

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ АССОЦИАТИВНОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ОТ ПОПЕРЕЧНОГО ИМПУЛЬСА В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 40 Гэв/с

Л. Н. АБЕСАЛАШВИЛИ ¹⁾, Н. С. АМАГЛОБЕЛИ ¹⁾, Н. К. КУЦИДИ ¹⁾,
Т. Г. МАХАРАДЗЕ ¹⁾, Р. Г. САЛУКВАДЗЕ ¹⁾, А. Н. СИСАКЯН, Л. А. СМЕПЧЕНКО ¹⁾,
Ю. В. ТЕВЗАДЗЕ ¹⁾, Н. Г. ФАДЕЕВ, Э. Т. ЦИВЦИВАДЗЕ, М. С. ЧАРГЕИШВИЛИ ¹⁾,
А. И. ШКЛОВСКАЯ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 14 декабря 1976 г.)

Исследуется поведение ассоциативной множественности как функции поперечного импульса выделенного π -мезона в различных областях фазового пространства. Экспериментальные результаты интерпретируются на основе модели двух механизмов, учитывающей взаимодействие адронных составляющих.

1. Введение

В настоящей работе представлены результаты дальнейшего исследования полуинклюзивных реакций в π^-p -взаимодействиях [^{1,2}], проводимых в рамках международного сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, экспонированной пучком π^- -мезонов с импульсом 40 Гэв/с на ускорителе ИФВЭ [³].

В реакциях



изучалось поведение ассоциативной множественности заряженных частиц в зависимости от величины поперечного импульса выделенного π -мезона. Был проделан анализ поведения ассоциативной множественности в различных областях фазового пространства, что позволяет получить важные сведения о механизмах множественного образования частиц в этих выделенных областях и проверить предсказания различных моделей. Полученные экспериментальные результаты обсуждаются в рамках модели двух механизмов, учитывающей взаимодействие составляющих адронов.

Приводимые результаты основаны на анализе $\sim 10\,000$ неупругих π^-p -взаимодействий со множественностью вторичных частиц по более 12, обработанных согласно принятой методике [⁴].

2. Экспериментальные результаты

Поведение множественности заряженных ассоциированных частиц как функции поперечного импульса выделенного π^\pm -мезона во всем кинематически доступном фазовом пространстве представлено на рис. 1. Как видно, $\langle n(p_\perp) \rangle$ является слабо зависящей функцией поперечного импульса в области $p_\perp \ll 1$ Гэв/с, а при больших p_\perp эта зависимость практически исчезает.

¹⁾ Тбилисский государственный университет.

В предыдущей работе [2] нами было показано, что подобное поведение $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ при относительно небольших поперечных импульсах связано со слабыми корреляциями между n и p_{\perp} и успешно воспроизводится статистической моделью возбужденных кластеров.

Однако подобное поведение величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ может явиться следствием суммарного воздействия различных режимов поведения, связанных с разными динамическими механизмами образования частиц. Эти механизмы могут по-разному проявлять себя в различных областях фазового пространства и приводить к

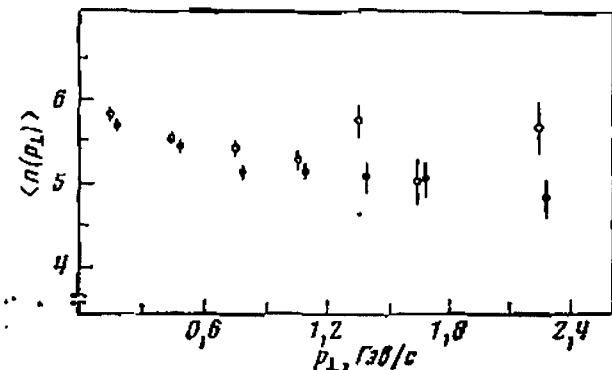


Рис. 1. Зависимость ассоциативной множественности в реакции (1) от поперечного импульса выделенного π^+ -мезона (○) и π^- -мезона (●)

различному виду зависимости $\langle n(p_{\perp}) \rangle$.

