

C323.5a

B-676

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



18/1-74

4440/2-74

1 - 8035

Е.И.Волков, Т.И.Канарек

СРАВНЕНИЕ МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ
С ЭКСПЕРИМЕНТОМ
ПО $\pi^+ p$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ
ПРИ $P = 40$ ГЭВ/С

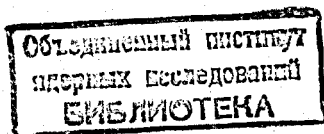
1974

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 8035

Е.И.Волков, Т.И.Канарек

СРАВНЕНИЕ МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ
С ЭКСПЕРИМЕНТОМ
ПО π p - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ
ПРИ $P = 40$ ГЭВ/С



1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением цикла работ по построению мультипериферической модели, количественно согласующейся с экспериментом. Теоретические основы используемой нами модели высказаны около 10 лет назад /1/. Мы будем работать в рамках уже развитого варианта этой модели, свойства которого были получены в работе /2/. Ниже мы напомним читателю основные параметры этого варианта. Данный вариант модели уже использовался для сравнения с экспериментом по взаимодействию протонов при $E = 70 \text{ ГэВ}$ и результаты опубликованы в работе /3/.

Данная работа посвящена сравнению того же варианта с экспериментом по $\pi^- p$ -взаимодействию, выполненным на 2-метровой пропановой камере при $P = 40 \text{ ГэВ}/c$ /4/. Сравнение с экспериментом понимается нами в самом широком смысле этого слова и включает в себя исследование одночастичных, двухчастичных и полунклюзивных распределений для частиц разных сортов и зарядов*. Для того чтобы провести такое сравнение, как и в работе /3/, представляем первичные теоретические результаты в виде искусственных событий, которые несут полную информацию о каждой вторичной частице. Технические детали читатель также может узнать из этой работы.

* Рассматриваем рождение только мезонов и нуклонов.

Поскольку мы ограничили себя задачей сравнения нашего варианта модели с экспериментом, постольку и оставляем в стороне вопросы альтернативного построения мультипериферической модели, возможности включения непионных обменов и т.п., которые обсуждаются сейчас в литературе /см., напр., /10/ /.

II. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Хотя используемая нами модель неоднократно описывалась /2,3/, для удобства читателей мы считаем возможным перечислить основные ее свойства, оставляя в стороне вопросы изотопической инвариантности и зарядовых соотношений.

1. Теоретической основой является уравнение Бете-Солпитера, которое имеет вид при $t=0$:

$$A_I(s, p^2) = \bar{A}_I(s, p^2) + \frac{1}{16\pi^3 s} \int \frac{dk^2}{(k^2 + \mu^2)^2} \times \quad /1/ \\ \times \bar{A}_I(s_1, k^2, p^2) A_I(s_2, k^2) ds_1 ds_2,$$

где A_I (\bar{A}_I) - мнимая часть полной /неприводимой/ амплитуды. Остальные обозначения ясны из диаграммного вида этого уравнения, представленного на рис. 1. Для взаимодействия пионов с нуклонами можно записать соотношение, связывающее полное сечение $\pi\pi$ и πN взаимодействий /см. /2/ /. Решение интегрального уравнения легко записать через итерации, которым соответствуют процессы, изображенные на рис. 2.

2. Из /1/ видно, что основным пунктом модели является задание $\bar{A}_I(s, p^2)$. По своему физическому смыслу величина $\frac{1}{s} \bar{A}_I(s, p^2)$ - это сечение процессов, в которых сталкивающиеся частицы обмениваются более чем одним π -мезоном в t -канале. Сюда, безусловно, входят сечения рождения резонансов и дифракционного рассеяния, то есть процессы упругого типа. Однако, как уже неоднократно отмечалось /1, 2, 5/, для получения нужной вели-

