10	14,2/12	0,50±0,01
12	10,1/16	0,44±0,02

Таблица 3

Значения коэффициентов, полученных при аппроксимации ассоциативных множественностей по  $y^*$  и  $p_{\perp}$ , согласно формулам (6)

	a		b		a'	b', Гэв/с
	$y^* < 0$	$y^* > 0$	$y^* < 0$	$y^* > 0$		
$\pi^+$	4,00±0,23	4,56±0,27	1,70±0,46	1,57±0,51	5,54±0,14	0,02±0,02
$\pi^-$	5,85±0,27	3,46±0,22	0,88±0,50	3,44±0,45	5,61±0,19	0,01±0,02

$p_{\perp}$  ( $p_{\perp} \leq 0,2$  Гэв/с), корреляция  $\Phi(n, p_{\perp})$  мала и имеет место с хорошей точностью факторизация по  $n$ - и  $p_{\perp}$ -переменным

$$\frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} \sim F(n) f(p_{\perp}) \quad (8)$$

и

$$F(n) = n\sigma_n.$$

### 3. Характер поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ и автомодельность полунинклюзивных сечений

В последних экспериментах по образованию частиц в области больших поперечных импульсов наблюдались существенные изменения в поведении сечений по сравнению с областью малых  $p_{\perp}$  [7, 8]. При этом к характерным чертам взаимодействий при больших  $p_{\perp}$  относятся степенное поведение инклюзивных спектров, заметные  $n$ - $p_{\perp}$ -корреляция, проявляющиеся, в частности, в растущей зависимости<sup>4)</sup> ассоциативной множественности от поперечного импульса [9].

<sup>4)</sup> Отметим, что представленные в настоящей работе экспериментальные данные не противоречат упомянутому росту  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ , который начинается со значений  $p_{\perp} \sim 1$  Гэв/с.

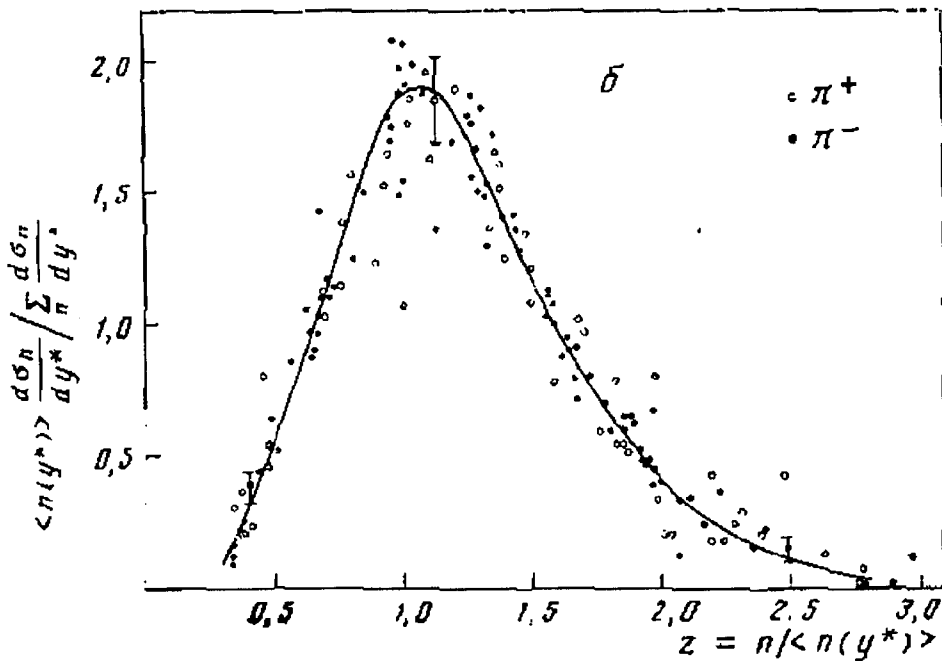
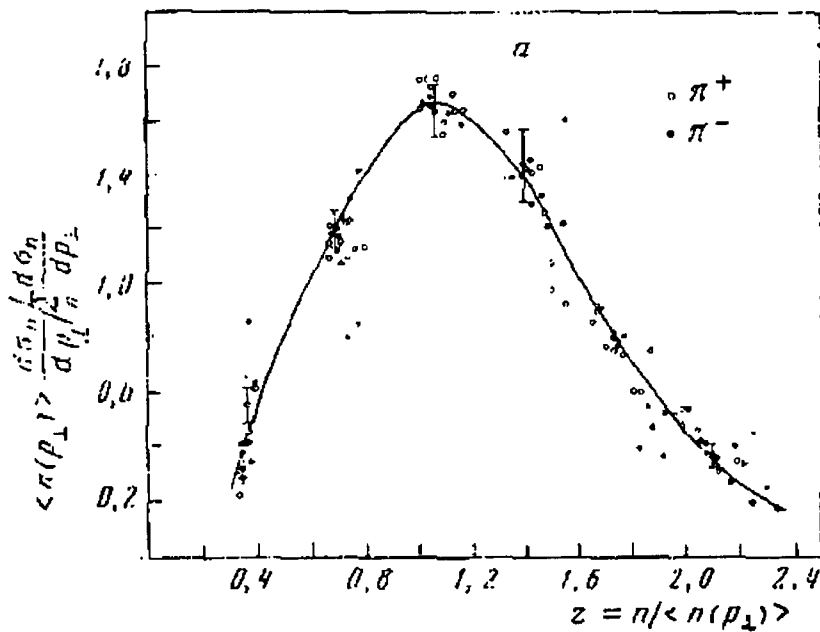


