

24

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 78 - 52

И.Б.Вассерман, П.М.Иванов, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, Ю.Н.Пестов, А.Н.Скринский,
Г.В.Федотович, В.Г.Шамовский, Ю.М.Шатунов

ЭКСПЕРИМЕНТ НА ВЭПП - 2М ПО ИЗМЕ -
РЕНИЮ ФОРМФАКТОРА ПИОНА ВБЛИЗИ
ПОРОГА РЕАКЦИИ $e^+e^- \rightarrow \bar{\pi}^+\pi^-$ С ПОМОЩЬЮ
НОВОЙ ВРЕМЯ - ПРОЛЕТНОЙ МЕТОДИКИ

Новосибирск

1978

И.Б.Вассерман, П.М.Иванов, И.А.Кооп,
А.П.Лысенко, Ю.Н.Пестов, А.Н.Скринский, Г.В.Федотович
В.Г.Шамовский, Ю.М.Шатунов

ЭКСПЕРИМЕНТ НА ВЭПП-2М ПО ИЗМЕРЕНИЮ ФОРМФАКТОРА
ПИОНА ВБЛИЗИ ПОРОГА РЕАКЦИИ $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ С ПОМОЩЬЮ
НОВОЙ ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНОЙ МЕТОДИКИ

А Н Н О Т А Ц И Я

При энергии встречных электрон-позитронных пучков 2×200 МэВ измерен формфактор пиона. Полученный результат $|F_\pi|^2 = 1.69 \pm 0.35$ согласуется с экстраполяцией данных [14] из области ρ - ω интерференции по формуле Гунариса-Сакураи. Впервые в физическом эксперименте использовался новый детектор заряженных частиц, обладающий рекордным временным и высоким координатным разрешением - искровой счетчик с локализованным разрядом.

Введение

Формфактор π -мезона изучался на установках с встречными электрон-позитронными пучками в широком диапазоне энергий [1]. Однако область энергий ниже ρ -мезонного резонанса (760 МэВ) еще бедна экспериментальными данными [2,3]. Постановка экспериментов на ВЭШ-2М, накопителе с встречными электрон-позитронными пучками Института ядерной физики СО АН СССР, обладающем наибольшей светимостью среди существующих установок в этой области энергий, может заполнить имеющийся пробел.

Экспериментальное исследование поведения формфактора пиона вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ позволит: 1) проверить состоятельность модели векторной доминантности мезонов в этой области энергий; 2) уменьшить теоретическую неопределенность, которая возникает при вычислении вклада адронной поляризации вакуума в $(g-2)$ мюона [3]; 3) определить среднеквадратичный радиус пиона при измерении сечения аннигиляции $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ с высокой точностью.

В данной работе приводятся результаты эксперимента при энергии встречных пучков 2×200 МэВ. При этой энергии возможны следующие каналы реакций: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma$. Разделение e , μ , π -событий по сорту осуществлялось с помощью время-пролетной методики в сочетании с разделением их по пробегу. Впервые в физическом эксперименте использовался новый детектор заряженных частиц - искровой счетчик с локализованным разрядом [4-9]. Собственное временное разрешение такого счетчика $\sigma \approx 30$ псек является рекордным среди существующих детекторов [8]. Координатное разрешение $\sigma \approx 0.1$ мм находится на уровне современных трековых приборов.

Ниже приводится краткое описание спектрометра, метод обработки экспериментальных данных и результаты эксперимента.

1. Время-пролетный спектрометр

Общий вид спектрометра показан на рис. 1 [9]. Его основу составляли два искровых счетчика с локализованным разрядом, расположенных горизонтально один над другим по обе стороны от места встречи пучков. Искровой зазор нижнего счетчика находился на расстоянии 12 см от места встречи, а верхнего - 62 см. Пары одинаковых частиц, одновременно вылетевшие из места встре-

чи пучков; регистрируются счетчиками в разные моменты времени с задержкой, равной времени пролета базы спектрометра $L = 50 \text{ см}$. Пары частиц с большей массой, но с той же полной энергией, будут иметь большую задержку, что позволяет разделить их по виду. При выбранной базе спектрометра задержка между электронными и мюонными событиями составляла $\tau_{e\mu} \approx 290$ псек, а между мюонными и пионными $\tau_{\mu\pi} \approx 370$ псек. Телесный угол спектрометра определялся верхним искровым счетчиком и при выбранной базе составлял $\Omega \approx 0.5$ стерадиан вблизи вертикального направления.