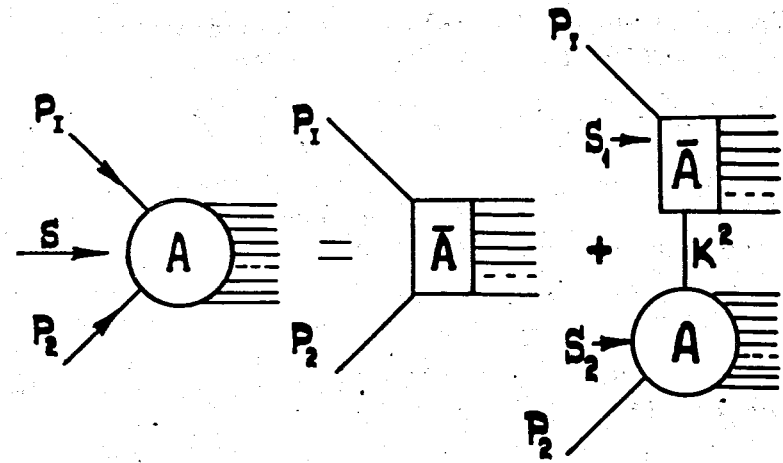


Рис. 1. Диаграммное представление уравнения /1/.

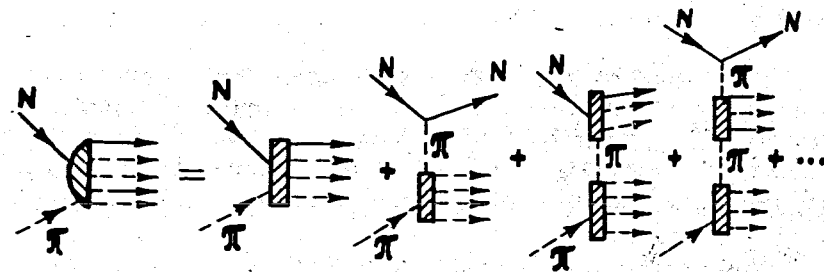


Рис. 2. Диаграммное представление решения уравнения /1/ для случая πN -взаимодействия.

чины полного сечения и множественности в \bar{A}_I должны быть включены неупругие процессы, которые мы в дальнейшем будем именовать фоновыми и обозначать \bar{A}_ϕ . Таким образом,

$$\bar{A}_I = \bar{A}_{res} + \bar{A}_{dif} + \bar{A}_\phi \quad /2/$$

$$\Delta_{\gamma_5} = 0,18 \text{ ГэВ}^2; a_{\phi}^{\pi N} = 8 \text{ mb};$$

Выход за массовую поверхность определяется фактором, выбранным в следующей форме

$$F(k^2) = \frac{\Delta}{\Delta + k^2}; F_r(k^2) = \frac{\Delta_r}{\Delta_r + k^2},$$

где Δ характеризует обрезание по виртуальностям для \bar{A}_{dif} и \bar{A}_{ϕ} , а Δ_r - для резонансов.

Последний член в /2/ имеет вид

$$\bar{A}_{\phi}(z, k^2) = a_{\phi}^{\pi\pi} \left(1 - \frac{z}{z_{\phi}}\right) \left(\frac{z}{z_0}\right)^{\bar{\ell}-1} \times \quad /3/ \\ \times F(k^2) \sqrt{(s + k^2 - \mu^2)^2 - 4k^2 \mu^2},$$

где $z = \frac{s + p^2 + k^2}{2pk}$, а $s_{\phi} = 1,6 \text{ ГэВ}^2$. Из этих формул

следует, что в схеме имеется 4 свободных параметра:

$$a_{\phi}^{\pi\pi}, \bar{\ell}, \Delta, \Delta_r.$$

Выбор параметров. Критерием для выбора параметров является ход полного сечения $\pi\pi$ -взаимодействия* в области $10 < s < 100 \text{ ГэВ}^2$. Точнее говоря, вычислялись положение и вычеты полюсов P и P' , которые и определяют ход полного сечения при нулевом изотопическом спине в t -канале.

Сравнивая теоретически полученные $\beta_p, \ell_p, \beta_r, \ell_r$ с экспериментальными, получаем 4 условия для 4 параметров. Им удовлетворяют следующие значения:

$$a_{\phi}^{\pi\pi} = 4 \text{ mb}; \quad \bar{\ell} = 0,98; \quad \Delta = 0,3 \text{ ГэВ}^2; \quad \Delta_r = 1,5 \text{ ГэВ}^2.$$

При переходе к πN -взаимодействию появляются два новых параметра: Δ_{γ_5} , характеризующий сход с массовой поверхности амплитуды γ_5 -взаимодействия, и $a_{\phi}^{\pi N}$, определяющий $\bar{A}_{\phi}^{\pi N}$. Эти величины получены из хода полного сечения πN и равны:

* Полное сечение $\pi\pi$ -взаимодействия определялось с помощью теоремы о факторизации /см. /2//.