Рис. 6. Распределения  $\langle n(p_{\perp}) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} / \frac{d\sigma}{dp_{\perp}}$  - а и  $\langle n(y^*) \rangle \frac{d\sigma_n}{dy^*} / \frac{d\sigma}{dy^*}$  - б для  $\pi^{\pm}$ -мезонов в масштабе соответственно  $z = n / \langle n(p_{\perp}) \rangle$  и  $z = n / \langle n(y^*) \rangle$

В работе [10], исходя из представлений о когерентной природе возбуждений адронов в столкновениях при высоких энергиях и принципа автомодельности в полуинклюзивных реакциях, рассмотрено явление роста средней множественности вторичных частиц от поперечного импульса, и дано предсказание о масштабной закономерности сечений полуинклюзивных процессов.

В частности, показано, что при больших значениях поперечного импульса сечения полуинклюзивных спектров удовлетворяют соотношению подобия [10]:

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp_{\perp}} = \Psi \left( \frac{n}{\langle n(p_{\perp}) \rangle} \right). \quad (9)$$

Отметим, что формула (9) существенно отличается от скейлинга KNO, предложенного в работе [11] для полуинклюзивных процессов.

На рис. 6а приводится распределение экспериментальной величины, соответствующее левой части равенства (9), полученной в данной работе для  $\pi^+$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействиях при  $p=40$  Гэв/с. Подчеркнем, что экспериментальные точки, соответствующие двумерным распределениям (рис. 1-3) с различными значениями множественности заряженных частиц  $n=2+12$  и всему измеренному интервалу  $p_{\perp}$  при построении в масштабе  $z=n/\langle n(p_{\perp}) \rangle$  по формуле (9), укладываются приблизительно на одну универсальную кривую. На рис. 6б приведено распределение экспериментальной величины  $\langle n(y^*) \rangle (d\sigma_n/dy^*) / (d\sigma/dy^*)$  как функция переменной  $z=n/\langle n(y^*) \rangle$ . Из него видно, что имеются экспериментальные указания на автомодельное поведение полуинклюзивных характеристик также и в пространстве быстрот.