Такая ситуация действительно имеет место, как это следует из рис. 2а-в, где приведена зависимость $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ в случае, когда выделенный π -мезон находится в определенной кинематической области. Отметим следующие характерные особенности этих распределений:

а) в случае когда выделенная частица находится в области фрагментации (рис. 2а и в),

значения $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ меньше, чем в случае центральной области (рис. 2б), что связано с значительным вкладом механизмов дифракционного типа в областях фрагментации;

б) когда в области фрагментации мишени и в центральной области множественность слабо зависит от p_{\perp} , в области фрагментации пучка в случае выделенного π^- -мезона наблюдается заметный рост $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ начиная уже с малых значений поперечного импульса ($p_{\perp} \geq 0,3$ ГэВ/с);

в) примерное постоянство величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, например, в центральной области отнюдь не означает отсутствия корреляций между n и p_{\perp} , а является результатом суммарного действия различных конкурирующих факторов. Это ярко иллюстрируется приведенной на рис. 2б кривой, полученной для случая образования частиц согласно лоренц-инвариантному фазовому пространству без учета каких-либо конкретных механизмов образования частиц при моделировании методом Монте-Карло [6]. Таким образом, эта кривая отражает влияние корреляций, обусловленных кинематикой процесса.

Отметим, что нами зарегистрирован также рост множественности частиц, ассоциированных с γ -квантом (π^0 -мезоном) из области фрагментации пучка (рис. 3а).

В результате дальнейшего анализа заряженных частиц, ассоциированных с выделенным π^- -мезоном из области фрагментации пучка, оказалось что возрастает множественность ассоциированных частиц, образованных в центральной области (рис. 4б), тогда как множественность частиц из областей фрагментации почти не зависит от поперечного импульса быстрого π^- -мезона (рис. 4а и в) (для ассоциированных частиц из этой же области фрагментации пучка наблюдается слабое падение $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, обусловленное, по-видимому, кинематическими эффектами).

Отсюда следует невозможность в настоящем случае объяснить рост множественности для быстрых π^- -мезонов образованием и дальнейшим распадом возбужденного состояния пучковой частицы в результате ее взаимодействия с составляющими адрона-мишени [6].

На следующем этапе исследования зависимости ассоциативной множественности от поперечного импульса были выделены две группы ассоциированных частиц: с поперечным импульсом, направленным в ту же сторону, что и p_{\perp} выделенной частицы, т. е. азимутальный угол φ между p_{\perp} выдел и p_{\perp} ассоц менее 90° (такие частицы будем называть сопутствующими), и с поперечным импульсом, направленным в противоположную от p_{\perp} выдел стороны, т. е. угол $\varphi > 90^\circ$ (назовем эти частицы противоположными).

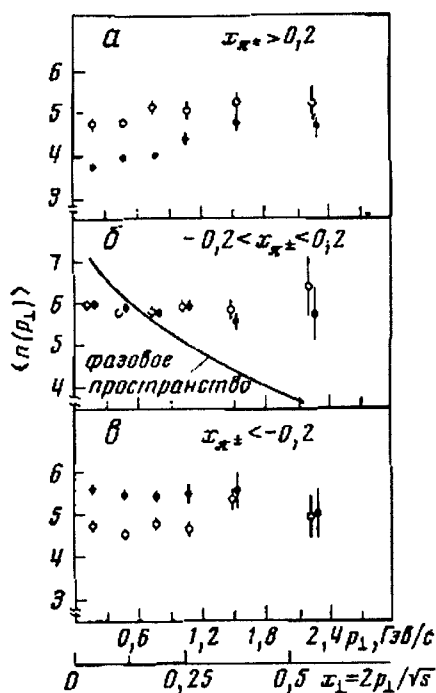


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость ассоциативной множественности в реакции (1) от поперечного импульса выделенного π^+ -мезона (\circ) и π^- -мезона (\bullet), находящегося в различных областях фазового пространства (кривая — результат моделирования по лоренц-инвариантному фазовому пространству)

