

†
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2395/2-80

2/6-80

P2-80-80

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Н.К.Куциди,
А.Н.Сисакян, Л.А.Слепченко, Э.Т.Цивцивадзе,
М.С.Чаргейшвили

ВЛИЯНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА
НА СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ МЕЗОНОВ
В КВАРКОВЫХ СТРУЯХ

Направлено в ЯФ

1980

Основные закономерности процессов множественного образования адронов, в частности масштабные свойства этих процессов, могут быть поняты на основе соображений физического подобия и анализа размерностей /1/.

На основе принципа автомодельности и соображений о кварковой структуре адронов в работах /2,3/ были установлены правила кваркового счета, которые с использованием связи /4/ между упругими и неупругими формфакторами адронов дают, в частности, /4,5/

$$F_{2a}(x) \propto (1-x)^{2n_a-3}, \quad x \rightarrow 1. \quad //$$

Эти представления, довольно естественные в кварк-партонной модели, предполагают, что точечными составляющими, ответственными за взаимодействие адронов, являются почти свободные, не взаимодействующие кварки /импульсное приближение/ с замороженными внутренними степенями свободы, такими, как, например, поперечное движение и др.

Первые, наиболее очевидные следствия учета динамики кварков стали возможными с развитием квантовой хромодинамики, определяющей характер взаимодействия кварков с глюонным полем. Учет взаимодействия проявляется в отклонении сечений лептон-адронного рассеяния от масштабной инвариантности. При этом у структурных функций составляющих адронов появляется зависимость от характерной для глубоконеупругих процессов большой передачи импульса $F_{2a}(x) \rightarrow F_{2a}(x, Q^2)$. Наиболее четко эта зависимость проявляется при анализе моментов соответствующих функций распределения в КХД /6/. Отметим, что важной задачей на этом этапе является изучение квантовохромодинамических эффектов в рамках трехмерных квазипотенциальных уравнений /7/ для составных частиц и переменных светового фронта /8/.

В работе /9/ был дан анализ эффектов нарушения скейлинга инклюзивных спектров по продольному импульсу (x) вторичных частиц в адронных соударениях. В области фрагментации лидирующего кварка, т.е. в случае, когда быстрый кварк распадается на детектируемый быстрый мезон плюс другие медленные адроны

/механизм, ответственный также за образование лидирующих частиц, несущих большой p_{\perp} /^{5,10}/

$$F^{AB \rightarrow C}(x) \equiv \frac{x d\sigma^{AB \rightarrow C}}{\sigma dx} \approx \sum_{q=1}^n \int f_q(x_1) D_q(x_2) \delta(x_1 x_2 - x) dx_1 dx_2. \quad /2/$$

Оказалось, что энергетическая зависимость инклюзивных сечений $AB \rightarrow C$ /2/ маскирует значения показателей n_a , определяемых правилами кваркового счета для структурных функций кварков в адронах /1/, и ее необходимо учитывать при сравнении распределений /2/ с экспериментальными /9/.

Здесь мы хотим обратить внимание на второй возможный источник подобного отклонения, а именно, на зависимость результатов анализа сечений /2/ от величины среднего поперечного импульса составляющих кварков /глюонов/*.

§1. Анализ экспериментальной ситуации, проведенный в настоящей работе, свидетельствует о том, что величины показателей /извлекаемые из одночастичных спектров πp -взаимодействия/, лежащие вблизи разумных значений $n_{\pi} \approx 1(2)$ и $n_p \approx 3(4)$, могут иметь, однако, лишь приближенный смысл чисел составляющих адронов. В частности, сравнение зависимости $F(x) \approx (1-x)^n$ с данными эксперимента по образованию π, K -мезонов в πp -и pp -соударениях в широком интервале энергии и результатами /12/ при сравнительно небольших энергиях $P_{\text{лаб.}} \leq 20$ ГэВ/с/ показывает удовлетворительное согласие /рис.1/ и значительное расхождение с ростом энергии /рис.2/. Отметим, что настоящий анализ проводился на основе совокупности мировых экспериментальных данных /ссылки содержатся в работе /13/. В качестве оригинального экспериментального материала в работе были использованы данные по πp -взаимодействию при $P_{\text{лаб.}} = 5$ и 40 ГэВ/с, полученные на однометровой водородной и двухметровой пропановой камере Объединенного института ядерных исследований /авторы приносят свою благодарность коллективам этих сотрудничеств/, см. Н.С.Ангелов и др. ОИЯИ, Р1-9882, Дубна, 1976.

