

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 941

P1-90-149

Л.Г.Афанасьев, О.Е.Горчаков¹, В.В.Карпухин,
В.И.Комаров, А.В.Коломыйченко, В.В.Круглов,
А.В.Куликов¹, А.В.Купцов, А.П.Куров²,
Г.Г.Мкртчян³, Л.Л.Неменов, М.В.Никитин,
М.А.Иванов, Ж.П.Пустыльник, С.В.Трусов¹,
А.С.Чвыров, М.Н.Шумаков, С.М.Фроликов,
В.В.Язьков⁴

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА КУЛОНОВСКОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПИОННЫХ ПАРАХ
ИЗ РЕАКЦИИ $p + Ta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + x$
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 70 ГэВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ, Москва

²Институт физики высоких энергий, Серпухов

³Ереванский физический институт

⁴Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1. В в е д е н и е

Кулоновское взаимодействие частиц в конечном состоянии существенно влияет на дифференциальные сечения процессов при малых относительных импульсах

$$q = |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2| = 2k^* ; k^* \leq k_c = m\alpha . \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ — импульсы заряженных частиц (с массой соответственно m_1 и m_2) в их системе центра масс, k_c — кулоновская единица измерения импульса ($\hbar=c=1$), m — приведенная масса и α — постоянная тонкой структуры. Если кулоновское взаимодействие между частицами в конечном состоянии слабо влияет на процесс генерации частиц, идущий в области с характерным размером $r_{gr} \ll 1/k_c$, то дифференциальное сечение $d\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ образования частиц с импульсами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 с учетом кулоновского взаимодействия между ними можно факторизовать в виде

$$d\sigma(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = A_c(|\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|) \cdot d\sigma_0(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2). \quad (2)$$

Здесь $d\sigma_0$ означает сечение в пренебрежении взаимодействием между зарядами частиц, а $A_c(q)$ — отношение вероятности найти заряженные частицы с относительным импульсом q на малом расстоянии между ними $r_{12} \leq r_{gr}$ к такой же вероятности для частиц без учета кулоновского взаимодействия^{/1-3/}. Если волновая функция $\Psi(q, r_{12})$ относительного движения частиц пары слабо изменяется на малых расстояниях, то коэффициент A_c равен

$$A_c(q) = \frac{|\Psi(q, 0)_{\text{кулон}}|^2}{|\Psi(q, 0)_{\text{своб}}|^2}.$$

В нерелятивистском случае $\Psi(q, r_{12})_{\text{кулон}}$ является решением

уравнения Шредингера для рассеяния точечного заряда кулоновским полем^{4/}. При этом

$$A_c(q) = 2\pi\eta / [\exp(2\pi\eta) - 1], \quad (32)$$

$$\eta = Z_1 \cdot Z_2 \cdot \alpha / \beta_{12} \approx Z_1 \cdot Z_2 \cdot 2k_c / q.$$

Кулоновский фактор A_c при $q \gg 4\pi \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot k_c$ стремится к единице, а при $q \rightarrow 0$ стремится к нулю для одноименных зарядов $Z_1 \cdot Z_2$ и возрастает как $1/q$ для разноименных зарядов.

Влияние кулоновского взаимодействия между компонентами рождающейся пары релятивистских частиц на дифференциальное сечение их генерации впервые было рассмотрено Сахаровым^{5/}. Для случая фоторождения электрон-позитронных пар в поле ядра было показано, что кулоновское взаимодействие между электроном и позитроном нельзя трактовать как возмущение, а необходимо учитывать при вычислении собственных функций электрон-позитронной системы. В процессе рождения пары существенны расстояния $r_{pr} \sim 1/m$, в то время как волновая функция изменяется на значительно больших расстояниях $r_{12} \sim 1/k_c = 1/(c\omega)$. Это и позволяет записать сечения рождения $e^+ e^-$ -пар в виде (2), (3).

Аналогичный подход может быть использован и при рассмотрении кулоновского взаимодействия между компонентами рождающихся пионных пар. В работе^{6/} было показано, что двухчастичное дифференциальное сечение рождения быстрых пионов в ядро-ядерных соударениях должно быстро изменяться при малых относительных импульсах (1) в соответствии с кулоновским фактором (3).

Для более широкого класса процессов кулоновское взаимодействие между компонентами пары частиц в конечном состоянии рассматривалось в работе^{7/}. Учитывалось сильное взаимодействие частиц в паре и пространственно-временные размеры области генерации частиц.

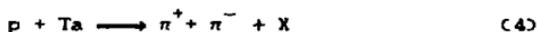
Экспериментальное изучение кулоновского взаимодействия частиц в конечном состоянии в основном ограничивалось процессами, где существенно взаимодействие быстрой заряженной частицы с кулоновским полем быстрых ядерных фрагментов или остаточного ядра (искажение инклизивных одночастичных спектров пионов в ядро-ядерных соударениях^{/8,9/} или кулоновское искажение спектров в β -распаде ядер).

Кулоновское взаимодействие между компонентами рождающихся пар заряженных частиц экспериментально почти не изучалось. Эффект Сахарова^{/5/} для электрон-позитронных пар не наблюдался: его исследование затруднено вследствие малой ширины кулоновского пика и необходимости иметь высокое разрешение аппаратуры по относительному импульсу компонент пары. В ряде работ, где изучалась интерференция тождественных частиц в ядерных реакциях при высоких энергиях, отмечено уменьшение значений корреляционной функции протонных пар при малых q ^{/10,11/}. Однако область кулоновского эффекта $q \lesssim 4\pi k_c = 44$ Мэв/с в случае протонов перекрывается с областью, где существенно сильное взаимодействие протонов в конечном состоянии. В то же время наблюдаемая корреляционная функция зависит не только от кулоновского и сильного взаимодействия в конечном состоянии, но и от механизма генерации пары. Размеры области генерации протонной пары кардинально влияют на форму корреляционной функции, и определение этих размеров является основной целью экспериментов по протонной интерференции. При генерации пионных пар сильное взаимодействие в конечном состоянии из-за малости длин $\pi\pi$ -рассеяния проявляется значительно слабее, но область кулоновского эффекта заметно

сужается ($\beta \lesssim 4\pi k_c = 6,4 \text{ МэВ/с}$), что затрудняет наблюдение эффекта. В многочисленных экспериментах по интерференции одноименно заряженных пионов кулоновское взаимодействие между ними проявляется незначительно по причинам методического характера — недостаточно высокая статистическая точность или разрешающая способность, отсутствие экспериментальных данных в интервале малых q вблизи нуля. Поэтому обычно вводится несущественная поправка, вычисляемая с использованием формулы (3). Таким образом, вопрос о непосредственном наблюдении кулоновского пика в дифференциальном сечении рождения пар элементарных частиц и о точности его описания кулоновским фактором до последнего времени оставался открытым.