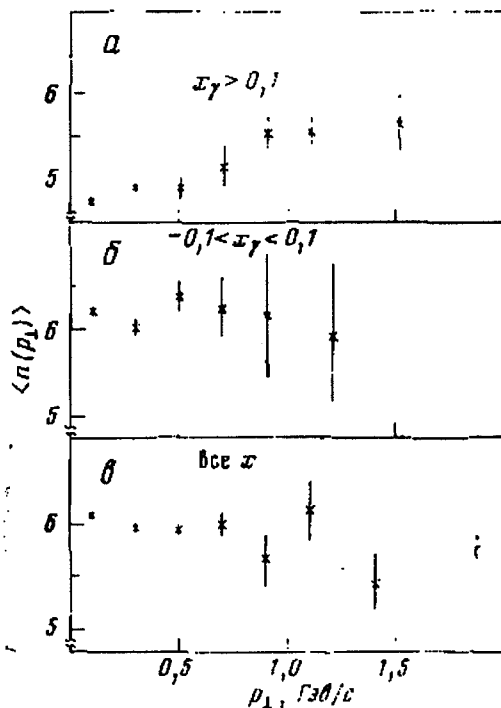


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость ассоциативной множественности в реакции $\pi^-p \rightarrow \gamma(\pi^0) + n_{зар} + \dots$ при $40 \text{ ГэВ}/c$ от поперечного импульса выделенного γ -кванта в различных областях фазового пространства

Экспериментальные данные указывают на различные режимы поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для сопутствующих и противоположных частиц (рис. 5а). Множественность противоположных частиц постоянна или слегка растет, тогда как множественность сопутствующих частиц падает при значениях p_{\perp} выдел $\leq 1,5 \text{ ГэВ}/c$, а затем режим поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{соп}$ меняется.

Анализ такого различного поведения ассоциативной множественности будет приведен в следующем разделе, а пока отметим, что приведенные результаты не противоречат полученным на ISR при значительно больших энергиях [7].

Из рис. 5б следует, что за различное поведение величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для сопутствующих и противоположных частиц в большей степени ответственны частицы, имеющие быстроты, близкие по величине к скорости выделенного π -мезона: разность быстрот $\Delta y = |y_{\text{выдел}} - y_{\text{ассоц}}| \leq 1$.

Аналогичное разделение ассоциативной множественности на части, соответствующие сопутствующим и противоположным частицам, было про-

ведено и для случая, когда выделенный π -мезон образовался в центральной области (рис. 6). Динамический характер различных режимов поведения $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}}$ и $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против}}$ следует из сравнения экспериментальных результатов с величинами $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, полученными для тех же условий на основе смоделированных согласно фазовому пространству событий (кривые на рис. 6).

Итак, обусловленные кинематикой корреляции приводят к режиму убывания $\langle n(p) \rangle$ как для сопутствующих, так и для противоположных

