

4181/2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ46.48

A-147

17/2-77
1 - 10816

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.Ангелов,
В.Г.Гришин, С.В.Джмухадзе, Н.К.Куциди,
Р.Г.Салуквадзе, Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе,
Э.Т.Цивцивадзе, М.С.Чаргейшвили

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ π^{\pm} -МЕЗОНОВ

ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСАМ

В π^-N -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГЭВ/С

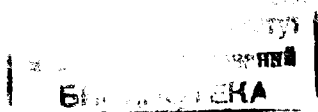
1977

1 - 10816

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.Ангелов,
В.Г.Гришин, С.В.Джмухадзе, Н.К.Куциди,
Р.Г.Салуквадзе, Л.А.Слепченко, Ю.В.Тевзадзе,
Э.Т.Цивцивадзе, М.С.Чаргейшвили

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ π^{\pm} -МЕЗОНОВ
ПО ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСАМ
В $\pi^{-}N$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ



Абесалашвили Л.Н. и др.

I - 10816

Анализ распределений π^\pm -мезонов по поперечным импульсам в π^-N -взаимодействиях при 40 ГэВ/с

На статистике 10 тысяч π^-p - и 4 тыс. π^-n -взаимодействий проведен анализ одночастичных полуинклюзивных распределений по поперечным импульсам π^\pm -мезонов на основе статистической модели возбужденных кластеров и термодинамической модели.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

В данной работе изучается полуинклюзивное рождение заряженных пионов в реакциях

$$\pi^- N \rightarrow \pi^\pm + (n-1)_{\text{зар}} + \dots$$

π^-p - и π^-n - взаимодействия зарегистрированы в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной π^- -мезонами с импульсом $(40,00 \pm 0,24)$ ГэВ/с на ускорителе ИФВЭ. Вопросы, связанные с методикой обработки, описаны ранее ^{1/}.

Для окончательного анализа отобрано около 10000 π^-p - и 4000 π^-n - взаимодействий (на квазисвободных нейтронах в ядре углерода). При их анализе будем исходить из некоторых следствий, возникших при рассмотрении полуинклюзивных характеристик ^{2/}, которые основываются на предположении о статистическом характере инклюзивного спектра вторичных частиц.

В работах ^{3,4/} показано, что, во-первых, нормированные полуинклюзивные сечения π^\pm -мезонов в π^-p - взаимодействиях при 40 ГэВ/с хорошо описываются выражением

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dP_\perp} = A n P_\perp m_\perp^{-1/2} e^{-nM_\perp(m_\perp - m)} \quad (1)$$

где m , P_\perp - масса и поперечный импульс рожденного π^- -мезона, m_\perp - поперечная масса, $m_\perp = \sqrt{P_\perp^2 + m^2}$, $M_\perp = \sqrt{K_0^2 - K_1^2}$, K_0 и K_1 - параметры, связанные со средними значениями энергии и продольного импульса

вторичных частиц; во-вторых, значения $1/\sigma_n \cdot d\sigma_n/dP_{\perp}$ в максимуме распределения растут линейно по множественности

$$\left(\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dP_{\perp}} \right)_{\max} = a + bn. \quad (2)$$

В данной работе был сделан подобный анализ для вторичных π^+ - и π^- -мезонов в π^-p -взаимодействиях. Наблюдается как "сужение" пика распределений (см. (1)), так и рост значения максимума распределения с увеличением множественности (см. (2)).

Результаты аппроксимации экспериментальных данных по формулам (1) и (2) приведены на рис.1,2,3. Значения параметра M_{\perp} и соответствующие χ^2 -вероятности приведены в табл.1.