Особенно важным этот вопрос становится при исследовании атомно-связанных состояний мезонов — димезоатомов. Время жизни димезоатомов $A_{\pi^+\pi^-}$ определяется^{/12/} значением разности длин $\pi\pi$ -рассеяния $a_0 - a_2$ в состояниях с изоспином 0 и 2, а величина $a_0 - a_2$, вычисляемая в виртон-кварковой модели^{/13/} и кварковой модели сверхпроводящего типа^{/14/}, непосредственно связана с параметром, определяющим меру нарушения киральной симметрии^{/15/}. Для наблюдения $A_{\pi^+\pi^-}$ необходимо измерять выход пионных пар именно в области кулоновского пика^{/16/}.

В настоящей работе измерялось распределение $\pi^+\pi^-$ пар по относительным импульсам в области $q < 40 \text{ МэВ/с}$ (в с.ц.м. пары) с разрешающей способностью $\delta q \approx 1,2 \text{ МэВ/с}$. Пионы детектировались в процессе



под углом $\theta, 4^\circ$ к протонному пучку с энергией 70 ГэВ .

2. Эксперимент

2.1. Схема эксперимента

Измерения проводились на протонном синхротроне У-70. Схема установки показана на рис.1. В прямолинейном промежутке ускорителя во внутренний пучок вводилась мишень в виде полоски 20×100 мм из танталовой фольги толщиной $(10 \pm 0,3)$ мкм. Пионы, образующиеся в мишени, попадали в канал^{/17/}, соединенный с вакуумной камерой ускорителя без перегородок. В канале поддерживался вакуум на уровне 10^{-4} Па. Угловой аксептанс канала $(3,9 \cdot 10^{-5}$ ср) задавался коническим коллиматором, расположенным в 10 м от мишени. Начальная часть канала экранирована от рассеянных магнитных полей ускорителя до значений менее 0,5 Э. Средняя часть канала (22 м) экранирована от магнитного поля Земли. На расстоянии 40 м от мишени канал завершается вакуумной камерой, помещенной в зазор спектрометрического магнита ($H=0,85$ Тл). Диаметр пучка вторичных частиц на входе в магнит составлял 28 см. Выходное окно $(200 \times 40$ см) камеры изготовлено из дюралюминия толщиной 0,8 мм.

Разведенные магнитным полем пионы регистрировались телескопами T_1 , T_2 , состоящими из дрейфовых камер, сцинтилляционных и черенковских счетчиков. Основные характеристики детекторов приведены в публикациях^{/18,19/}. Каждый из телескопов позволяет измерять координаты трека в горизонтальной (X) и вертикальной (Y) проекциях, а также амплитуды сигналов и время прохождения частиц в счетчиках. Интервал времени между прохождением пионов в T_1 и T_2 измерялся с помощью годоскопов G_1 , G_2 , содержащих по 19 сцинтилляционных счетчиков.

Позитроны и электроны дискриминировались в телескопах пороговыми черенковскими счетчиками, а мюоны - сцинтилляционными

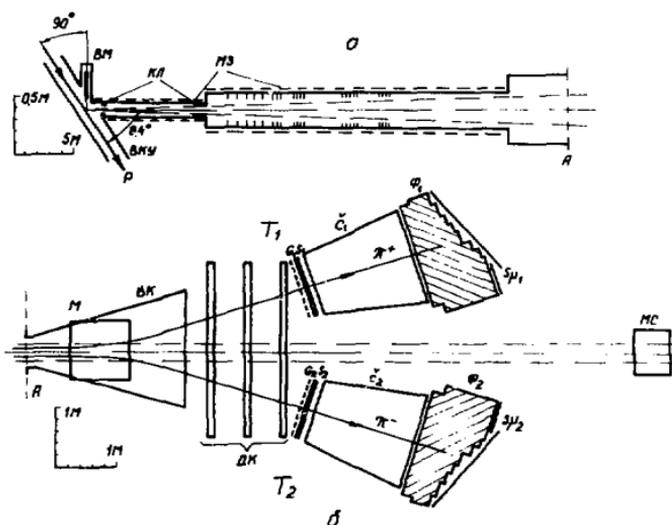


Рис.1. а - схема канала: Р - пучок протонов; ВКУ - вакуумная камера ускорителя; ВМ - устройство ввода мишени; КЛ - коллиматоры; МЗ - магнитная защита; б - схема расположения магнита и детекторов: М - полюсы магнита СП-7Э; ВК - вакуумная камера; ДК - пакеты дрейфовых камер; T_1 (T_2) - телескоп для регистрации π^+ (π^-) - мезонов; С - годоскопы, S - сцинтилляционные счетчики, \checkmark - газовые черенковские счетчики; Ф - пробегные фильтры.

счетчиками S_{μ} . В выделяемом интервале импульсов 0,8–2,4 ГэВ/с телескопы могли регистрировать, кроме заряженных пионов, также K^+ , p в T_1 и K^- , \bar{p} в T_2 .

Для мониторингирования числа взаимодействий протонов с ядрами мишени измерялся поток γ -квантов, падающих на телескоп мониторинжных счетчиков, установленный по оси установки за магнитом.

Подвижный телескоп сцинтилляционных счетчиков позволял сканировать профиль пучка γ -квантов в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

2.2. Система съема информации и процедура измерений

Рабочее положение мишени выбиралось путем измерения профиля пучка γ -квантов подвижным телескопом. При этом достигалось совмещение оси пучка γ -квантов с геометрической осью канала с точностью до 5 мм в районе телескопов МС (рис.10).

Интенсивность потока пионов и γ -квантов в канале определяется величиной сброса протонного пучка на мишень. Для наведения на мишень использовалась обратная связь по величине интенсивности потока γ -квантов, попадающих на один из телескопов МС. Величина сброса протонного пучка на мишень была выбрана исходя из оптимального соотношения между скоростью набора статистики и уровня фона случайных совпадений сигналов в T_1 и T_2 . При скорости счета в телескопах около $1,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ записывалось ~ 25 событий в секунду, а отношение эффект/фон в области пика истинных совпадений составляло 0,4. Выбранная интенсивность протонного пучка на мишени обеспечивала возможность длительной работы с тонкой мишенью без ее разрушения.

Триггер первого уровня Tr_1 формировался совпадениями $(T_1 T_2)$ с разрешающим временем ≈ 20 нс: $Tr_1 = (G_1 S_1 \bar{C}_1 \bar{S}_{\mu 1}) (G_2 S_2 \bar{C}_2 \bar{S}_{\mu 2})$. Триггер

T_1 для записи на магнитную ленту выработывался при условии: $T_1 = [(T_1 \ominus) Y]$ МПП. Здесь \ominus - сигнал положительного решения быстрого процессора, который за время 110 нс сравнивал номера сработавших счетчиков в годоскопах G_1 и G_2 . Отбирались события, для которых эти номера различались не более чем на величину $\Delta=7$, т.е. события с близкими импульсами пионов. Коэффициент подавления фона при этом составлял $\sim 2,1$. Процессоры Y и микропрограммируемый процессор МПП^{/19/} анализировали информацию соответственно о Y - и X - координатах треков в дрейфовых камерах. Цель отбора состояла в выделении событий, для которых могут быть проведены треки по номерам сработавших проволок, причем треки соответствуют парам с малым углом разлета и близкими импульсами. Полный коэффициент подавления фона процессорами равнялся ~ 21 . На магнитную ленту было записано $7,4 \cdot 10^5$ событий.