Как отмечалось в предыдущем разделе, убывающему характеру ассоциативной множественности соответствует сужение полуинклюзивных распределений, т. е. в области малых  $p_{\perp}$  вероятности образования большого числа частиц падают намного быстрее, чем соответствующие значения для малых множественностей. Далее, малость  $n-p_{\perp}$ -корреляций в области  $p_{\perp} \sim 1$  Гэв/с, т. е. приближенное постоянство  $\langle n(p_{\perp}) \rangle \sim \text{const}$  означает, что степени падения сечений с малыми и большими множественностями при  $p_{\perp} \sim 1$  Гэв/с выравниваются.

С другой стороны, согласно [10], рост  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  соответствует переходу на новый режим — сечения с большими  $n$  при возрастании  $p_{\perp}$  становятся более пологими, чем для малых множественностей — имеет место «расширение» распределений.

Таким образом, области малых и больших  $p_{\perp}$  четко выделены существенно различными режимами поведения как инклюзивных и полуинклюзивных сечений, так и моментов этих распределений, причем, по-видимому, область  $p_{\perp} \sim 1$  Гэв/с является промежуточной.

Сочетание полуинклюзивных распределений и ассоциативных множественностей в определенной комбинации (9) с существенно различным характером поведения в области малых и больших поперечных импульсов, очевидно, указывает на некую универсальность автомодельного поведения полуинклюзивных сечений, предложенного в работе [14].

Отметим в заключение два обстоятельства. Анализ поведения ассоциативных множественностей показывает, что за рост  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  ответственны частицы, вылетевшие в противоположной полусфере относительно фиксированной частицы с большим  $p_{\perp}$ , а в сопутствующей полусфере  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  имеет падающий характер. Таким образом, необходимо, вообще говоря, проводить разделение в отборе событий на «сопутствующие» и «противоположные» выделенной частице, так как распределения без указанной выборки могут смешиваться и давать усредненные эффекты. И наконец, отметим, что для изучения поперечных распределений в широком интервале  $p_{\perp}$  необходимо, вообще говоря, рассматривать многокомпонентное описание, которое требует совместного учета наряду с рождением «мягких» частиц, соответствующих статистическому механизму образования адронов в центральной области, также и рождение ассоциаций адронов, обязанных механизму когерентного возбуждения [10, 12, 13] частиц при высоких энергиях. Отметим, что закон подобия для полуинклюзивных спектров, связанный с зависимостью ассоциативной множественности от недостающей массы ( $M^2$ ), а также одна из реализаций соотношения типа (9), рассматривались в работах [14].

Выводы работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Получены экспериментальные одностичные распределения поперечных импульсов, как функции множественности  $n$ . Количественное описание одностичных спектров по  $p_{\perp}$  в рамках модели дифракционного возбуждения дает удовлетворительное согласие с экспериментом.



2. Рассчитаны ассоциативные множественности  $\langle n(y^*) \rangle$ ,  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  и показано, что общий ход их поведения качественно согласуется с расчетами по модели дифракционного возбуждения, численные значения параметров  $b$  и  $b'$  указывают на сильную зависимость множественности заряженных частиц от быстроты в области малых  $y$  (в центральной области) и слабую зависимость множественности от  $p_{\perp}$  в области до  $1 \text{ Гэв/с}$ .

3. Получено экспериментальное значение функций  $\Psi(n/\langle n(y^*) \rangle)$  и  $\Psi(n/\langle n(p_{\perp}) \rangle)$  и показан автомодельный характер их поведения.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность В. Г. Гришину, А. Н. Тавхелидзе, Н. Ангелову, В. Р. Гарсеванишвили, И. А. Ивановской, Т. Канарек, А. Н. Квинихидзе, Е. Н. Кладницкой, С. П. Кулешову, В. Б. Любимову, Н. Н. Мельниковой за обсуждение результатов работы.

Авторы выражают свою благодарность сотрудникам Лаборатории ядерной физики и обслуживающему персоналу вычислительного центра Института прикладной математики Тбилисского государственного университета.