Из рис.2 можно заключить, что даже в экспериментах, выполненных при одинаковых энергиях, значения показателей n_a (s фикс) испытывают отклонения от значений, определяемых правилами кваркового счета.

Это может служить указанием на существование источника отклонения $n_a = n_a^{(0)} + \Delta_a$, отличного от экранирования, вызванного эффектами энергетического нарушения скейлинга /9/.

* Рассмотрение этих эффектов в процессах образования адронов с большими поперечными импульсами проведено в работах /11/.

Рис.1. Спектры $F(\pi^-p \rightarrow \pi^+ + \dots)$ при импульсе начальных π^- -мезонов $P_{\text{лаб.}} = 5$ и 40 ГэВ/с. Сплошная линия соответствует аппроксимации функцией $(1-x)^n$ со значением n_π из таблицы работы ^{/9/}. Функция $D_\pi(z)$ в параметризации ^{/12/}.

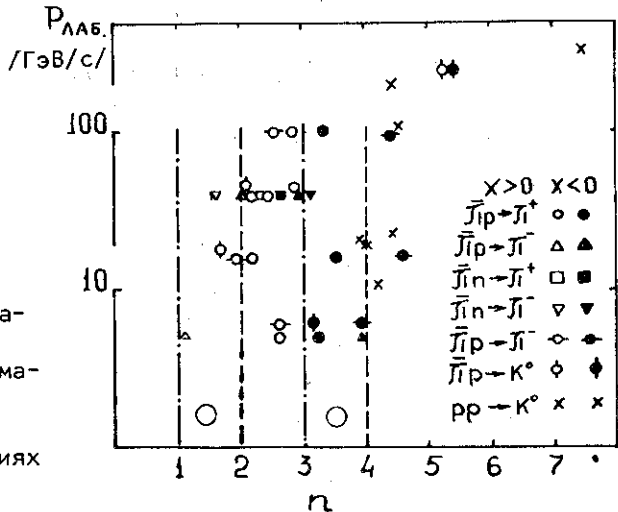
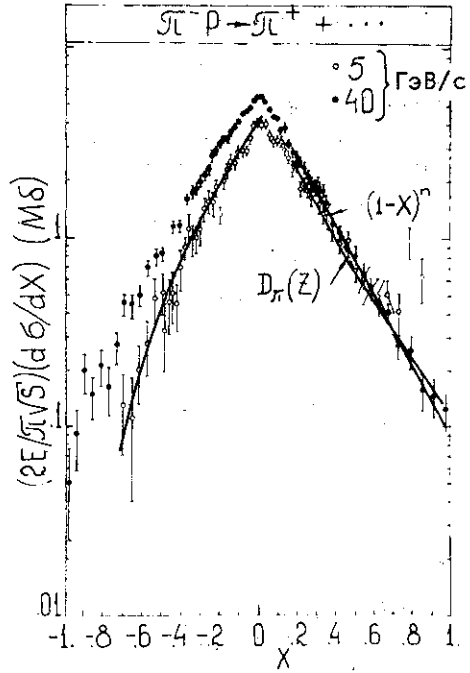


Рис.2. Значения показателя n степенного убывания в аппроксимации $(1-x)^n$ в реакциях $\pi p, p p \rightarrow \pi, K, + X$ при различных энергиях и значениях $x \geq 0$.

Вместе с этим поведение двумерных распределений $d\sigma/dp_{\perp}^2 dx$ ($AB \rightarrow C$) при фиксировании одной из переменных указывает на несправедливость факторизации зависимостей от x - и k_{\perp} -переменных, т.е. о нарушении приближения кварк-партоновой модели.

Фактически, как следует из рис. 3а, б, изменение наклона кривых распределений

$$\frac{2E}{\pi\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2 dx} \Big|_{x=\text{фикс}} = A_1 e^{-B_1(x)p_{\perp}^2} + A_2 e^{-B_2(x)p_{\perp}^2} \quad (B_1 > B_2)$$

соответствует эффективному изменению величины показателя n в распределении *

$$F(x, <k_{\perp}>) \propto \sum_i c_i (1-x)^{n_i}, \quad n_{\text{эфф}} = f(n_1 + n_2).$$

Остановимся сейчас подробнее на анализе возможности влияния флуктуаций среднего поперечного импульса составляющих /19,20/ на степени убывания x -спектров быстрых мезонов при $x \rightarrow 1$, т.е. на ситуации, которая до сих пор не рассматривалась при изучении процессов фрагментации быстрых кварков в области малых p_{\perp} /15/.