4. После того как все параметры определены, остается только задать способ распада родившихся блоков на отдельные частицы. Для резонансных и дифракционных процессов это делается известным путем по законам упругого распада: Для распада фоновых процессов используется статистическая теория Померанчука /6, 7/, если масса сгустка $M < 8 \text{ ГэВ}$, или гидродинамическая теория Ландау /8/, если $M > 8 \text{ ГэВ}$. Необходимые конкретные уточнения, связанные с учетом момента и распределением по множественности, сделаны в работе /9/. Здесь отметим только, что использование гидродинамической модели приводит к появлению нового параметра - скорости звука, которая выбрана равной 1/5.

III.

С помощью модели, описанной в разделе II, нами было получено 16000 неупругих $\pi^- p$ -соударений при $P_{\text{лаб}} =$

40 ГэВ/с, по которым построены различные распределения. Комментарии к ним и обсуждение возможного изменения параметров модели мы отложим до следующего раздела, а здесь представим результаты сравнения с экспериментом /4/. Все необходимые пояснения даны на рисунках.

Так как мы проводим количественное описание экспериментальных данных по разнообразным переменным, то необходимо указать ту относительную ошибку, за которой "хорошее согласие" переходит в "противоречие эксперименту". Мы претендуем на точность $10 \div 15\%$. В связи с этим надо сделать следующие замечания:

1/ при использовании гидродинамической модели в настоящее время нельзя надеяться на хорошее количественное описание протонов /см. работу /3//;

2/ в экспериментальных событиях протоны с импульсом $P_{\text{лаб.}} > 500 \div 700 \text{ МэВ/с}$ переводились в π^+ .

По этим причинам мы сосредоточили внимание на спектрах для π^- . Спектры π^+ очень хорошо согласуются с экспериментом, но надо помнить, что примесь протонов может нарушить это согласие на величину $\approx 10\%$.

IV. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Содержание предыдущего раздела позволяет сделать следующий вывод: средние величины и одночастичные распределения по различным кинематическим переменным хорошо согласуются с экспериментом. На рис. 3 показана структура теоретического распределения по n_{ch} . Из него видно, что рождение определенного числа частиц довольно четко коррелирует с механизмами рождения, заложенными в рассматриваемую схему. Из тех разногласий с экспериментом, которые все же можно усмотреть на уровне одномерных распределений, нам кажется существенным только одно, а именно:

$$\sigma_{\text{ЭКСП.}}(n_{ch} = 4) < \sigma_{\text{ТЕОР.}}(n_{ch} = 4);$$

$$\sigma_{\text{ЭКСП.}}(n_{ch} = 6) > \sigma_{\text{ТЕОР.}}(n_{ch} = 6).$$

Сравнение с экспериментом общепринятых сейчас двухчастичных корреляционных функций $R(y_1, y_2)$ и $C(y_1, y_2)$ показало, что модель описывает их удовлетворительно вплоть до $n_{ch} = 10$.

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заключительную часть статьи мы посвятим обсуждению расхождений модели и эксперимента и той причине, которая их обуславливает. Так как все параметры модели связаны между собой уравнением, то оказалось, что недостаток данного выбора параметров /но не модели в целом/ по существу один и наиболее ярко заметен при

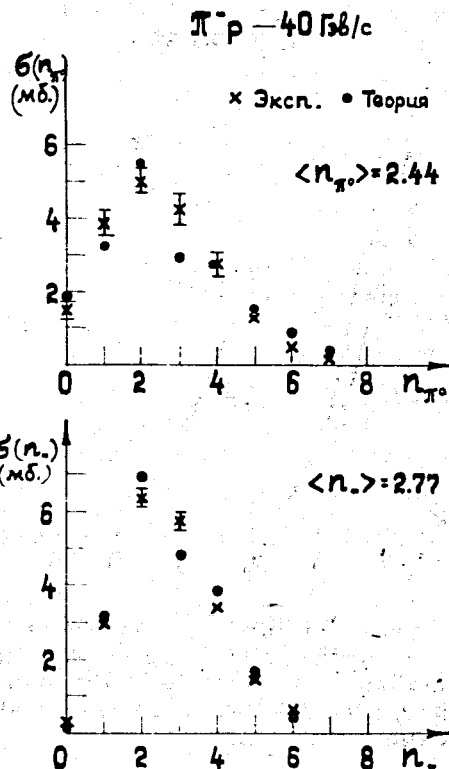


Рис. 3. Распределение по множественности отрицательно заряженных и нейтральных π^- -мезонов.