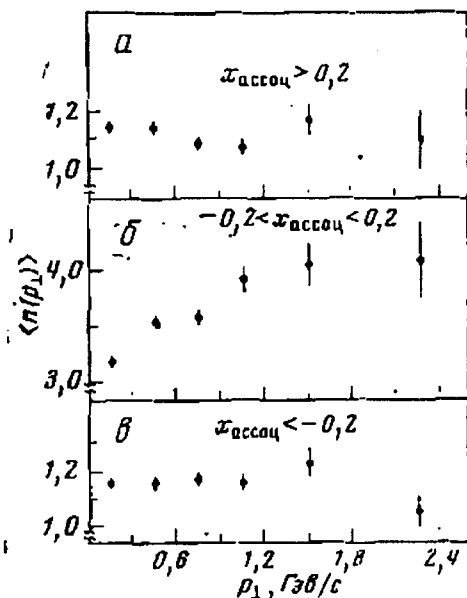


Рис. 4

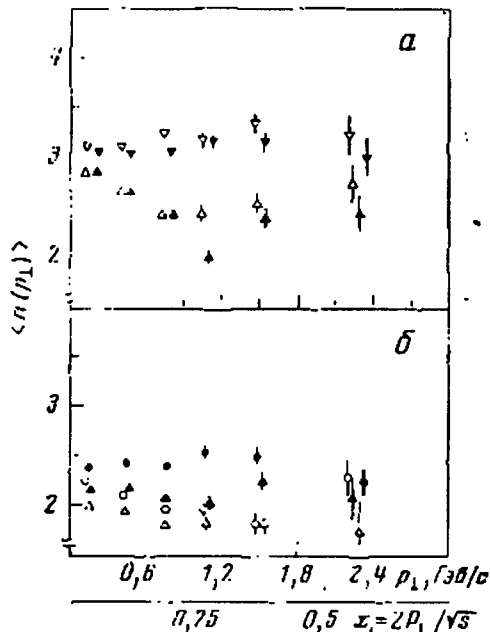


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π -мезона из области фрагментации пучка ($x_{\pi} > 0,2$) для случаев, когда ассоциированные частицы находятся в различных областях фазового пространства

Рис. 5. Зависимость ассоциативной множественности от поперечного импульса выделенного π^{\pm} -мезона для сопутствующих к π^{+} (Δ), π^{-} (\blacktriangle)-мезонам и для противоположных частиц к π^{+} (∇), π^{-} (\blacktriangledown)-мезонам - а; б - та же зависимость для π^{-} -мезона для близких от него по быстрой ($|y_{\pi} - y_{\text{асс}}| < 1$) сопутствующих (\circ) и противоположных (\bullet) частиц, а также далеких от него по быстрой ($|y_{\pi} - y_{\text{асс}}| > 2$) сопутствующих (Δ) и противоположных (\blacktriangle) частиц

частиц (хотя и в меньшей степени), следовательно, экспериментально наблюдаемые зависимости $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}}$ и $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против}}$ отражают сильное влияние динамических корреляций.

3. Модельный анализ

Проведем сравнение полученных экспериментальных данных с предположениями модели многокомпонентного описания [4] полушлюэивных распределений о вкладах двух механизмов (растущей и убывающей компонент $\langle n(p_{\perp}) \rangle$). При этом мы ограничимся качественной оценкой, не прибегая к конкретным модельным зависимостям вида $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, необходимых для детального анализа.

Схематически в этой модели выделяются два механизма взаимодействия адронов как составных систем:

1) механизм «центрального» типа, приводящий к образованию «мягких» частиц (т. е. частиц, имеющих малые значения как величины $|x| \approx |2p_{\perp} / \sqrt{s}|$, так и p_{\perp} , причем значения поперечного импульса ограни-

чены некоторой величиной $p_{\perp} \leq p_{\perp}^{(кр)}$, где $p_{\perp}^{(кр)}$ порядка 1 Гэв/с). Распределение этих частиц близко к наотрошному в импульсном пространстве и с.ц.п.;

2) механизм, приводящий к рождению совокупности частиц («пучки») с $p_{\perp} \geq p_{\perp}^{(кр)}$, вылетающих в конусах и направлении выделенной частицы (относительно p_{\perp}) и в противоположном направлении (области малых углов $\varphi \approx 0$ и больших углов $\varphi \approx 180^\circ$).

Согласно [8], механизмы 1) и 2) соответствуют разным типам корреляций между множественностью образцовых частиц n и импульсом вы-