§2. Явления корреляции продольного и поперечного движений составляющих в адронах могут быть поняты при изучении квази-потенциальных волновых функций, описывающих связанные $q\bar{q}$ - и qqq -системы в рамках трехмерных квазипотенциальных уравнений в переменных светового фронта /5,8/.

Следствия учета этих корреляций проявляются в нетривиальной зависимости среднего поперечного импульса составляющих частиц от доли импульса адрона x :

$$\langle k_{\perp}^2 \rangle F_2(x, Q^2) = \int k_{\perp}^2 d^2k_{\perp} F_2(x, k_{\perp}^2, Q^2),$$

$$F_2(x, Q^2) = \int d^2k_{\perp} F_2(x, k_{\perp}^2, Q^2) \quad /3/$$

и, вообще говоря, от величины $Q^2(s)$.

В частности, в рамках этих рассмотрений можно показать, что рост и последующее падение величины $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ для пороговых значений $x(x \rightarrow 1)$ соответствуют режиму более быстрого убывания структурных функций $F(x) \propto (1-x)^n$ /16/. Этот факт соответствует

* Заметим, что аналогичная картина наблюдается в соответствующих сечениях образования струй $pp \rightarrow \text{jet} + X$, где p_{\perp} - импульс, перпендикулярный направлению струи /14/.

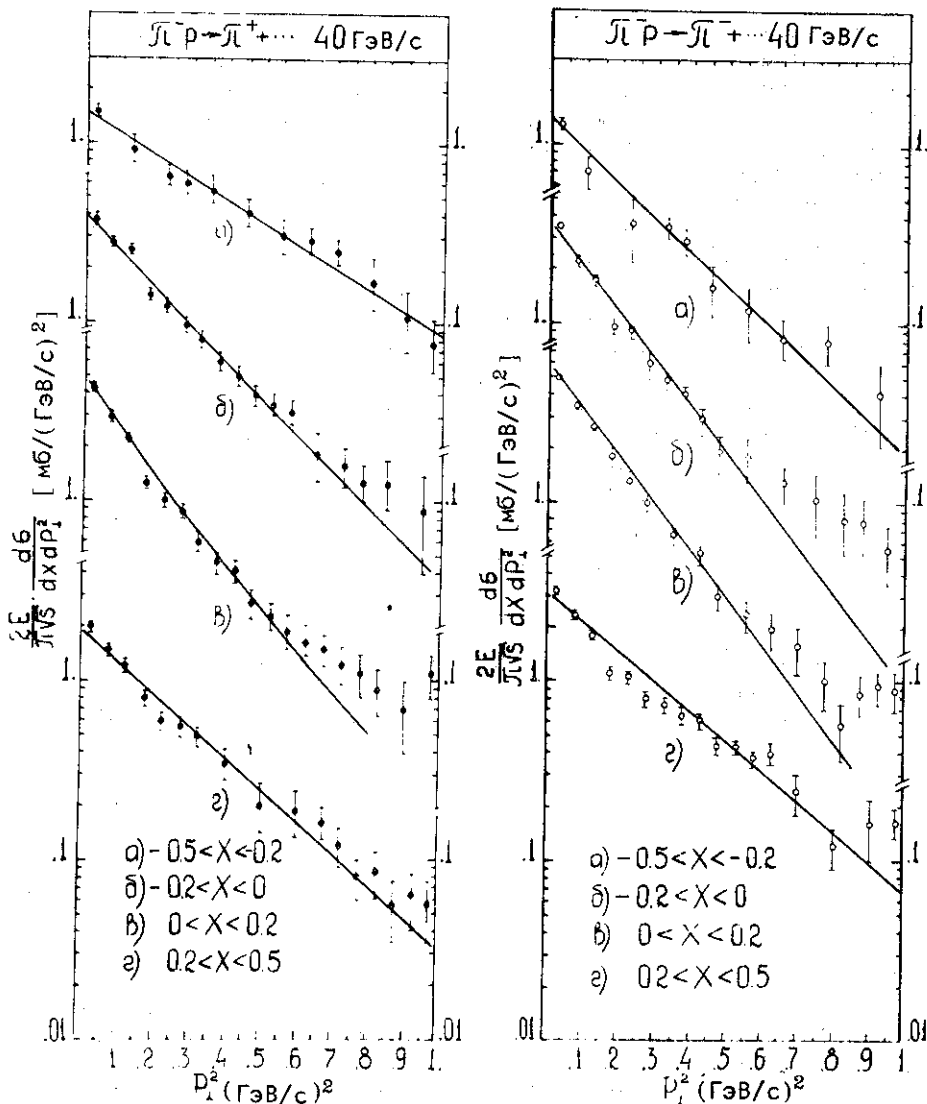
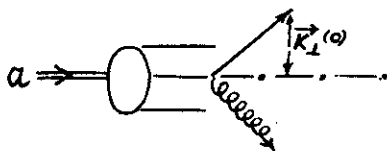