сравнении с экспериментом величины $\langle P_{\perp} \rangle$ для разного числа заряженных частиц /см. табл. 1/. Изменение $\langle P_{\perp} \rangle$ от 600 МэВ/с при $n_{ch} = 2$ до 300 МэВ/с при $n_{ch} = 10$ обусловлено сменой механизмов рождения в соответствии с рис. 3а. Фиксирование $n_{ch} = 2$ означает отбор таких событий, где в узлах мультипериферической цепочки доминируют резонансы, т.е. блоки малой массы. Поперечный импульс такого блока велик, так как велико значение $\Delta_{\perp} = 1,5 \text{ GeV}^2$. Распад блока всего лишь на две частицы и приводит к большим значениям $\langle P_{\perp} \rangle$ при $n_{ch} = 2$.

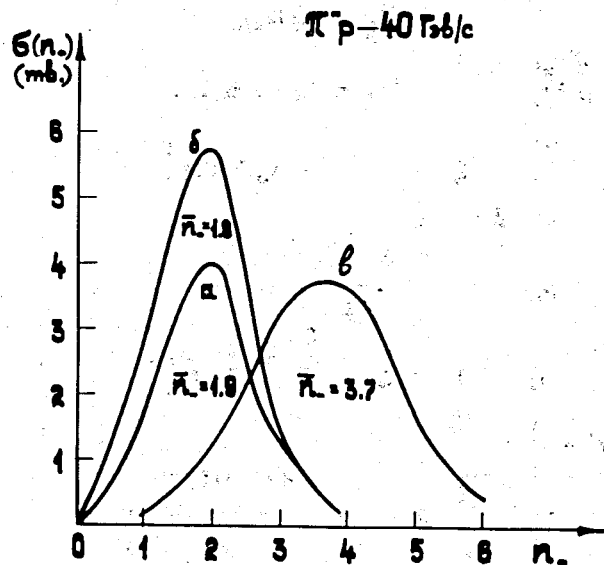


Рис. За. Распределение по числу π^- для разных механизмов /теория/: а - в вершинах только резонансы; б - в вершинах все /указанные в модели/ механизмы, кроме фоновых /кластеров/; в - в вершинах хотя бы один кластер и гидродинамические процессы.

Для значений $n_{ch} = 10$ основной вклад дают фоновые процессы, у которых характерная величина $\langle P_{\perp} \rangle = 300 \text{ МэВ/с}$. Та же причина вызывает и более сильную теоретическую зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от P_{\parallel}^* /см. табл. 2/, чем в эксперименте. Дело в том, что большие P_{\parallel}^* получаются в основном при рождении резонансов в вершинах цепочки, а им, как мы только что обсудили, соответствуют большие $\langle P_{\perp} \rangle$.

Мы можем теперь так охарактеризовать ситуацию: в данном варианте модели слишком занижена роль фоновых процессов /кластеров/. Причина заключается в том, что $\Delta \ll \Delta_r$. Расчеты показывают, что сечение π -мезонных кластеров /т.е. фоновых процессов без участия нуклона/ составляет всего лишь 0,01 мб.

Проведенное сравнение с экспериментом дает основание думать, что для более успешного описания экспери-

Табл. 1. Зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ для π^- от n_{ch}

N_{ch}	$\langle P_{\perp} \rangle \text{ ГэВ/с}$ для π^-	
	теория	эксперимент
Все	0.39 ± 0.005	0.36 ± 0.007
2	0.63 ± 0.04	0.40 ± 0.05
4	0.53 ± 0.01	0.38 ± 0.01
6	0.36 ± 0.003	0.36 ± 0.008
8	0.29 ± 0.005	0.36 ± 0.009
10	0.28 ± 0.006	0.34 ± 0.02

Табл. 2. Зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от P_{\parallel}^* для π^- .