Таблица 1

$\pi^-N \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$ 40 ГэВ/с

Множественность n	частицы	M_{\perp} (ГэВ)	χ^2/N^*
1	π^-	$4,91 \pm 0,33$	8/14
3	π^+	$1,58 \pm 0,05$	30/15
	π^-	$1,61 \pm 0,04$	34/17
5	π^+	$0,96 \pm 0,02$	13/17
	π^-	$0,97 \pm 0,02$	12/18
7	π^+	$0,72 \pm 0,02$	7/20
	π^-	$0,690 \pm 0,015$	11/20
9	π^+	$0,57 \pm 0,02$	9/17
	π^-	$0,62 \pm 0,02$	8/16
11	π^+	$0,50 \pm 0,03$	4/17
	π^-	$0,50 \pm 0,03$	6/14

* N - число экспериментальных точек.

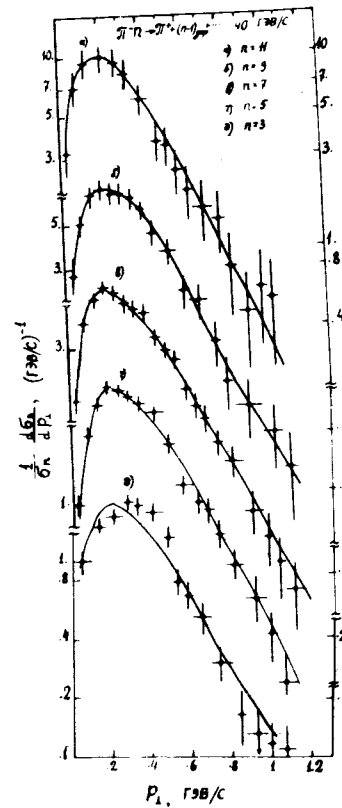


Рис.1

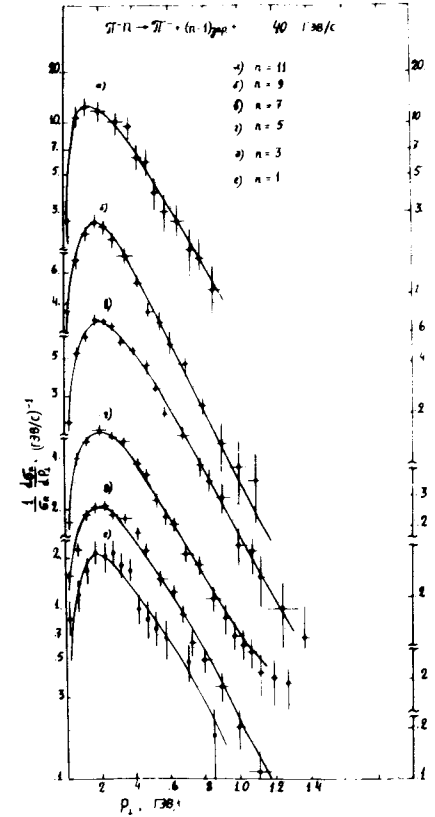


Рис.2

Полуинклюзивные распределения π^{\pm} -мезонов по P_{\perp} . Кривые вычислялись по формуле (1).

Для фиксированных значений P_{\perp} получен почти линейный рост нормированных сечений вторичных пионов по множественности n (см. рис.4а). Оказалось, что для различных фиксированных значений P_{\perp} распределения $d\sigma_n/dP_{\perp}$ как функции множественности имеют подобную форму (рис.5), т.е. имеет место следующая параметризация: $\sim 1/4,5^n$