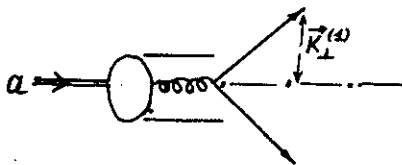
Рис. 3. а - корреляции x -зависимости в распределениях по p_{\perp} реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- + X$; б - то же для $\pi^- p \rightarrow \pi^+ + X$.

известному ранее т.н. эффекту seagull, $\langle k_{\perp}^2 \rangle \sim x(1-x)$, в реакциях множественного образования мезонов в адронных соударениях, связанному, как видно из последних экспериментов по аннигиляции e^+e^- в адроны^{17/}, с распределением потока энергии между кварк-глюонными струями в конечном состоянии.

Исследования в рамках квантовой хромодинамики поставили под сомнение представления об ограниченности средних поперечных импульсов составляющих, сложившиеся на основе кварк-партонной модели в адронных соударениях с малыми p_{\perp} . Эти факты нашли свое подтверждение в недавних экспериментах по глубоконеупругому рассеянию лептонов и адронов с адронами, а также в опытах по образованию дилептонов /14,18/. Эти измерения, однако, почти не дают информации о характере зависимости $dF(x, k_{\perp}^2, Q^2) / d^2k_{\perp}$. В то же время известно, что в конечном состоянии глубоконеупругой реакции наблюдается струя адронов с осью, идущей вдоль направления виртуального γ^* -кванта. Отклонение оси струи от этого направления связано с начальным поперечным импульсом кварка. Другими словами, поперечный импульс кварка в глубоконеупругом рассеянии лептонов складывается из: значения поперечного импульса $k_{\perp}^{(0)}$, которым может обладать кварк в адроне а до поглощения им фотона /глюона/



с импульсом \vec{Q} , т.н. первичного /внутреннего/ поперечного импульса, и значения поперечного импульса $k_{\perp}^{(1)}$, который кварк приобретает в результате излучения /поглощения/ глюонов.



Кроме того, в струе из фрагментирующего кварка адроны имеют поперечный разброс, определяемый импульсом \vec{k}'_{\perp} , перпендикулярным к оси струи. Таким образом, средний поперечный импульс вторичных частиц $\langle \vec{p}_{\perp}^2 \rangle = z^2 \langle \vec{k}_{\perp}^2 \rangle + \langle \vec{k}'_{\perp}^2 \rangle$; $k_{\perp} = k_{\perp}^{(0)} + k_{\perp}^{(1)}$.

Эти наблюдения привели к заключению о том, что если учесть взаимодействие кварков и глюонов, то импульс k_{\perp} -составляющих оказывается не мал и даже может расти как $k_{\perp}^2 \propto \alpha_s(Q^2) Q^2 \cdot u(x)^{1/6}$. При этом структурные функции распределений и фрагментации кварков приобретают эффективный вид:

$$F(x, \vec{k}_{\perp}^2, Q^2) = F(x, Q^2) \cdot G(\vec{k}_{\perp}^2),$$

$$D(z, \vec{k}_{\perp}^2, Q^2) = D(z, Q^2) \cdot G(\vec{k}_{\perp}^2),$$

/4/

где зависимость $G(\vec{k}_\perp^2 / \langle \vec{k}_\perp^2(x, Q^2) \rangle)$ может быть выбрана, в частности, в форме

$$G(\vec{k}_\perp^2) = \frac{1}{\pi \langle \vec{k}_\perp^2 \rangle} \exp\{-\vec{k}_\perp^2 / \langle \vec{k}_\perp^2 \rangle\}. \quad /5/$$

С учетом того, что взаимодействие кварков с глюонами приводит к появлению эффективной зависимости от x и Q^2 среднего поперечного импульса составляющих, формулы /4/, /5/ определяют искомую корреляцию продольного и поперечного движения последних, а также эффекты нарушения скейлинга в структурных функциях распределений и распада кварков.