$P_{\parallel}^* \text{ ГэВ/с}$	$\langle P_{\perp} \rangle \text{ ГэВ/с}$ для π^-	
	теория	эксперимент
-3, -2	0.59 ± 0.03	0.47 ± 0.04
-1, -0.5	0.46 ± 0.015	0.36 ± 0.02
-0.5, 0.5	0.35 ± 0.006	0.36 ± 0.005
0.5, 1	0.40 ± 0.015	0.38 ± 0.02
2, 3	0.64 ± 0.05	0.42 ± 0.05

мента необходимо создать вариант модели, в котором параметры Δ и Δ_r были бы сближены. Это, вероятно, приведет к уменьшению параметра \bar{L} , т.е. к более быстрому убыванию фоновых процессов с ростом массы сгустка. Дальнейшая разработка этих соображений и получение полного набора параметров для $\bar{A}_{\pi\pi}$ и $\bar{A}_{\pi N}$ являются предметом будущих публикаций.

Мы признательны коллективу сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры за предоставление экспериментальных данных, а также А.М. Дунаевскому за помощь в работе; Д.С. Чернавскому и И.И. Ройзену - за плодотворные обсуждения.

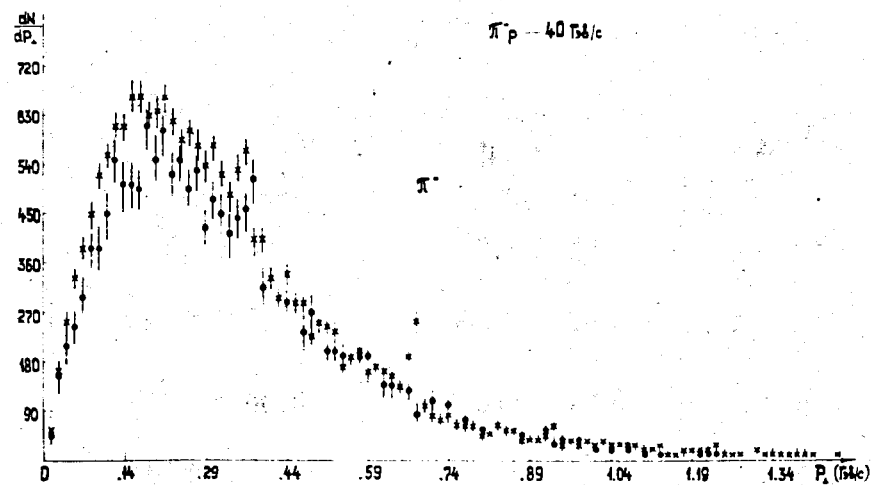


Рис. 4. $\frac{dN}{dP_1}$ для π^- /начиная с этого рисунка, везде введены обозначения: \times - теория, \bullet - эксперимент/.

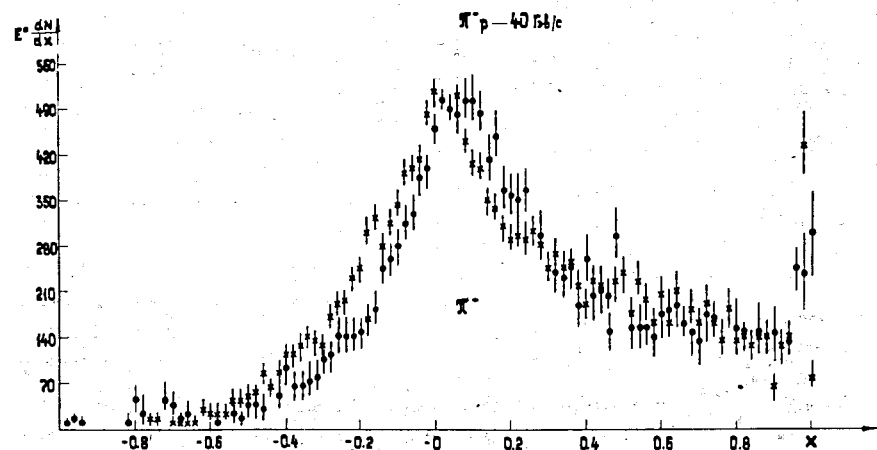


Рис. 5. $E^* \frac{dN}{dx}$ для π^- , $x = \frac{P^*_{||}}{P^*_{max}}$.