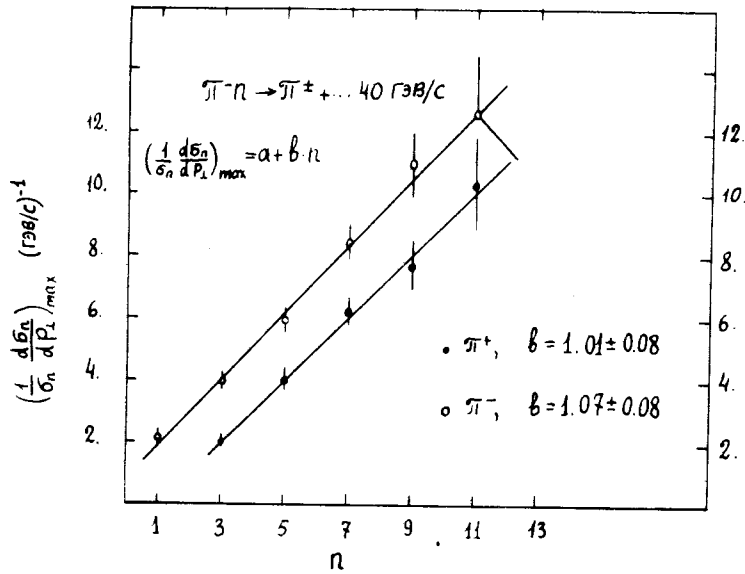


Рис.3. Распределение максимальных значений $1/\sigma_n \cdot d\sigma_n/dP_{\perp}$ в зависимости от множественности n . Кривые - результат аппроксимации по формуле (2).

$$\frac{1}{\sigma_n} \frac{d\sigma_n}{dP_{\perp}} = F(n) f(n) [1 + \Phi(n, P_{\perp})], \quad (3)$$

где $\Phi(n, P_{\perp})$ - мера отклонения от некоррелированного случая. (5) свойство более убедительно выражено в распределении функции $1/n \sigma_n d\sigma_n/dP_{\perp}$ (рис.4б), откуда следует, что за исключением области малых 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:

$$\frac{d\sigma_n}{dP_{\perp}} = F(n) f(n); \quad F(n) = n \sigma_n; \quad f(n) = d\sigma/dP_{\perp}. \quad (4)$$

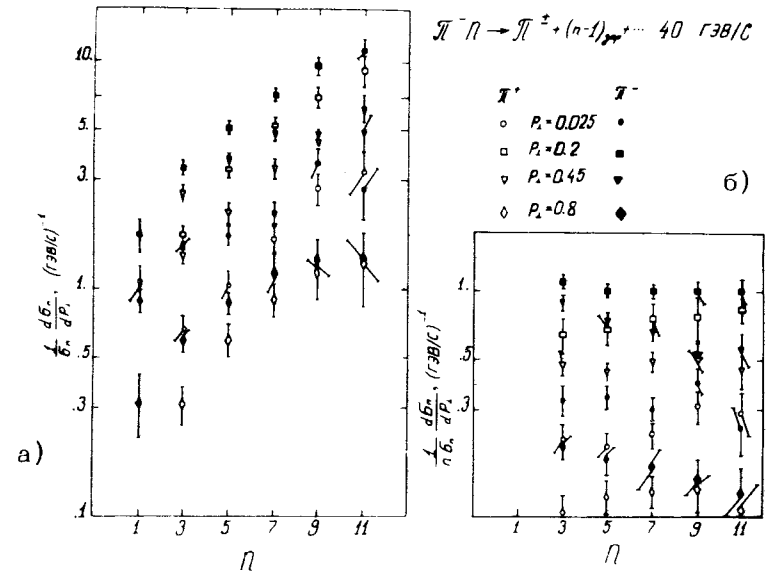


Рис.4. а) Проекция полуинклюзивных спектров $1/\sigma_n (d\sigma_n/dP_{\perp})$ π^{\pm} -мезонов по топологиям при фиксированных значениях P_{\perp} . б) Полуинклюзивные спектры $1/n\sigma_n (d\sigma_n/dP_{\perp})$ π^{\pm} -мезонов по топологиям: при фиксированных значениях P_{\perp} .