§3. Таким образом, с учетом поперечного движения составляющих кварков внутри адронов A, B, C инклюзивное распределение быстрых мезонов в реакции $AB \rightarrow C$, образованных в результате фрагментации лидирующего кварка при $x \rightarrow 1$ с данным поперечным импульсом \vec{p}_\perp , может быть представлено в следующем виде:

$$\sigma^{AB \rightarrow C}(x, \vec{p}_\perp^2) \equiv \frac{x s \sigma^{AB \rightarrow C}}{\sigma dx d\vec{p}_\perp} \approx C(\vec{p}_\perp^2) \int dx_1 dx_2 d\vec{k}_{1\perp} d\vec{k}_{2\perp} \times \quad /6/$$

$$\times f(x_1, \vec{k}_{1\perp}) D(x_2, \vec{k}_{2\perp}) \delta(x_1 x_2 - x) \delta(\vec{k}_{1\perp} + \vec{k}_{2\perp} - \vec{p}_\perp),$$

причем функции $f(x_1, \vec{k}_{1\perp})$ и $D(x_2, \vec{k}_{2\perp})$ определены формулами /4/, /5/.

В этом случае одночастичное сечение

$$\sigma^{AB \rightarrow C}(x, \vec{p}_\perp^2) = C(\vec{p}_\perp^2) \int \frac{dz}{z} d^2 \vec{k}_\perp f(z, \vec{k}_\perp^2) D\left(\frac{x}{z}, (\vec{p}_\perp - \vec{k}_\perp^2)\right) \quad /7/$$

с учетом зависимости $C(\vec{p}_\perp^2)$, определенной сечением бинарного рассеяния составляющих при малых p_\perp

$$C(\vec{p}_\perp^2) = C \cdot \exp[-A p_\perp^2], \quad A \sim 3 / \Gamma \varepsilon V / c /^{-2},$$

можно записать в виде

$$\sigma^{AB \rightarrow C}(x, \vec{p}_\perp^2) = \int \frac{dz}{z} f(z, Q^2) D\left(\frac{x}{z}, Q^2\right) \mathcal{B}(x, z; \vec{p}_\perp^2), \quad /8/$$

где функция \mathcal{B} содержит зависимость, осуществляющую корреляцию между продольными переменными x, z и величиной \vec{p}_\perp^2 :

$$\mathcal{B}(x, z; \vec{p}_\perp^2) = C \frac{B B'}{B + B'} \exp\left\{-\left(A + \frac{B B'}{B + B'}\right) \vec{p}_\perp^2\right\}, \quad /9/$$

где $B \equiv B(z)$, $B' = B\left(\frac{x}{z}\right)$ и $B(x) = \langle \vec{k}_\perp^2(x, Q^2) \rangle^{-1}$ — наклон распределения по поперечному импульсу составляющих.

Ввиду того, что $V^{-1}(x) \approx \langle k_{\perp}^2 \rangle$, форма зависимости среднего поперечного импульса будет определять эффективный наклон распределения $d\sigma^{AB \rightarrow C} / d\vec{p}_{\perp}$ как функцию доли продольного импульса адронов, уносимую кварками. Как уже отмечалось, определим искомую корреляцию в виде ^{/6/}

$$\begin{aligned} \langle \vec{p}_{\perp}^2(x) \rangle &= \langle \vec{k}_{\perp}^{(0)2} \rangle + \langle \vec{k}_{\perp}^2 \rangle_{\text{KXD}} \\ &= a + bx(1-x), \end{aligned} \quad /10/$$

где коэффициент $a = \text{const}$, а b , вообще говоря, зависит от энергии. Отметим, что применение в ^{/10/} формулы, определяющей зависимость $\langle k_{\perp}^2 \rangle_{\text{KXD}} \sim Q^2 \alpha_s(Q^2)$, полученной в предположении режима жесткого соударения, является проблематичным в области рассеяния с малыми p_{\perp} . С другой стороны, энергетическая зависимость коэффициентов a и b не будет играть существенной роли в дальнейшем рассмотрении. Затраченные значения параметров мы выбираем из экспериментальных данных по $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{\pi p \rightarrow \pi}$ в области $P_{\text{лаб.}} \approx 10-30$ ГэВ/с: $a = 0,07$ /ГэВ/с², $b = 1,07$ /ГэВ/с².