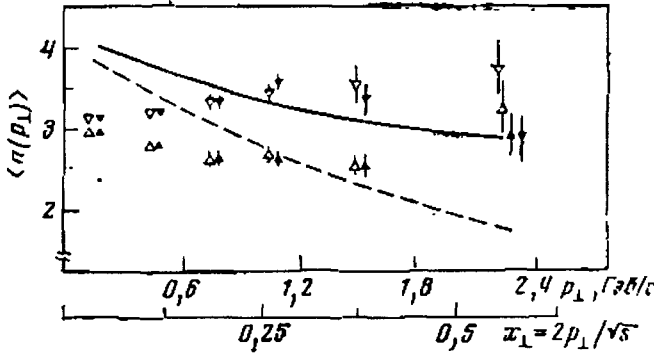


Рис. 6. Те же зависимости и обозначения, что на рис. 5а, для π^{\pm} -мезонов из центральной области ($-0,2 < x_{\perp \pm} < 0,2$). Кривые — результаты моделирования согласно лоренц-инвариантному фазовому пространству для сопутствующих (штриховая) и противоположных (сплошная) частиц

деленной частицы p , что приводит к разным режимам поведения ассоциативной множественности. Определяя эффективный наклон одночастичных распределений по p_{\perp}

$$B(n, s) = \frac{d}{dp_{\perp}} [\ln d\sigma^{(n)}/dp_{\perp}]_{p_{\perp} \text{ фикс.}} \quad (2)$$

для компонент 1) и 2) имеем связь [4] между так называемыми режимами «сужения» («расширения») наклона (2) и соответственно убывающим (растущим) характером ассоциативной средней множественности

$$B^{(1)}(n, s) \sim nb_1^{-2}, \quad \langle n^{(1)}(p_{\perp}) \rangle \sim a - bp_{\perp}. \quad (3)$$

$$B^{(2)}(n, s) \sim \frac{1}{n} b_2, \quad \langle n^{(2)}(p_{\perp}) \rangle \sim a + bp_{\perp}; \quad (4)$$

коэффициенты b_1, b_2 могут, вообще говоря, слабо зависеть от энергии.

Первый механизм (3) приводит к режиму падения ассоциативной множественности с ростом p_{\perp} — таким образом, слабое падение $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для значений $p_{\perp \text{ выдел.}} \leq 0,8 \div 1,0 \text{ Гэв/с}$ (рис. 1) говорит о том, что влияние первого механизма в этой области, как и следовало ожидать, преобладает. Однако для больших значений $p_{\perp \text{ выдел.}}$ роль второго механизма (4) существенно возрастает, что и приводит к примерному постоянству $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{полн}}$ в области до $p_{\perp \text{ выдел.}} \leq 2,0 \text{ Гэв/с}$, которой ограничиваются наши данные.

Рассмотрим, как реализуется роль второго механизма в отдельных выделенных областях фазового пространства. Здесь необходимо отметить, что во всех рассматриваемых случаях присутствует фон, обусловленный, в частности, механизмом, выделение которого экспериментально в нашем случае невозможно.

¹⁾ См. указание на такой режим в π - p -столкновениях при $p_{\text{в.с.}} = 40 \text{ Гэв/с}$ [4].

Рассматривая поведение $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для случая быстрых π^- -мезонов в с.ц.и. (рис. 2а), наблюдаемый рост ассоциативной множественности можно объяснить вкладом диаграмм, схематически изображенных на рис. 7а. Здесь, согласно [6], существенно предположение о форм-факторной структуре амплитуды процесса 7а, характеризующегося большими значениями как $|x|$, так и p_{\perp} — выделенная частица имеет большую величину трехмерного импульса p (подробнее см. [6]). Вклад таких диаграмм в ассоциативную множественность реализуется в виде множественности «пучка» отдачи частиц, возникающего при взаимодействии составляющих начальных адронов. Частицы «пучка» имеют малые значения величины $|x|$, а число их

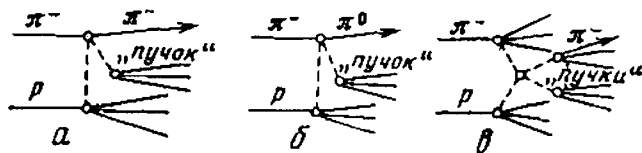


Рис. 7. Диаграммы, описывающие образование «пучков» ассоциированных частиц в рамках модели двух механизмов для случаев, когда выделенный π -мезон находится в различных областях фазового пространства

должно быть таким, чтобы их суммарный импульс уравновешивал p_{\perp} выделенной частицы, т. е. с ростом p_{\perp} должно расти и их число, что и наблюдается экспериментально; подтверждается также факт их образования с малыми значениями $|x|$ (центральная область) (рис. 4б). Этот случай аналогичен рассмотрению процесса глубоконеупругого взаимодействия лептона с адроном.