Было показано^{/6/}, что при больших значениях поперечного импульса сечения полуинклюзивных спектров удовлетворяют соотношению подобия:

$$\langle n(P_{\perp}) \rangle d\sigma_n/dP_{\perp} = \psi(n / \langle n(P_{\perp}) \rangle), \quad (5)$$

где

$$d\sigma/dP_{\perp} = \sum_n d\sigma_n/dP_{\perp}, \quad \langle n(P_{\perp}) \rangle = \frac{\sum_n (n-1) d\sigma_n/dP_{\perp}}{\sum_n d\sigma_n/dP_{\perp}}.$$

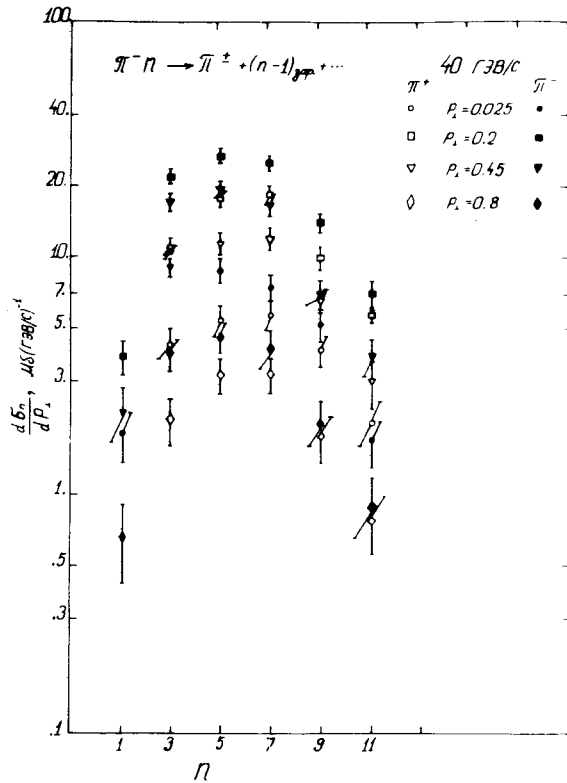


Рис.5. Проекция полуинклюзивных спектров $d\sigma_n/dP_{\perp}$ π^{\pm} -мезонов по топологиям при фиксированных значениях P_{\perp} .

Имеются экспериментальные указания на автомодельное поведение полуинклюзивных характеристик для π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с⁴. Аналогично π^-p -взаимодействиям π^-n -взаимодействия также проявляют свойство масштабной закономерности сечений полуинклюзивных процессов. На рис.6 показаны экспериментальные точки, которые соответствуют двумерным распределениям $\langle n(P_{\perp}) \rangle (d\sigma_n/dP_{\perp}) / (d\sigma/dP_{\perp})$ для π^- -мезонов в масштабе $Z = n / \langle n(P_{\perp}) \rangle$. Сплошная кривая соответствует аппроксимации этих точек согласно выражению

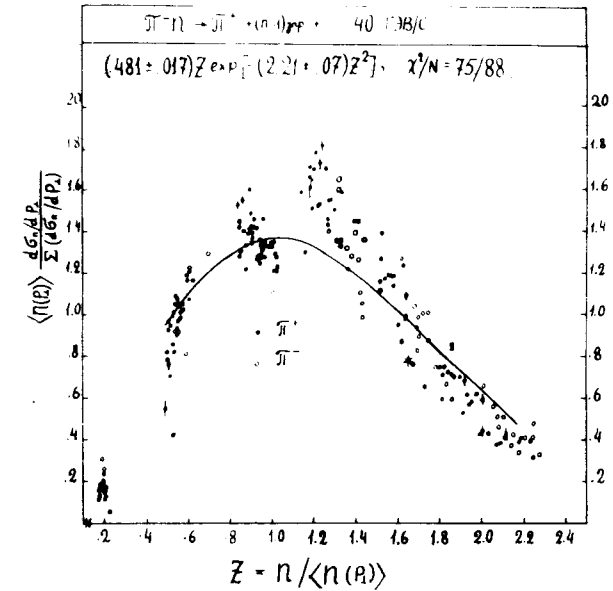


Рис.6. Распределение $\langle n(P_{\perp}) \rangle (d\sigma_n/dP_{\perp}) / (d\sigma/dP_{\perp})$ для π^{\pm} -мезонов в масштабе $Z = n / \langle n(P_{\perp}) \rangle$. Кривая - результат аппроксимации по формуле (6).

$$\psi(Z) = AZ \exp(-BZ^2). \quad (6)$$

Соотношение (6) взято по аналогии с KNO ^{7/} распределением. Как видно из рис.6, получается удовлетворительное описание.