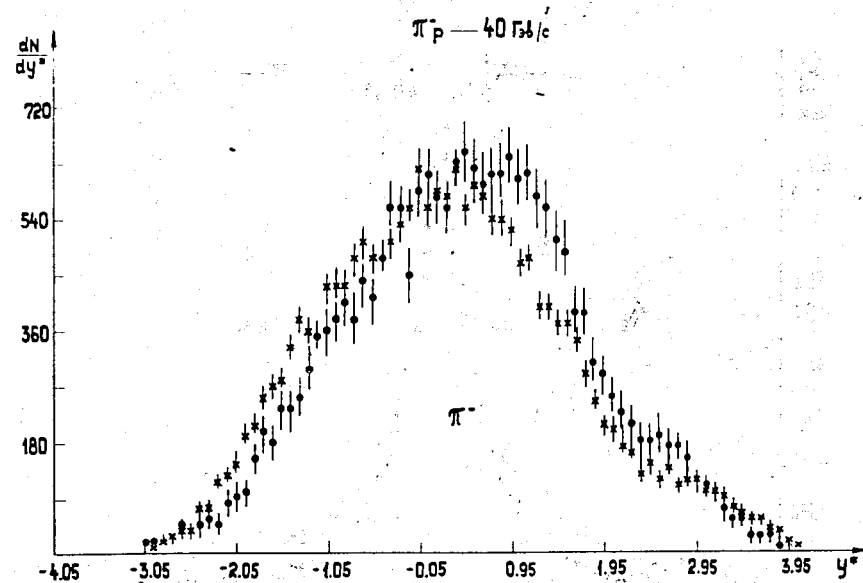


Рис. 6. $\frac{dN}{dy^*}$ для π^- , $y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + P^*_{||}}{E^* - P^*_{||}}$.

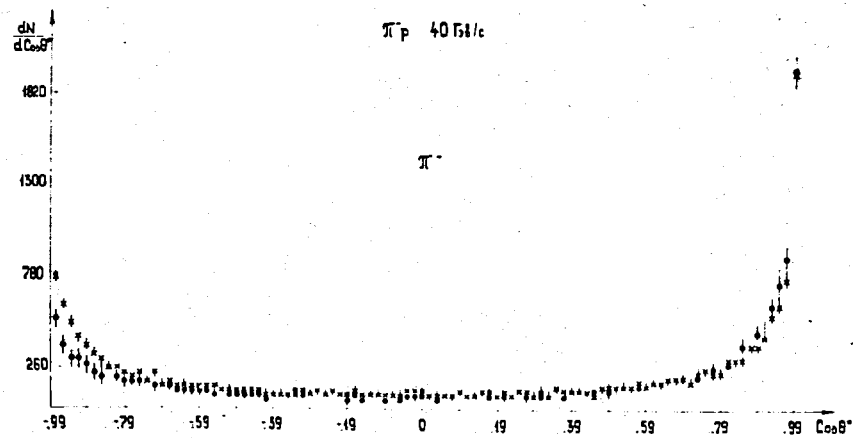


Рис. 7. $\frac{dN}{d\cos\theta^*}$ для π^- .

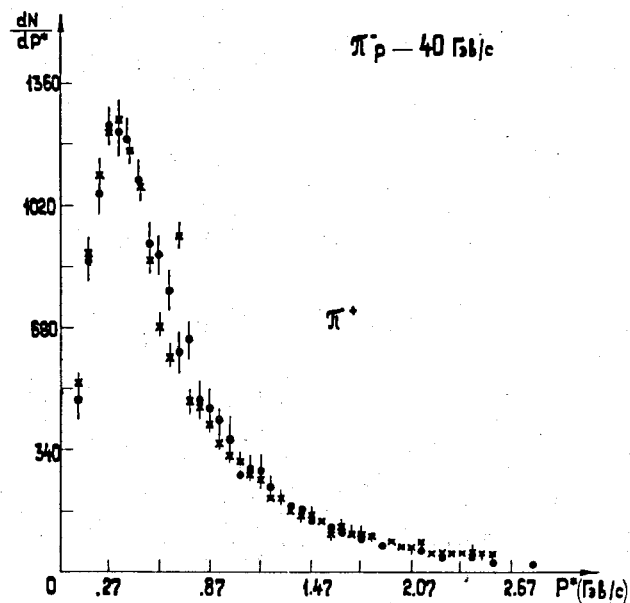


Рис. 9. $\frac{dN}{dP^*}$ для π^+ , P^* - модуль импульса в с.ц.м.