Отметим, что рост $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ для летящих вперед γ -квантов (π^0 -мезонов) (рис. 3а) можно объяснить вкладом диаграмм, изображенных на рис. 7б (учитывая $SU(3)$ -симметрию).

Перейдем к рассмотрению случая, когда выделенная частица имеет малое значение $|x|$. Второму механизму здесь соответствуют диаграммы, аналогичные изображенной на рис. 7в. В описываемом эксперименте конкуренция двух механизмов приводит к примерно постоянному режиму поведения величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$. Для больших значений p_{\perp} и больших энергий следует ожидать роста $\langle n(p_{\perp}) \rangle$, что фактически и имело место на ISR [7].

Различные режимы поведения, обусловленные описываемыми механизмами, проявляются и при ином разделении ассоциированных частиц в фазовом пространстве: на сопутствующие (относительно p_{\perp} выдел) и противоположные. Для ассоциативных множественностей в этих областях можно написать:

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}} = \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}}^{(1)} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}}^{(2)} \quad (5)$$

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против}} = \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против}}^{(1)} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против}}^{(2)} \quad (6)$$

Поскольку по определению первый механизм дает изотропное распределение по углу φ , то

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}} = \frac{\langle n(p_{\perp}) \rangle^{(1)}}{2} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\varphi=0}^{(2)}, \quad (7)$$

$$\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{против}} = \frac{\langle n(p_{\perp}) \rangle^{(1)}}{2} + \langle n(p_{\perp}) \rangle_{\varphi=180}^{(2)}. \quad (8)$$

Наиболее отчетливо «расщепление» ассоциативной множественности на две по-равному ведущие себя компоненты проявляется в случае, когда выделенная частица находится в центральной области (рис. 6). Слабое падение $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сопут}}$ при значениях $p_{\perp \text{ выдел}} \lesssim 1,0 \text{ Гэв/с}$ говорит о преобладании

в этой области первого механизма (3), однако конкуренция механизма (4) значительна уже и при таких значениях $p_{\perp \text{ выдел.}}$, на что указывает сравнение экспериментальных данных с моделированием по методу Монте-Карло (рис. 6).

При больших значениях $p_{\perp \text{ выдел.}}$ вклад второго механизма (диаграмма 7а) преобладает, что обуславливает вначале выравнивание кривой $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{сумм.}}$, а затем намечается тенденция к росту.

Множественность частиц в противоположном «пучке» растет с ростом $p_{\perp \text{ выдел.}}$, но значительный вклад первого механизма при $p_{\perp} \leq 1 \text{ ГэВ}/c$ приводит к слабому росту $\langle n(p_{\perp}) \rangle_{\text{противоп.}}$.

Еще раз подчеркнем, что выделение компонент в ассоциативной множественности, конкретно связанных с тем или иным механизмом образования частиц, экспериментально невозможно, поэтому анализ, аналогичный описанному выше, по необходимости является весьма приближенным. Тем не менее даже такое грубое рассмотрение позволяет в общих чертах удовлетворительным образом объяснить наблюдаемое на эксперименте поведение ассоциативной множественности как функции поперечного импульса в различных областях фазового пространства.

4. Заключение

На основании результатов исследования зависимости ассоциативной множественности от поперечного импульса в π^-p -взаимодействиях при $40 \text{ ГэВ}/c$ можно сделать следующие выводы.

1. Малая величина экспериментально наблюдаемых корреляций между множественностью ассоциированных заряженных частиц и поперечным импульсом выделенного π -мезона обусловлена суммарным действием двух конкурирующих типов корреляций, связанных: а) с кинематическими ограничениями, б) с динамикой процессов множественного рождения.