Мы изучали также полуинклюзивные распределения π^{\pm} -мезонов по поперечным импульсам для неупругих π^-N -взаимодействий при 40 ГэВ/с на основе термодинамической модели^{8,9/}. На основе этой модели получено^{10,11/} соотношение

$$\frac{dN_n}{dP_{\perp}} = N_{\perp} \frac{a_{\perp}^{5/2} P_{\perp}^{3/2} e^{-a_{\perp} P_{\perp}}}{3/4 \sqrt{\pi}} \quad (7)$$

(N_{\perp} - суммарное число треков в конечном состоянии), которое хорошо аппроксимирует $d\sigma_n/dP_{\perp}$ как функцию P_{\perp} для π^{\pm} -мезонов. Зависимость параметра a_{\perp} от множественности n и от суммарной энергии реакции в с.ц.м. $W_{ц.м.}$ хорошо описывается функцией ^{/10/}

$$a_{\perp}(n, W_{ц.м.}) = e(n) + \frac{f(n)}{W_{ц.м.}}; \quad (8)$$

где $e(n)$ и $f(n)$ линейно зависят от множественности ^{/10,11/}. Значения $e(n)$ и $f(n)$ для π^-N -взаимодействий при 40 ГэВ/с показаны в табл.2.

В разных реакциях получен линейный рост коэффициента a_{\perp} по множественности n (рис 7,8,9).

С увеличением импульса налетающей частицы происходит слабое уменьшение коэффициента a_{\perp} (рис. 10,11).

Отметим, что по модели Хагедорна ^{/8/} максимальная температура "кипения адронной материи" составляет $T = 160$ МэВ, что дает предельное значение $a_{\perp} = 6,25 (a_{\perp} = \frac{1}{T})$.

Для π^-N -взаимодействий при 40 ГэВ/с в случае π^{\pm} -мезонов получается значение $a_{\perp} = 6,5$, что соответствует $T = 151$ МэВ. Данные разных работ ^{/12,13/} подтверждают слабый рост температуры с ростом импульса налетающей частицы.

Таким образом, анализ экспериментальных одночастичных распределений по поперечным импульсам π^{\pm} -мезонов для π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с позволяет заключить, что поведение этих спектров удовлетворительно описывается в рамках статистической модели возбужденных кластеров.

Экспериментальное распределение $\psi(n / \langle n(P_{\perp}) \rangle)$ для π^-p -взаимодействий при 40 ГэВ/с указывает на его автомодельное поведение.

В рассматриваемой области энергий распределения по поперечным импульсам для π^{\pm} -мезонов хорошо аппроксимируются термодинамической формулой (7), которая показывает, что форма спектра не зависит от природы и энергии сталкивающихся адронов и от множественности заряженных частиц. Наблюдается явная линейная зави-

Таблица 2

Взаимодействие	$e(n)$	$f(n)$	$\frac{\chi^2}{N^*}$
$\pi^-p \longrightarrow \pi^+$	$(6,96 \pm 17) + (-0,48 \pm 0,02)n$	$(-7,9 \pm 1,5) + (5,2 \pm 0,2)n$	1,3/5
$\pi^-p \longrightarrow \pi^-$	$(7,2 \pm 0,2) + (-0,45 \pm 0,03)n$	$(-7,7 \pm 1,6) + (5,0 \pm 0,2)n$	4/5
$\pi^-p \longrightarrow \pi^+$	$(7,54 \pm 0,22) + (-0,45 \pm 0,03)n$	$(-9,8 \pm 1,9) + (5,1 \pm 0,3)n$	2/5
$\pi^-p \longrightarrow \pi^-$	$(7,8 \pm 0,2) + (-0,45 \pm 0,03)n$	$(-9,8 \pm 1,9) + (4,7 \pm 0,2)n$	10/6

* N - число экспериментальных точек.