При определении, таким образом, соответствия между корреляциями в x -распределении быстрых мезонов и эффективной зависимостью от величины среднего поперечного импульса реакции интегрирование сечения ^{/8/} скажется на значении показателя степенного убывания n_a . Тем самым проявится характер его отклонения от значений $n^{(0)}$, определяемых правилами кваркового счета без учета флуктуаций по $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ составляющих

$$\begin{aligned} \int \sigma^{AB \rightarrow C}(x, \vec{p}_{\perp}^2) d\vec{p}_{\perp}^2 &= A(1-x)^{n_{\text{эфф}}} \\ n_{\text{эфф}} &= n^{(0)} + \Delta(\langle p_{\perp}^2 \rangle). \end{aligned} \quad /11/$$

С учетом вышеизложенного в настоящей работе проводился анализ экспериментальных данных по πp -взаимодействиям с целью определения характера влияния значений среднего поперечного импульса π -мезонов на вид функций распределений $\sigma^{\pi p \rightarrow \pi}(x)$.

С этой целью проводилась подгонка двумерных распределений $d\sigma/dx d\vec{p}_{\perp}^2$ в различных режимах фиксированных значений x и P_{\perp} . Результаты по фитированию одночастичных распределений π -мезонов ($x > 0$) и протонов ($x < 0$) $\frac{1}{\sigma} x d\sigma/dx(\pi^- p \rightarrow \pi^+) \sim (1-x)^{n_{\text{эфф}}}$ в экспериментах при $P_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с приведены в *таблице*.

Результаты свидетельствуют о наличии сильной корреляции /см. также ^{/19/} $n(\langle p_{\perp}^2 \rangle)$, проявляющейся в убывании параметра эффективного наклона $n_{\text{эфф}}$ с ростом интервала поперечного импульса, т.е. говорят о существенной роли, которую играют

Таблица

Интервал p_{\perp}^2 , ГэВ/с	Интервал - x	$n_{\text{эфф}}$	χ^2/N	Интервал x	$n_{\text{эфф}}$	χ^2/N
0÷0,1	0,54±0,01	4,8±0,3	47/12	0,20±0,61	3,4±0,5	3/6
0,1÷0,2	0,54±0,19	4,2±0,4	6/8	0,17±0,79	2,3±0,2	5/11
0,2÷0,3	0,70±0,33	2,1±0,4	7/6	0,24±0,85	3,0±0,3	9/10
0,3÷0,4	0,71±0,01	3,9±0,1	14/16	0,34±0,77	2,9±0,4	6/6
0,4÷0,5	0,76±0,21	3,5±0,3	5/8	0,34±0,72	15±0,4	4/7
0,5÷1,0	0,93±0,14	2,0±0,1	25/13	0,02±0,95	2,0±0,1	14/16
1,0÷2,0	0,95±0,02	0,7±0,1	13/13	0,39±0,95	0,4±0,1	12/9

флуктуации по $\langle p_{\perp}^2 \rangle$. Аналогу этого эффекта в проекции распределения $d\sigma/dp_{\perp}^2 |_{\text{фиксир. } x}$ соответствует поведение, представленное на рис. 3, 4, - сужение распределений с ростом x /см. также сечения рождения струй в pp -соударениях ^{14/1/}.

Количественной мерой вышеупомянутых корреляций может служить зависимость наклона проекций распределения $\sigma^{AB \rightarrow C}(x, p_{\perp}^2)$ по поперечному импульсу $(A + \frac{BB'}{B+B'})$ как функция x . Эта функция /см. /9//, с точностью до сдвига, представлена на рис. 4, где вместе с ней отложены экспериментальные точки, соответствующие этому наклону в реакции соударения $\pi^- p \rightarrow \pi^+$ при $P_{\text{лаб}} = 40$ ГэВ/с.