2. Отмеченные выше корреляции по-разному проявляются в различных областях фазового пространства: так, наблюдается рост ассоциативной множественности в случае, когда выделенной частицей является π^- -мезон из области фрагментации пучка. Показано, что этот рост не связан непосредственно с процессом возбуждения пучковой частицы.

3. Наблюдаются различные режимы поведения ассоциативной множественности для сопутствующих и противоположных (относительно $p_{\perp \text{ выдел.}}$) частиц, обусловленные динамическими корреляциями.

4. Экспериментально наблюдаемое поведение величины $\langle n(p_{\perp}) \rangle$ падает удовлетворительное качественное объяснение в рамках модели двух механизмов, учитывающей характер взаимодействия адронных составляющих.

Авторам приятно выразить благодарность коллективу международного сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры, М. И. Соловьеву и В. Г. Гришину, а также группе физиков и лаборантов Проблемной лаборатории ядерной физики высоких энергий ТГУ. Авторы признательны также Э. Г. Бараташвили, Н. С. Григалашвили и В. Ф. Чупихину за помощь в работе.

Литература

- [1] Л. Н. Абесалашвили, Н. С. Амаглобели и др. ОИЯИ, Р4-8848, 1975; ЯФ, 23, 782, 1976.
- [2] Л. Н. Абесалашвили, Н. С. Амаглобели и др. ОИЯИ, 1-9406, 1975.
- [3] Нгуен Дин Ты, В. Н. Пенев, Н. А. Смирнов, М. Н. Соловьев. Сообщения 13-5942, ОИЯИ, 1973.
- [4] А. У. Абдурахимов, Н. С. Ангелов и др. ОИЯИ, 1-6967, 1973.
- [5] С. Н. Комарова, Г. И. Колылов и др. Сообщения 1-8501, ОИЯИ, 1974.
- [6] L. J. Gutay, A. T. Laasen et al. Nuovo Cim. Lett., 16, 49, 1976.
- [7] G. Finocchiaro et al. Phys. Lett., 50B, 306, 1974. В. Alper et al. Nuovo Cim. Lett., 11, 73, 1974.
- [8] А. Н. Сисакия, Л. А. Слепченко. Докл. на XVIII Междунар. конф. по физике

- высоких энергиях, Тбилиси, июль, 1976, работа 1099/А3-45, Инф. бюллетень 18 Междунар. конф. по физике высоких энергий, ОИЯИ, Дубна, 1976. А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко. Тр. VI Междунар. семинара по физике высоких энергий, ОИЯИ, Д1, 2-9224, Дубна, 1975.
- [9] А. Н. Квинихидзе, А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко, А. Н. Тавхелидзе. Работа 1081/А4-31, Инф. бюллетень 18 Междунар. конф. по физике высоких энергий, ОИЯИ, Дубна, 1976; ЭЧАЯ, 8, 3, 1977. А. Н. Квинихидзе, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, Л. А. Слепченко, А. Н. Тавхелидзе. ОИЯИ, Д2-10297, Дубна, 1976.

STUDY OF DEPENDENCE OF ASSOCIATED MULTIPLICITY UPON
THE TRANSVERSE MOMENTUM IN π^-p INTERACTIONS
AT 40 GeV/c

L. N. ABESALASHVILI, N. S. AMAGLOBELI, N. K. KUTSIDI, T. G. MAKHARADZE,
R. G. SALUKVADZE, A. N. SISAKYAN, L. A. SLEPCHENKO, Yu. V. TEVZADZE,
N. G. FADEEV, E. T. TSIVTSIVADZE, M. S. CHARGEYSHVILI, A. I. SHKLOYSKAYA

A dependence of the associated multiplicity on transverse momentum of the trigger π meson in different regions of the phase-space is investigated. Experimental results are discussed within the framework of the two-mechanism model which takes into account interactions of hadron's constituents.