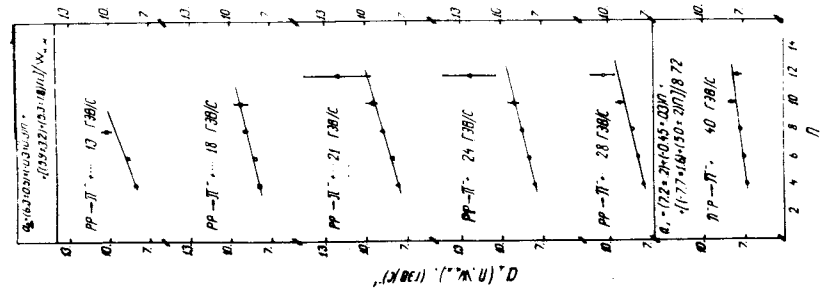


Рис.7

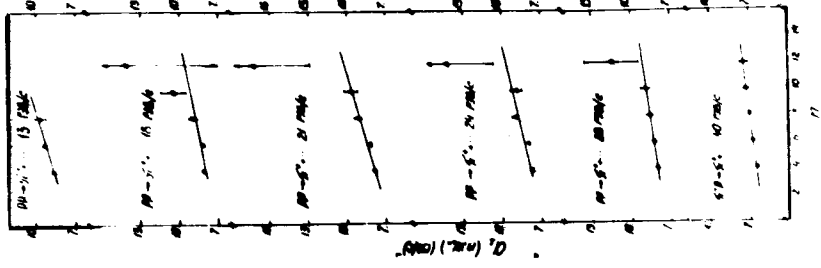


Рис.8

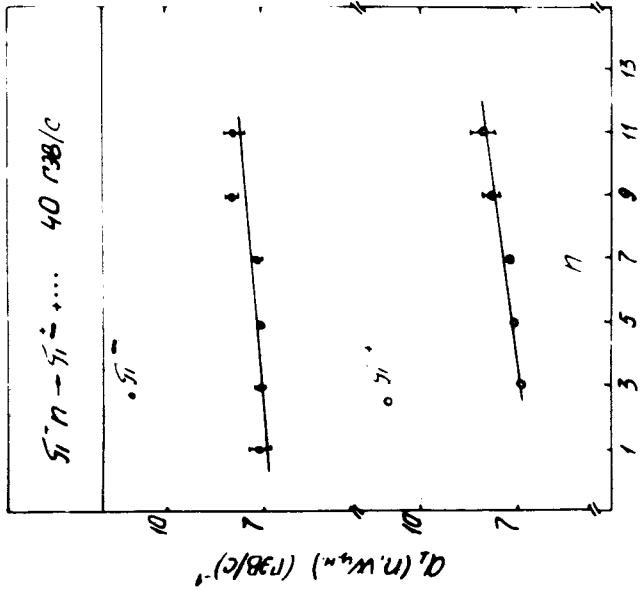


Рис.9

Распределение поперечных коэффициентов a_{\perp} в зависимости от множественности. Кривые - результат аппроксимации по формуле (8).