2.3. Обработка данных и характеристики отобранных пионных пар

На первом этапе обработки реконструировались треки в ДК и определялись импульсы частиц в предположении о вылете частиц из мишени. Разность t_G времени прохождения частиц через годоскопы корректировалась на время пролета частиц от мишени до годоскопов (масса частиц принималась равной массе пиона), на время распространения света в сцинтилляторах годоскопов и на разброс задержек в каналах отдельных счетчиков. Для записи на суммарную ленту данных оставлялись события, удовлетворяющие ряду требований: наличие только одного трека в дрейфовых камерах каждого телескопа, прохождение трека через сработавший счетчик годоскопа, отклонение трека от оси установки на входе в магнит не более 30 см. После

первого этапа обработки осталось 74% от исходного числа событий.

При дальнейшей обработке уточнялись геометрические константы системы магнит-дрейфовые камеры и вводились соответствующие поправки на импульсы и координаты точек входа частиц в магнит. Находилась поправка координат частиц на входе в магнит, обусловленное отклонением траекторий частиц остаточным магнитным полем в канале, и вводилась поправка в значения этих координат^{/20/}. Разность Y -координат на входе в магнит исправлялась с учетом влияния горизонтальной составляющей поля магнита.

Для откорректированных траекторий определялся угол $\theta_{y1}(\theta_{y2})$ между осью установки и направлением из центра мишени в точку с координатой $Y_1(Y_2)$ на входе в магнит, а также угол $\theta'_{y1}(\theta'_{y2})$ между найденным в ДК направлением трека в вертикальной плоскости и осью установки. Вычислялись разности

$$\Delta \theta_{y1} = \theta'_{y1} - \theta_{y1} \quad (i=1,2).$$

Для последующего анализа использовались события, удовлетворяющие ряду критериев:

1. В черенковских счетчиках отсутствуют сигналы, характерные для электронов.

2. Интенсивность сброса пучка на мишень I_γ для каждого события находится в интервале $0,5 \bar{I}_\gamma < I_\gamma < 1,5 \bar{I}_\gamma$, где \bar{I}_γ - среднее значение I_γ по всей экспозиции (отобранные таким образом события имели довольно узкое распределение по интенсивности: $\sigma(I_\gamma) / \bar{I}_\gamma = 0,2$).

3. Разность (t_G) моментов времени появления частиц не превышает 13,6 нс.

4. Траектории на входе в магнит удалены от оси установки не более чем на 15 см.

5. Отклонение траекторий в Y-плоскости от направления на мишень удовлетворяет условию:

$$\delta t_{g\theta}_Y = [(\delta t_{g\theta}_{y1})^2 + (\delta t_{g\theta}_{y2})^2]^{1/2} < 4,5 \cdot 10^{-3}. \quad (5)$$

Оставшиеся события составляли 24% от исходного числа записанных событий.

На рис. 2 показано распределение событий по интервалу времени t_G . Пик при $t_G=0$ ($\sigma=0,79$ нс) сформирован частицами, возникшими в одном акте протон-ядерного взаимодействия. Равномерная подложка обусловлена случайными совпадениями частиц из различных актов взаимодействия. Интервалы Δt_1 и Δt_3 , длительностью в 4,75 нс каждый, использовались для определения числа N_a случайных совпадений, а интервал $\Delta t_2=2,71$ нс — для определения суммы N_{t_a} истинных и случайных совпадений. Отношение числа истинных совпадений к случайным в интервале Δt_2 равно 0,37.

Для используемых ниже кинематических переменных ξ строились распределения $dN_a/d\xi$ числа случайных совпадений, распределения $dN_{t_a}/d\xi$ числа событий из интервала Δt_2 и распределение числа N_t истинных совпадений:

$$dN_t/d\xi = dN_{t_a}/d\xi - [\Delta t_2 / (\Delta t_1 + \Delta t_3)] dN_a/d\xi. \quad (6)$$

Распределения по величинам $\delta t_{g\theta}_{y1}$, $\delta t_{g\theta}_{y2}$ до введения критерия (5) обнаруживают узкие пики, соответствующие событиям, в которых частицы испускаются из мишени (рис. 3). Ширина пиков (на полувысоте) определяется точностью измерения углов θ_{y1} , θ_{y2} и равна $2,5 \cdot 10^{-3}$. События, обусловленные распадом частиц на лету,

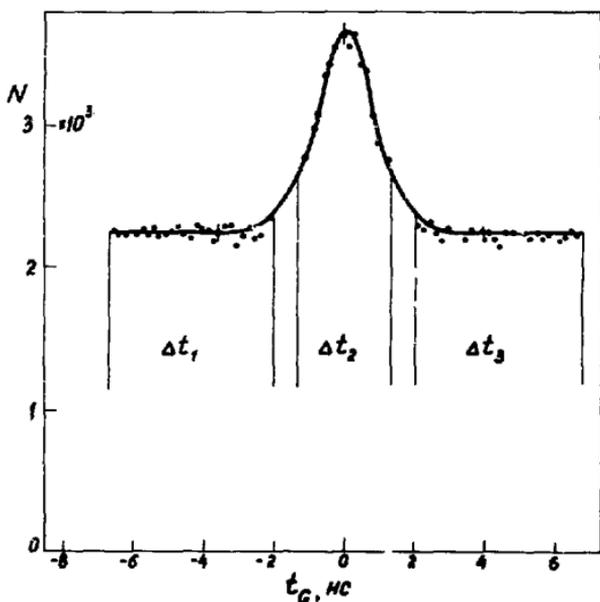


Рис.2. Распределение событий по интервалу времени между вылетом π^+ и π^- -мезонов из мишени.

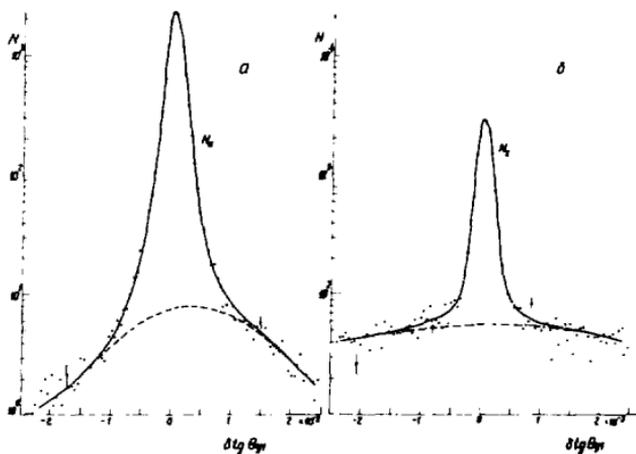


Рис.3. Распределение событий по величине отклонения треков в вертикальной плоскости от направления на мишень:
а - случайные совпадения; б - истинные совпадения.