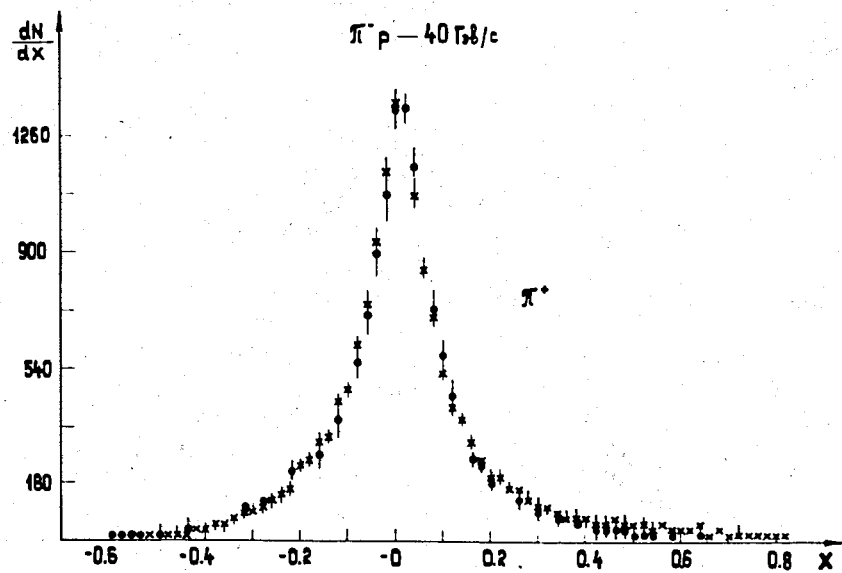


Рис. 8. $\frac{dN}{dx}$ для π^+ .

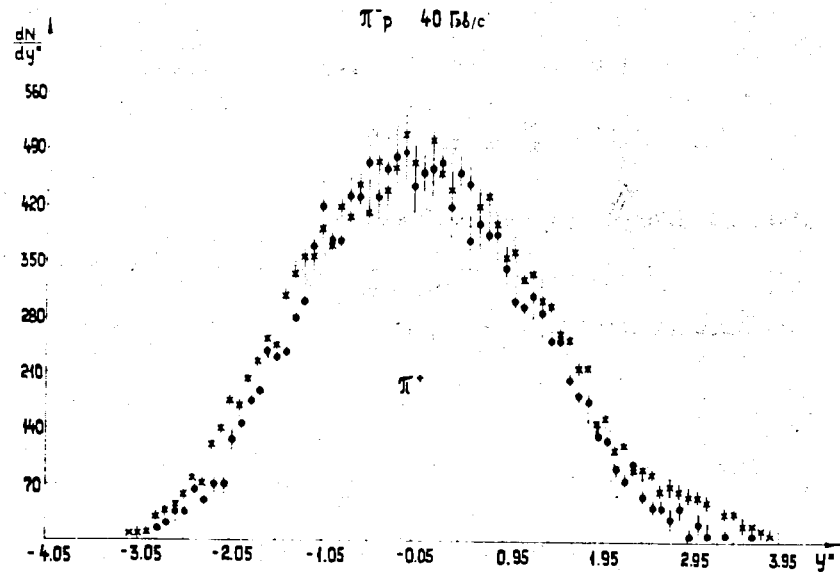


Рис. 10. $\frac{dN}{dy^*}$ для π^+ .

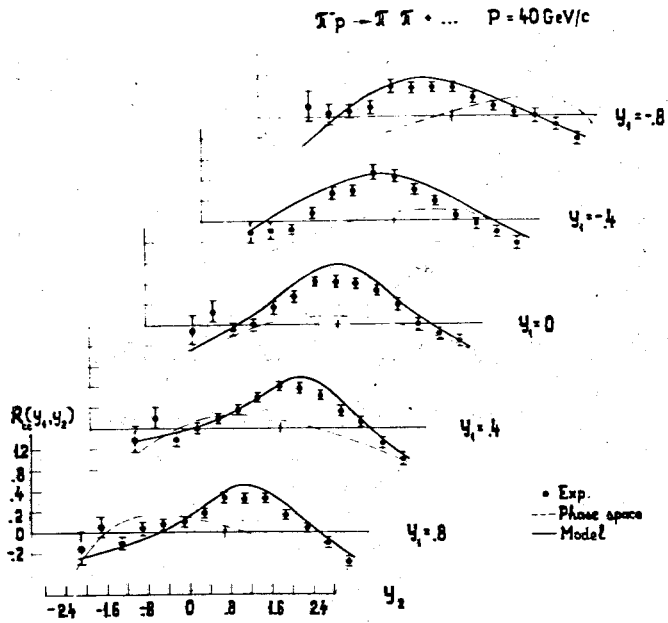


Рис. 11. Корреляционная функция

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

для разных интервалов y_1, y_2 .