#### Литература

- [1] Л. Н. Абесалашвили, Н. С. Амаглобели, В. Г. Гришин и др. ОИЯИ, P1-8848, 1975.
- [2] Нгуен Дин Ты, В. Н. Пенев, Н. А. Смирнов, М. И. Соловьев. Сообщения ОИЯИ, 13-5942, 1971. А. У. Абдурахимов, Н. Ангелов, В. А. Беляков и др. ОИЯИ, 1-6967, 1973. А-АБВВДКМСТТУ-БХ. Сотрудн. ОИЯИ, 1-8064, 1974; ОИЯИ, P1-7103, P1-7268, P1-7543, 1973; ОИЯИ, P1-8269, 1974.
- [3] A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili. CERN TH-1707, Geneva, 1973.
- [4] Я. З. Дарбаидзе, Л. А. Слепченко. Сообщения АН ГрузССР, 79, 61, 1975.
- [5] А-АБВВДКМСТТУ-БХ. Сотрудн. ОИЯИ, P1-7543, 1973.
- [6] А-АБВВДКМСТТУ-БХЧ. Сотрудн. ОИЯИ, P1-8269, 1974.
- [7] F. W. Büsser et al. Phys. Lett., 46B, 471, 1973. M. Banner et al. Phys. Lett., 44B, 537, 1973. B. Alper et al. Phys. Lett., 44B, 521, 1973.
- [8] S. D. Ellis, R. Thun. CERN TH-1874, Geneva, 1974.
- [9] T. Del Prete. Symp. on High-Energy Hadron Interaction, Balatonfüred, 12-18 June, 1974. A. Ramanaukas et al. Phys. Rev. Lett., 31, 1371, 1973.
- [10] В. А. Матвеев, А. П. Сисакян, Л. А. Слепченко. ОИЯИ, P2-8670, 1975.
- [11] Z. Koba, H. B. Nielsen, P. Olesen. Phys. Lett., 38B, 25, 1972.
- [12] В. А. Матвеев, А. Н. Тавхелидзе. ОИЯИ E2-5141, 1970.
- [13] А. Н. Квинихидзе, Л. А. Слепченко. ОИЯИ, P12-8539, 1975.
- [14] J. Finkelstein, K. Kajantie. Nucl. Phys., B85, 517, 1975. S. Barshay, Y. Yamaguchi. Phys. Lett., 51B, 376, 1974.

### ASSOCIATIVE MULTIPLICITY OF CHARGED PARTICLES AND AUTOMODEL BEHAVIOUR OF INCLUSIVE SPECTRA IN $\pi^-p$ INTERACTIONS AT $p = 40 \text{ GeV/c}$

L. N. ABESALASHVILI, N. S. AMAGLOBELI, L. T. AKHOBADZE, N. K. KUTSIDI,  
V. A. MATVEEV, T. G. MAKHARADZE, R. G. SALUKVA'DZE, A. N. SISSAKIAN,  
L. A. SLEPCHENKO, M. I. SOLOVYEV, A. N. SOLOMIN, Yu. V. TEVZADZE,  
M. V. TOPURIDZE, N. G. PADREV, E. T. TSIVTSIVADZE,  
M. S. CHARGEYSHVILI, L. M. SHCHEGLOVA

Behaviour of the associative multiplicities  $\langle n(y^*) \rangle$  and  $\langle n(p_{\perp}) \rangle$  is investigated for charged particles produced in  $\pi^-p$  collisions at  $40 \text{ GeV/c}$ . The dependence of the associative multiplicities on  $y^*$  and  $p_{\perp}$  is described in framework of a diffractive excitation model proposed previously. Experimental indications are obtained to the existence of the theoretically predicted scaling relation  $\langle n(p) \rangle \frac{d\sigma_n}{dp} / \frac{d\sigma}{dp} = \Psi(n/\langle n(p) \rangle)$ , which is an effect of the automodel behaviour of the strong interactions.