рассеянием на стенках коллиматора и проволоках дрейфовых камер, образуют более широкое распределение на уровне $2 \cdot 10^{-2}$ под пиком для истинных совпадений и $4 \cdot 10^{-3}$ для случайных.

На рис.4 приведены импульсные распределения частиц (в л.с.). Видно, что распределения для положительно и отрицательно заряженных частиц, взятых из истинных совпадений, близки между собою и практически совпадают по форме с распределениями частиц, взятых из случайных совпадений.

Каждый из телескопов установки не позволяет отличить пионы от каонов и протонов. Однако пик истинных совпадений формируется только пионами, т.к. время пролета между мишенью и детекторами для пионов и каонов (протонов) существенно различается, а число K^+K^- или $p\bar{p}$ -совпадений не превышает 1% от числа $\pi^+\pi^-$ -совпадений. В случайных совпадениях дискриминация каонов и протонов по времени пролета отсутствует. Рис.5 показывает отношение числа пионов к общему числу регистрируемых частиц в зависимости от импульса. Эти зависимости рассчитаны в рамках FRITTOF версии^{/21/} лундовской модели применительно к условиям нашего эксперимента. В дальнейшем при использовании случайных совпадений для нахождения произведения одночастичных пионных распределений в экспериментальные данные вводилась поправка на вклад K^\pm -мезонов и протонов (антипротонов) в соответствии с этим расчетом.

Распределение отобранных пионных пар (в истинных совпадениях) по относительному импульсу α в с.ц.м. пары приведено на рис.6. Там же показано распределение пар по величине поперечного импульса α_T проекции \vec{q} на плоскость, перпендикулярную к направлению среднего импульса пары $\vec{p} = (\vec{p}_+ + \vec{p}_-)/2$.

Распределение событий по продольному импульсу α_L (проекция \vec{q}

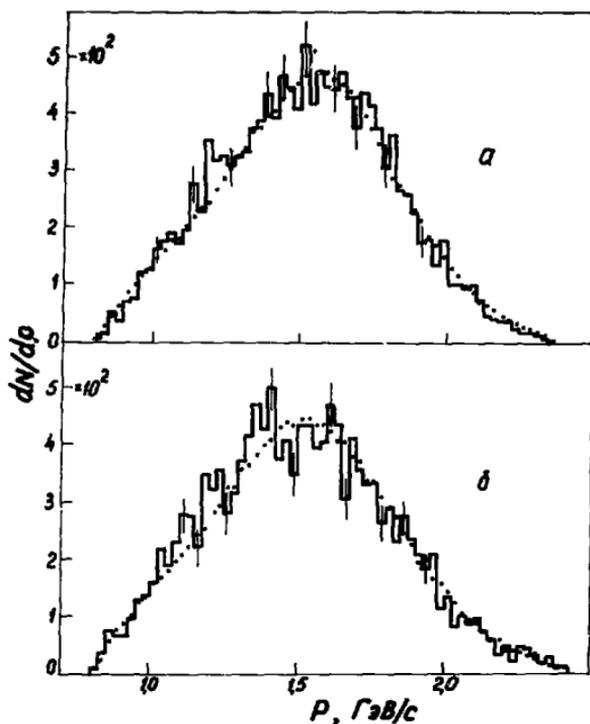


Рис. 4. Распределение событий по импульсу пионов:
 а - π^+ -мезоны; б - π^- -мезоны; гистограмма - истинные
 совпадения; точечная кривая - случайные совпадения.

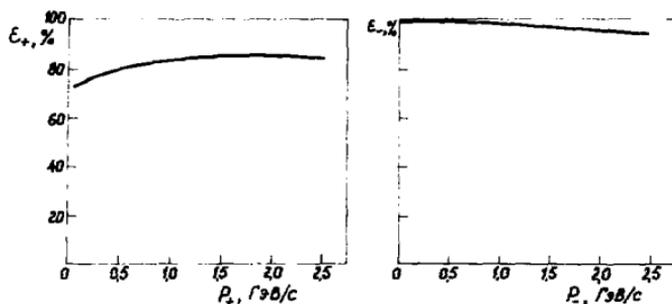


Рис. 5. Отношение ϵ интенсивности пионов к суммарной интенсивности
 пионов, каонов и протонов (антипротонов) в зависимости от
 импульса частиц в канале.

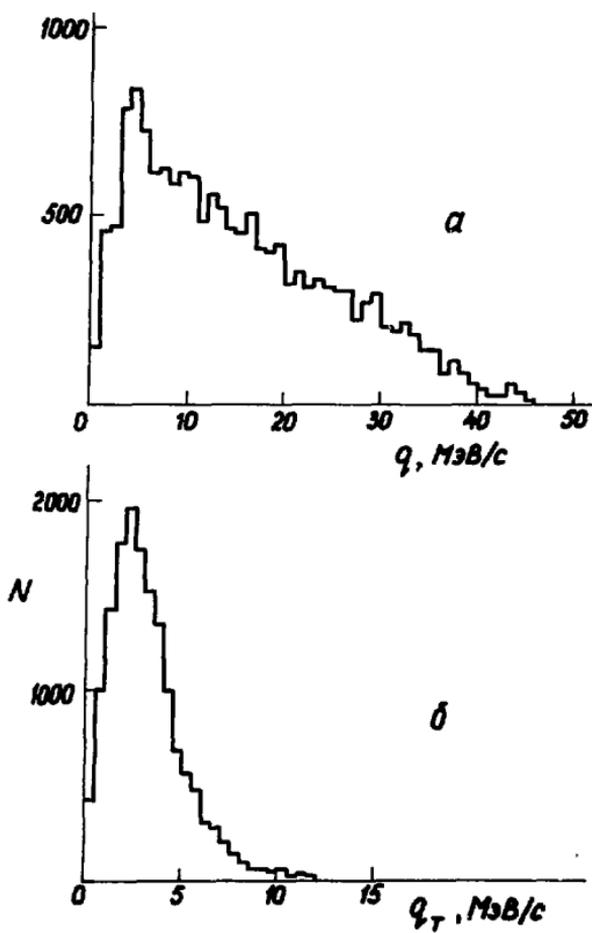


Рис. 6. Распределение событий: а - по относительному импульсу q ;
 б - по поперечному относительному импульсу q_T .