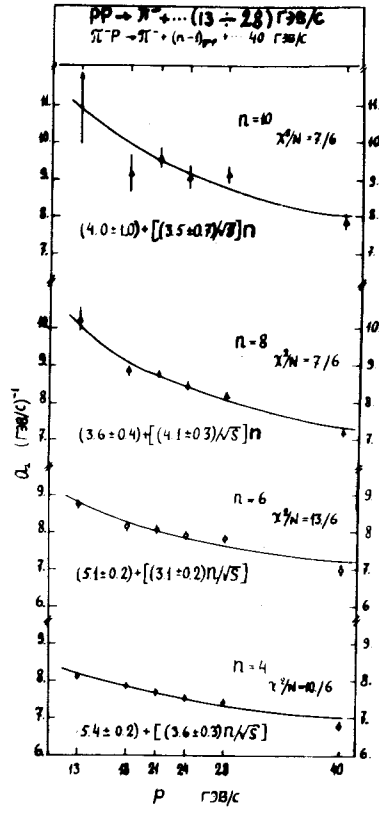


Рис.10

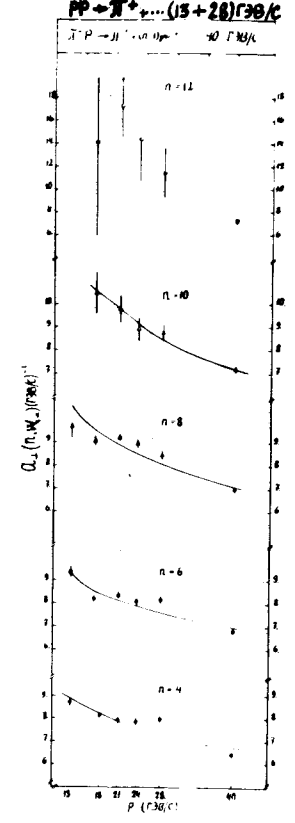


Рис.11

Распределение поперечных коэффициентов a_{\perp} в зависимости от импульса налетающей частицы для разных топологий n . Кривые - результат аппроксимации по формуле (8).

симось коэффициентов a_{\perp} от множественности и их слабое уменьшение с ростом энергии взаимодействия.

Авторы признательны сотрудникам коллаборации по исследованию процессов множественного рождения в π^-N - взаимодействиях при 40 ГэВ/с за предоставление материалов и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Р. Balandin e.a. Nucl.Instr. and Meth., 1973, 20, 110;
Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, 1-6967, Дубна, 1973.
2. Дарбаидзе Я.З., Слепченко Л.А. Сообщения АН ГССР, 79, 61, 1975.
3. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, P1-8848, Дубна, 1975;
ЯФ, 1976, 23, в. 4, 782.
4. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, 1-9406, Дубна, 1975;
ЯФ, 1976, 24, 1189.
5. Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. Множественные процессы, ОИЯИ, D1,2-9224, Дубна, 1975.
6. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. ОИЯИ, P2-8670, Дубна, 1975; ЯФ, 1976, 23, 432.
7. Koba Z., Nielsen H.B., Olesen P. Nucl.Phys., 1972, B43, 125.
8. Hagedorn R. Nuovo Cimento Suppl. 1965, 3,2, 147 ;
Hagedorn R. Nuovo Cimento, 1968, 56A, 1027;
Hagedorn R. CERN-TH-1228, Sept. 1970.
9. Милехин Г.А., Розенгаль И.А. ЖЭТФ, 1957, 33, 197;
Wayland J.R., Bowen T. Nuovo Cimento, 1967, 48A, 663.
10. Smith D.B. UCRL-20632. No.1, 1971.
11. Elbert J.W. e.a. Phys.Rev.Lett., 1968, 20, 124.
12. Chliapnikov P.V. et al. CERN/D.PH. II /PHYS, 72-15;
Y.Goldschmidt -Clermont, Lectures on XIII Cracow School of
Theoretical Physics, Zakopane, June 1973;
Шляпников П.В. Препринт ИФВЭ 72-109, Серпухов,
1973.
13. M.Deutschmann e.a. Nucl.Phys., 1974, B70, 189.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1977 года.