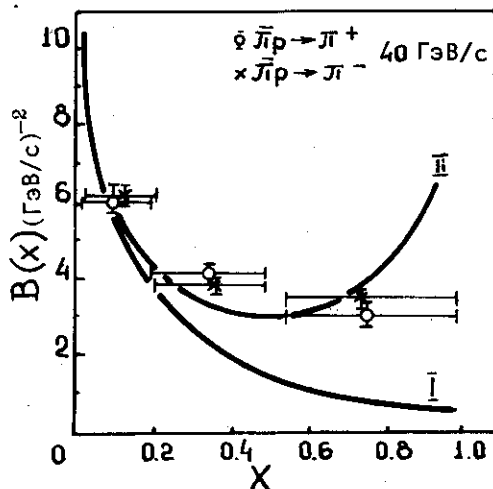


Рис. 4. Экспериментальные данные по наклону $V(x)$, распределения

$$d\sigma/dp_{\perp}^2(\pi^- p \rightarrow \pi^+) \propto e^{-B(x)p_{\perp}^2}$$

$$\text{I} - \langle k_{\perp}^2 \rangle^{-1} = (a + bx)^{-1},$$

$$\text{II} - \langle k_{\perp}^2 \rangle^{-1} = (a + bx(1-x))^{-1}.$$

Сравнение двух возможностей, представленных на рис.4, говорит в пользу /10/ и, по-видимому, исключает случай II, соответствующий неограниченному росту $\langle k_{\perp}^2(x) \rangle$ получаемому в рамках ковариантной партонной модели /20/. Отметим, что поведение $V^{-1}(x)$ согласно /10/, соответствующее варианту I, отвечает убыванию эффективного показателя степенного закона $(1-x)^{n \text{эфф.}(\langle p_{\perp}^2 \rangle)}$ с ростом интервала поперечного импульса.

Таким образом, результаты анализа, проведенного в данной работе, свидетельствуют о существовании эффективной зависимости распределений $F^{AB \rightarrow C}(x) = F^{AB \rightarrow C}(x, \langle k_{\perp}^2(x) \rangle)$. Отметим, что поиски величины n без учета $\langle k_{\perp}^2 \rangle$ - флуктуаций могут привести к расхождению с результатами кваркового счета $n = n^{(0)}$. Подчеркнем, что явление убывания значения показателя $n = n(\langle p_{\perp}^2 \rangle)$ с ростом роли поперечного движения составляющих внутри адрона, по-видимому, может быть объяснено в рамках динамических кварковых представлений /в частности, в квантовой хромодинамике/.

Авторы глубоко благодарны Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за постоянную научную поддержку, В.Г.Гришину, А.Н.Квинихидзе, В.А.Матвееву, Ю.В.Тевзадзе за обсуждение результатов, а также Р.А.Кватадзе, М.М.Куталия за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, P2-4572, Дубна, 1968.
2. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p.719.
3. Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1153; Gunjon J. Phys.Rev., 1974, D10, p.242.
4. Drell S., Yan T.M. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.181; West G.B. Phys.Rev.Lett., 1970, 24, p.1206.
5. Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, с.478.
6. Ellis J. Applications of QCD. SCAL PUB-2121, Stanford, 1978; Fox G. Nucl.Phys., 1977, B131, p.107; 1978, B134, p.269.
7. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p.380.
8. Матвеев В.А., Мурадян Р.М., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1979, 40, с.329; Матвеев В.А., Слеченко Л.А., Тавхелидзе А.Н. Доклад на II Международном семинаре по физике высоких энергий и теории поля. Серпухов, 1979.
9. Абесалашвили Л.Н. и др. ОИЯИ, P2-8079, Дубна, 1980.
10. Anderson V., Gustafson G., Peterson C. Phys.Lett., 1977, 69B, p.221.

11. Matsuda S. Rapp. Talk at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
12. Feynman R.P., Field R.C., Fox G. Phys.Rev., 1978, D18, p.3320. Feynman R.P., Field R.C. Phys.Rev., 1977, D15, p.2590.
13. Cutts D. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.319.
14. Bromberg C. et al. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1447; Fontaine G. Jet Phys., Saclay, 1978.
15. Close F, Diebold R. Rapp. Talks at the XIX Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978; Hwa R. In Talk at the EPS Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1979.
16. Красников Н.В., Тавхелидзе А.Н., Четыркин К.Г. В кн.: Труды Международной конференции "Нейтрино-77". "Наука", М., 1978.
17. Barber D.P. et al. PRL, 1979, 43, p.830.
18. Lederman L. Rapp. Talk at the XI Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, 1978.
19. Johnson J.R. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.1292.
20. Landshoff P., Scott D. Nucl.Phys., 1977, B131, p.172.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 февраля 1980 года.