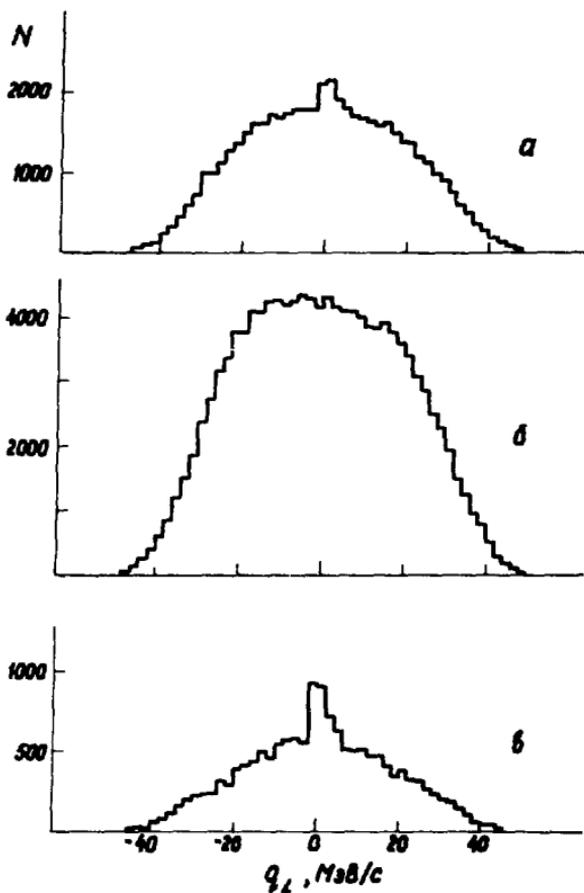


Рис.7. Распределение событий по продольному относительному импульсу q_L : а - события из интервала Δt_2 (истинные и случайные совпадения); б - случайные совпадения; в - истинные совпадения.

на направление импульса $\vec{\beta}$) показано на рис.7. В распределении событий из интервала Δt_2 заметен пик вблизи $q_L=0$, отсутствующий в случайных совпадениях. Вследствие этого распределение истинных совпадений по продольному импульсу обнаруживает узкий пик вблизи нуля (рис.7в). Наблюдение такого пика возможно только при достаточно высокой разрешающей способности установки по относительным импульсам пионной пары. В нашем случае разрешающая способность (стандартное отклонение σ) составляет в с.ц.м. пары: $\sigma(q_L) = 1,3$ МэВ/с, $\sigma(q_T) = 0,67$ МэВ/с. Эти значения достигаются, в основном, благодаря нескольким особенностям установки: тонкая мишень, отсутствие вещества в промежутке мишень - спектрометрический магнит, значительное удаление мишени от магнита и экранировка канала от рассеянных полей ускорителя.

Ограничение относительных импульсов значениями $q_T \approx 10$ МэВ/с, $|q_L| \approx 40$ МэВ/с обусловлено критериями отбора, введенными с помощью процессоров.

3. Результаты и обсуждение

Двухчастичное инклюзивное дифференциальное сечение рождения $\pi^+ \pi^-$ -пары можно записать в виде ^{/22/}:

$$\frac{d\sigma}{d\vec{\beta}_+ d\vec{\beta}_-} = \frac{1}{\sigma_{inel}} \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{\beta}_+} \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{\beta}_-} \cdot [1 + V_{pr}(\sqrt{s}, A, \vec{\beta}, \vec{\beta})], \quad (7)$$

где $d\sigma/d\vec{\beta}_+$, $(d\sigma/d\vec{\beta}_-)$ - одночастичное инклюзивное сечение рождения пиона с импульсом $\vec{\beta}_+$ ($\vec{\beta}_-$), V_{pr} - корреляционная функция, зависящая от среднего ($\vec{\beta}$) и относительного ($\vec{\beta}$) импульса пары, а в общем случае и от энергии соударения \sqrt{s} и типа мишени А. Для малых значений q становится существенным взаимодействие в конечном состоянии, влияние которого может быть отражено в формуле (7) дополнительным множителем $[1 + V(q, p)]$ в правой части равенства.

Корреляционную функцию $B(q, p)$, следуя работе^{/7/}, можно записать в виде:

$$B(q, p) = A_c(q) [1 + V_1(q, p)] - 1. \quad (8)$$

Здесь $A_c(q)$ - кулоновский фактор (3), а величина $V_1(q, p)$ определяется пространственно-временным распределением источников излучения пионов и π -волновым сильным взаимодействием пионов в конечном состоянии. Можно показать, что значения $V_1(q, p)$ для $p > 1$ ГэВ/с находятся на уровне 10^{-2} ($V_1(0, 1, 5 \text{ ГэВ/с}) = 0,02$) и имеют слабую q -зависимость. Изменение функции V_{pr} , обусловленное механизмом рождения пионов, в интересующем нас диапазоне относительных импульсов также невелико: в работе^{/23/} показано, что корреляционная функция $\pi^+\pi^-$ -пар, образующихся в π^-p -взаимодействии при 40 ГэВ/с, не обнаруживает q -зависимости в интервале $0 \leq q < 200 \text{ МэВ/с}$ с точностью $\pm 5\%$.

Исходя из сказанного, следует ожидать, что величина

$$R(q, p) = \frac{\left[\frac{d\sigma}{d\vec{p}_+^* \cdot d\vec{p}_-^*} \right]}{\left[\frac{(1+B_{pr})}{\sigma_{inel}} \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{p}_+^*} \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{p}_-^*} \right]} \quad (9)$$

равна

$$R(q, p) = B(q, p) + 1 \approx A_c(q). \quad (10)$$

Произведение одночастичных дифференциальных сечений $(d\sigma/d\vec{p}_+^*)(d\sigma/d\vec{p}_-^*)$ в наших условиях пропорционально интенсивности случайных совпадений π^+ -мезонов с импульсом \vec{p}_+ и π^- -мезонов с импульсом \vec{p}_- . Поэтому целесообразно представить экспериментальные данные в виде корреляционной функции

$$R(q) = \frac{1}{N} \frac{N_t(q)}{N_a(q)}, \quad (11)$$

где $N_t(q)$ и $N_a(q)$ - число соответственно истинных и случайных

совпадений при регистрации пионных пар с относительным импульсом q в определенном интервале значений среднего импульса \bar{p} . Нормировочная константа N в (11) выбирается так, чтобы $R(q) \rightarrow 1$ при $q \rightarrow \infty$.

Отметим, что для определенной таким образом корреляционной функции исключается влияние на нее эффективности регистрации пионов и акцептанса установки, т.к. при детектировании и последующем отборе пионных пар для истинных и случайных совпадений полностью одинаковы все условия регистрации, за исключением сдвига на 5 нс интервалов времени t_G (рис. 2). Напомним, что различие вклада $\epsilon_+(p_+)$, $\epsilon_-(p_-)$ протонов (антипротонов) и каонов в этих интервалах учитывалось при вычислении (11) в соответствии с кривыми рис. 5.