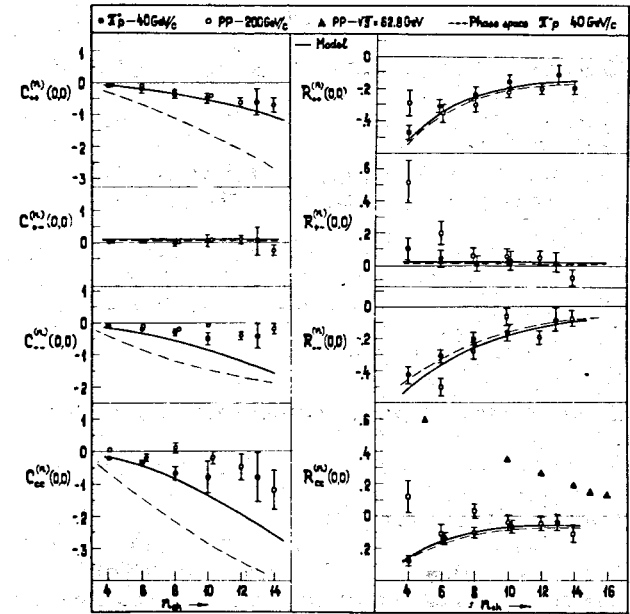


Рис. 12. $R(0, 0)$ и $C(0, 0)$ в зависимости от n_{ch} , где

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

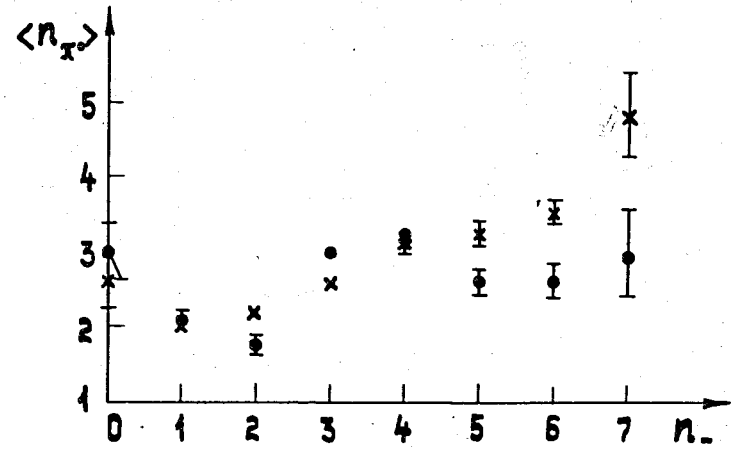


Рис. 13. Зависимость $\langle n_{\pi 0} \rangle$ от n_- .

Литература

1. И.М.Дремин, И.И.Ройзен, Р.Б.Уайт, Д.С.Чернавский. ЖЭТФ, 48, 952 /1965/;
И.М.Дремин, И.И.Ройзен, Д.С.Чернавский. УФН, 101, 385 /1970/.
2. Е.И.Волков, И.М.Дремин, А.М.Дунаевский, И.И.Ройзен, Д.С.Чернавский. ЯФ, 17, 407 /1973/;
18, 437 /1973/.
3. Е.И.Волков, И.М.Дремин, А.М.Дунаевский, И.И.Ройзен, Д.С.Чернавский. ЯФ, 20, 149 /1974/.
4. А.У.Абдурахимов, Н.Ангелов, К.П.Вишневская и др. Nucl. Phys. B 52, 414 (1973),
Препринт ОИЯИ, P1-7543, Дубна, 1973;
ЯФ, 18, 545 /1973/; 19, 103 /1973/.
5. А.М.Дунаевский, И.М.Дремин. Lett. Nuovo Cimento, v.9
№.15, 627 (1974).
6. И.Я.Померанчук. ДАН СССР, 78, 889 /1951/.
7. Е.Л.Фейнберг. УФН, 104, 539 /1971/.
8. Л.Д.Ландау, Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 51 /1953/.
С.З.Беленький, Л.Д.Ландау. УФН, 56, 309 /1965/.
9. Е.И.Волков, Е.И.Дайбог. Препринт ФИАН 90, 1973.
А.М.Дунаевский. Препринт ФИАН 176, 1973.
10. Д.С.Чернавский. Acta Physica Polonica, 885 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июня 1974 года.