На рис. 8 показана корреляционная функция $R(q)$, полученная для полного интервала импульсов p и при разбиении этого интервала на "мягкую" ($p < 1,5$ ГэВ/с) и "жесткую" ($p > 1,5$ ГэВ/с) части спектра. Указанные на рисунке ошибки обусловлены статистикой числа событий в соответствующих интервалах по q и t_G и учитывают определенную корреляцию (σ) величин N_t и N_a . Видно, что $R(q)$ медленно изменяется с уменьшением q от 40 МэВ/с до ~ 10 МэВ/с и быстро возрастает при дальнейшем уменьшении q до ~ 1 МэВ/с. Ожидаемое поведение R согласно формуле (10) не зависит от импульса p , что качественно подтверждается экспериментом.

Кривые на рис. 8 представляют собой результат расчета, предполагающего зависимость $R(q)$ только от кулоновского взаимодействия в пионной паре. При этом в качестве исходных данных для расчета использовались пары из случайных совпадений. Импульсам пионов в каждой из таких пар сообщались случайные приращения в

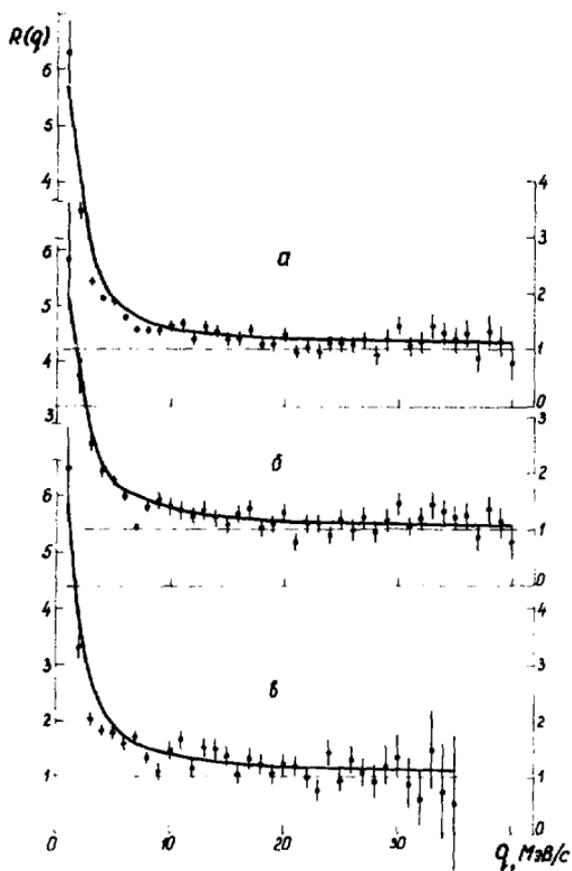


Рис.8. Корреляционная функция $R(q)$ $\pi^+\pi^-$ -пар: а - все события;
б - события со средним импульсом $p > 1,5$ ГэВ/с;
в - события с $p < 1,5$ ГэВ/с.

соответствии с аппаратурным разрешением и находилось новое значение относительного импульса $q' = q + \Delta q$. Событиям с исходным импульсом q приписывался вес, пропорциональный кулоновскому фактору $A_c(q')$. Моделированные таким образом события использовались для вычисления корреляционной функции $R(q) = N_{\text{mod}}(q) / [N \cdot N_a(q)]$. Константа нормировки N находилась минимизацией суммы

$$\sum_1 [N_t(q_1) - N \cdot N_{\text{mod}}(q_1)]^2 / \sigma^2(q_1),$$

где $\sigma(q_1)$ — среднеквадратичная ошибка числа $N_t(q_1)$, а суммирование ведется по всем интервалам Δq_1 , на которые разбита область q от 0 МэВ/с до 40 МэВ/с, где кулоновский эффект выражен более слабо. Расчет учитывает разрешающую способность и аксептанс установки при заданных критериях отбора.

Представляет интерес поведение корреляционной функции в зависимости от продольного (q_L) и поперечного (q_T) относительного импульса пары. Разрешающая способность и аксептанс установки по этим переменным различны. Поэтому сравнение экспериментальных значений $R(q_L)$ и $R(q_T)$ с расчетом дает дополнительную проверку надежности получаемой информации.

На рис. 9 показана корреляционная функция $R(q_T)$ для всех событий и для событий в двух интервалах продольного импульса. Видно, что поведение $R(q_T)$ сильно зависит от интервала q_L , и расчетные кривые правильно передают характер этой зависимости.

Корреляционная функция в зависимости от величины модуля продольного импульса приведена на рис. 10. Кулоновский эффект более ярко выражен в событиях с малыми значениями q_T , что соответствует результатам моделирования.

Рассмотрим теперь, на каком уровне точности можно ожидать совпадение расчета с экспериментом.

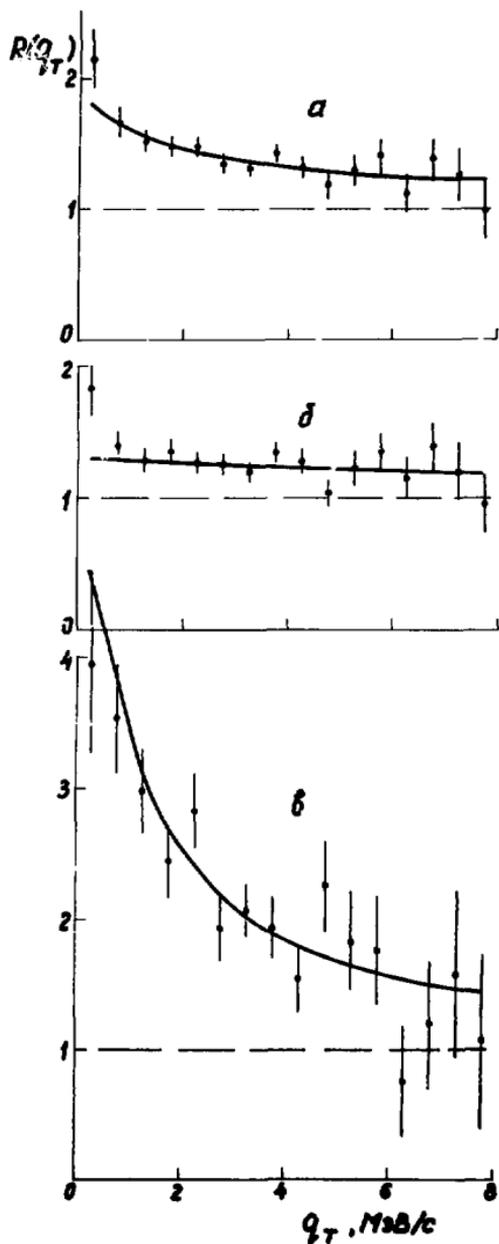


Рис. 9. Корреляционная функция $R(q_T)$ $\pi^+\pi^-$ - пар: а - все события;

б - события с $|q_L| > 4$ МэВ/с;

в - события с $|q_L| < 4$ МэВ/с.

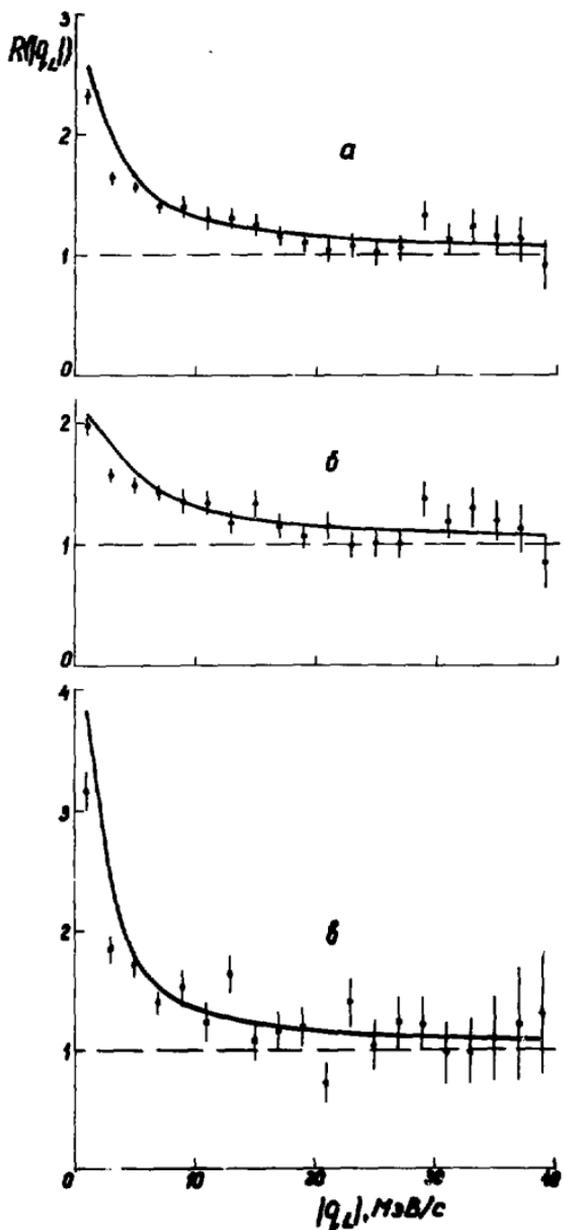


Рис.10. Корреляционная функция $R(|q_L|)$ $\pi^+\pi^-$ -пар:

а - все события; б - события с $q_T \geq 2$ МэВ/с;

в - события с $q_T < 2$ МэВ/с.

Существует несколько эффектов (помимо эффекта кулоновского взаимодействия между компонентами пары), которые могут проявляться в двухчастичной корреляции, измеряемой в условиях нашего эксперимента.

а) Как указывалось во введении, $\pi^+\pi^-$ -пары генерируются не только в непрерывном спектре, но и в атомно-связанных состояниях $A_{2\pi}$. Поэтому развал части димезоатомов $A_{2\pi}$ атомами мишени должен приводить к дополнительному выходу пионных пар сверх выхода, предсказываемого кулоновским фактором^{16/}. (Неразвалившиеся димезоатомы за время $\tau_A \sim 3 \cdot 10^{-15}$ с переходят в пару $\pi^0\pi^0$). Расчет показывает, что такие пары сосредоточены при $q_T \leq 1,6$ МэВ/с, $|q_L| \leq 1,2$ МэВ/с. С учетом разрешающей способности установки эти граничные значения следует увеличить до значений

$$q_T = 2 \text{ МэВ/с}, \quad |q_L| = 4 \text{ МэВ/с}, \quad (12)$$

которые и используются на рис.9 и 10 для разделения доступной области импульсов на интервал, где возможен вклад пионных пар из димезоатомов, и интервал, где такого вклада заведомо нет. Выход $\pi^+\pi^-$ -пар из $A_{2\pi}$, учитывающий вероятность развала димезоатомов в мишени, согласно оценкам составляет 10-20% от выхода пионных пар, родившихся в непрерывном спектре с относительными импульсами ниже значений (12). Достигнутая статистическая точность еще недостаточна для отчетливого проявления эффекта.

б) При моделировании кулоновского эффекта предполагалось прямое рождение пионов в ядре-мишени. Однако некоторые из регистрируемых пионных пар включают пион, возникший при распаде K_S^0 - и η -мезонов. Средняя длина пробега до распада составляет для них в условиях эксперимента соответственно 10 см и 10^{-7} см. При

этом даже для η -мезона среднее расстояние между точкой появления распадного пиона и траекторией пиона, рожденного в ядре, составляет 10^{-8} см, т.е. значительно превышает характерное расстояние $r=1/k_c=388$ фм, на котором существенно кулоновское взаимодействие. Поэтому распределение таких пионных пар не изменяется кулоновским фактором и остается близким к распределению случайных пар. Расчет с помощью лундовской модели показывает, что вклад пионов из распада K_S^0 - и η -мезонов в одночастичные инклюзивные спектры регистрируемых пионов составляет около 10% и соответственно для совпадений ~20%. Кулоновское взаимодействие не должно проявляться и в пионных парах, образующих фоновую подложку в распределении по $\delta\epsilon\phi_y$ (рис.3).

Для определения вклада пар без кулоновского взаимодействия экспериментальное распределение dN/dq_L фитировалось суммой двух распределений - моделированного dN_{mod}/dq_L с учетом фактора A_c и распределения dN_a/dq_L пар из случайных совпадений. При таком описании мы пренебрегаем разницей в спектрах пионов, возникающих в мишени, и пионов из распада K_S^0 - и η -мезонов. Относительный вес этих распределений принимался в качестве свободного параметра (рис.11). Вклад распределения, не содержащего кулоновский фактор, найден равным (24+7)% при $\chi^2/\nu_{d.f.} = 68/52$. Полученное значение находится в соответствии с приведенной выше оценкой вклада пионных пар, в которых не проявляется кулоновское взаимодействие.

в) В работах^{/24,25/} обращено внимание на искажение корреляционной функции, обусловленное влиянием корреляций на одночастичные распределения. Искажение сводится к тому, что при больших относительных импульсах q отношение (9) является не константой, а медленно меняющейся функцией типа $1+\mu q$ либо $1+\mu q^2$.

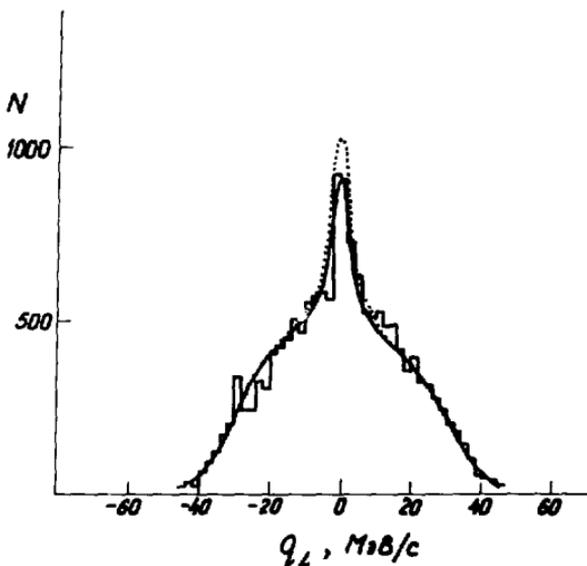


Рис.11. Распределение событий по продольному относительному импульсу q_L : гистограмма - экспериментальное распределение; точечная кривая - моделирование с учетом кулоновского взаимодействия для всех пионных пар; сплошная кривая - моделирование с включением пар без кулоновского взаимодействия.

Коэффициент μ тем больше, чем больше изменяются одночастичные распределения на ширине корреляционного пика. В нашем случае кулоновский пик расположен на слабоменяющихся распределениях. Так, при увеличении $|q_L|$ от нуля до значения 15 МэВ/с, при котором величина $R(|q_L|)$ уменьшается от 6 до 1,2, произведение одночастичных распределений dN_2/dq_L (рис.76) изменяется лишь на 5%. (Быстрое падение dN_2/dq_L при дальнейшем росте $|q_L|$ вызвано ограничением аксептанта установки). Для количественного анализа обсуждаемого эффекта целесообразно измерить корреляционную функцию в более широком интервале q , чем это сделано в настоящей работе.

г) Коэффициент корреляции V_1 в формуле (8) может быть отличен от нуля из-за анизотропии углового распределения вектора $\vec{q}^{28/}$. Такая анизотропия уменьшается с уменьшением q , так как вклад пионных пар с орбитальным моментом $l > 0$ вымирает при $q \rightarrow 0$. Оценки показывают, что искажение корреляционной функции эффектом анизотропии углового распределения не превышает $\sim 1\%$.

д) На точность теоретического описания кулоновских корреляций функцией $A_c(q)$ влияет ряд факторов: радиационные поправки к кулоновскому потенциалу точечного заряда, конечный размер пионов и кулоновское поле ядра. Однако, используя результаты^{/27,28/}, можно убедиться, что для рассматриваемой области значений импульсов p_+ , p_- и q перечисленные факторы дают поправки на уровне ниже 10^{-2} .

4. Заключение

В работе осуществлено наблюдение эффекта кулоновского взаимодействия в пионных парах и измерена корреляционная функция генерации $\pi^+\pi^-$ -пар в области кулоновского взаимодействия между компонентами пары. Разрешающая способность установки позволила продвинуться в область относительных импульсов в с.ц.м. пары около 1 МэВ/с, где кулоновское взаимодействие увеличивает дифференциальное сечение в ~ 6 раз.

Наблюдаемая зависимость двухчастичной корреляции от относительного импульса пионов, а также от продольных и поперечных компонент этого импульса качественно соответствует кулоновскому фактору, полученному из решения уравнения Шредингера с кулоновским потенциалом взаимодействия.

Авторы признательны Б.Б.Мищенко, Н.А.Владимировой, Л.Н.Королеву, А.К.Куликову, Ю.А.Ченцову, Т.С.Григоряну, К.П.Кечяну, Г.Б.Казаряну за помощь в подготовке и проведении эксперимента, Т.С.Григалашвили, А.И.Григорьеву и Э.И.Мальцеву за поддержку работы, С.В.Медведю и сотрудникам ИЦ ЛЯП за обеспечение

обработки экспериментальной информации, Л.Ю.Кругловой, Н.А.Калининой и Н.В.Смирновой за участие в создании программ и проведение вычислений. Авторы выражают благодарность М.И.Подгорецкому, Р.Ледницкому и В.Л.Любошицу за полезные обсуждения, Б.М.Понтекорво за внимание к работе, С.Г.Пластининой и В.Ф.Чуркиной за оформление статьи.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ферми Э.-Элементарные частицы. М.:ИЛ,1953.с.58.
2. Мигдал А.Б. - ЖЭТФ, 1955, т.28, с.3.
3. Гольдбергер М. и Ватсон К. - Теория столкновений. М.: Мир,1967,с.248.
4. Мотт Н. Месси Г.- Теория атомных столкновений. М.: ИЛ, 1951,с.69.
5. Сахаров А.Д. -ЖЭТФ, 1948, т.18, с.631.
6. Gyulassy N. e. a. -Phys. Rev. , 1979, v. 20с, р. 2267.
7. Ледницки Р., Любошиц В.Л. - Яф, 1982, т. 35, с.1316.
8. Sullivan J. P. e. a. - Phys. Rev. , 1982, v. 25, р.1499.
9. Lebrun D. e. a. - Phys. Lett. , 1989, v. 223В, р.139.
10. Азимов С.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 349; Phys. Rev. , 1984, v. 29D, р. 1304.
11. Агакишиев Г.Н. и др. - Яф, 1988, т. 47, с.1292.
12. Uretsky J., Palfrey J. - Phys. Rev. , 1961, v. 121, р.1798.
13. Б.Фимов Г.И. и др. - Яф, 1986, т. 44, с. 460.
14. Волков М.К. - ТМФ, 1987, т. 71, с. 361.
15. Бельков А.А. и др. - Яф, 1986, т. 44, с. 486.
16. Неменов Л.Л. - Яф, 1985, т. 41, с. 980.
17. Губриенко К.И. и др. - ПТЭ, 1987, т. 1, с. 26.
18. Алексеев Г.Д. и др. - Яф, 1984, т. 40, с. 139.

19. Афанасьев Л.Г. и др. - ЯФ, 1989, т. 50, с.7.
20. Куликов А.В. и др. - Сообщение ОИЯИ 9-87-838, Дубна, 1987.
21. Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. - Com. Phys. Comm., 1987, v. 43, p. 367
22. Гришин В.Г. - Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. М.: Энергоиздат, 1982, с.124.
23. Ангелов Н.С. и др. - Сообщение ОИЯИ P1-81-471, Дубна, 1981.
24. Zajc W. e. a. - Phys. Rev., 1984, v. 29c, p. 2173.
25. Подгорецкий М.И. Чеплаков А.П. - Сообщение ОИЯИ P2-87-96, Дубна, 1987.
26. Подгорецкий М.И. - ЭЧАЯ, 1989, т. 20, с. 628.
27. Лифшиц Е.М. и Питаевский Л.П. - Релятивистская квантовая теория. 4.2, М.: Наука, 1971, с.64.
28. Gyulassy M., Kauffmann S.K. - Nucl. Phys., 1981, v. 362A, p. 503.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 февраля 1990 года.