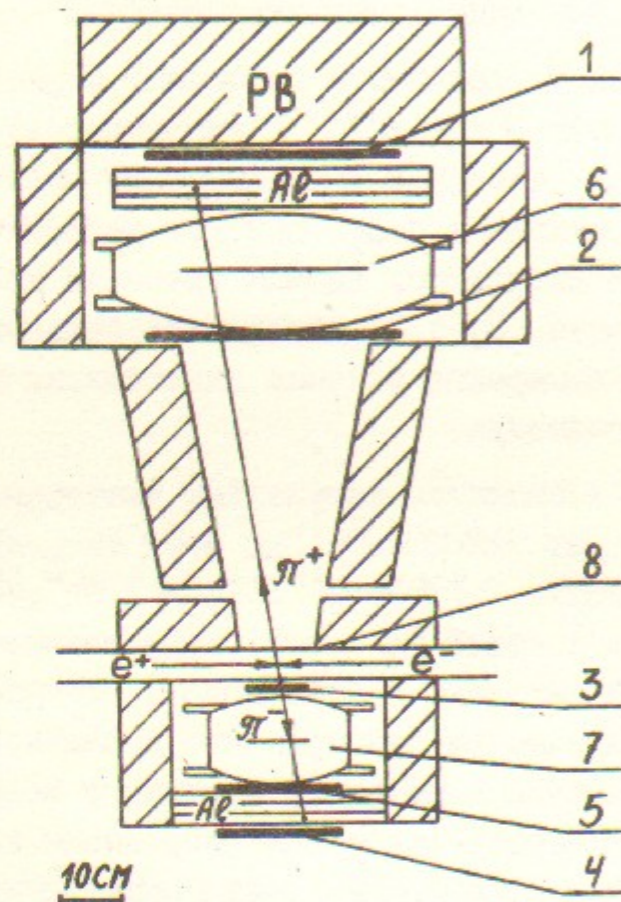


Рис.1. Общий вид время-пролетного спектрометра. 1-2-3-5-4 - сцинтилляционные счетчики С1-С2-С3-С5-С4. 6;7- соответственно, верхний и нижний искровые счетчики; 8 - стенка вакуумной камеры накопителя ВЭШ-2М.

Искровые счетчики использовались также для определения координаты частицы - расстояния до вертикальной плоскости, проходящей через траекторию пучков в месте встречи. Координаты в двух счетчиках позволяют проверить, проходит ли траектория зарегистрированных частиц, в предположении их коллинеарности, через область взаимодействия пучков.

В спектрометре использовались 5 сцинтилляционных счетчиков. Пороги на дискриминаторах, соответствующих этим счетчикам, выставлялись на уровне одной восьмой от средних амплитуд по космическим частицам, при этом их эффективность была лучше 99%. Первыми к месту встречи пучков (рис.1) располагались сцинтилляционные счетчики С2 и С3 для уменьшения фона от пучков накопителя ВЭШ-2М. Этой же цели служил счетчик С5 в нижнем плече спектрометра, установленный сразу за искровым счетчиком. Перед сцинтилляционными счетчиками С1 и С4 расположен поглотитель π -мезонов, так что эти счетчики регистрировали только мюонные и электронные события. Полное количество вещества до этих счетчиков равно 22.5 гр/см^2 (пробег π -мезонов $\approx 16 \text{ гр/см}^2$).

Спектрометр работал в линии с ЭВМ типа "Одра-1325".

Искровые счетчики с локализованным разрядом

Искровой счетчик с локализованным разрядом [4-8] отличается от обычного тем, что в момент пробоя постоянное напряжение, приложенное к электродам счетчика, снимается с ограниченной области вокруг разряда. При этом чувствительность к частицам на остальной площади сохраняется. Это достигается за счет применения материала с высоким удельным сопротивлением ($10^9 - 10^{10} \text{ ом.см}$) в качестве одного из электродов счетчика и заполнения межэлектродного зазора газовой смесью, поглощающей фотоны от искры [7]. Вследствие локализации разряда устраняется принципиальное ограничение на размеры искрового счетчика (у обычных счетчиков с ростом размеров растет энергия, выделенная при пробое, что приводит к порче электродов).

Площади искровых счетчиков, которые использовались в спектрометре, равнялись 900 см^2 и 120 см^2 при зазоре между электродами 0.1 мм . Оба счетчика имели одинаковую конструкцию (рис.2) и отличались лишь размерами деталей. Количество вещества до искрового зазора в верхнем и нижнем счетчике составляло 10.5 гр/см^2 и 3.8 гр/см^2 , а полная толщина счетчиков равнялась соответственно 22.5 гр/см^2 и 9.2 гр/см^2 .

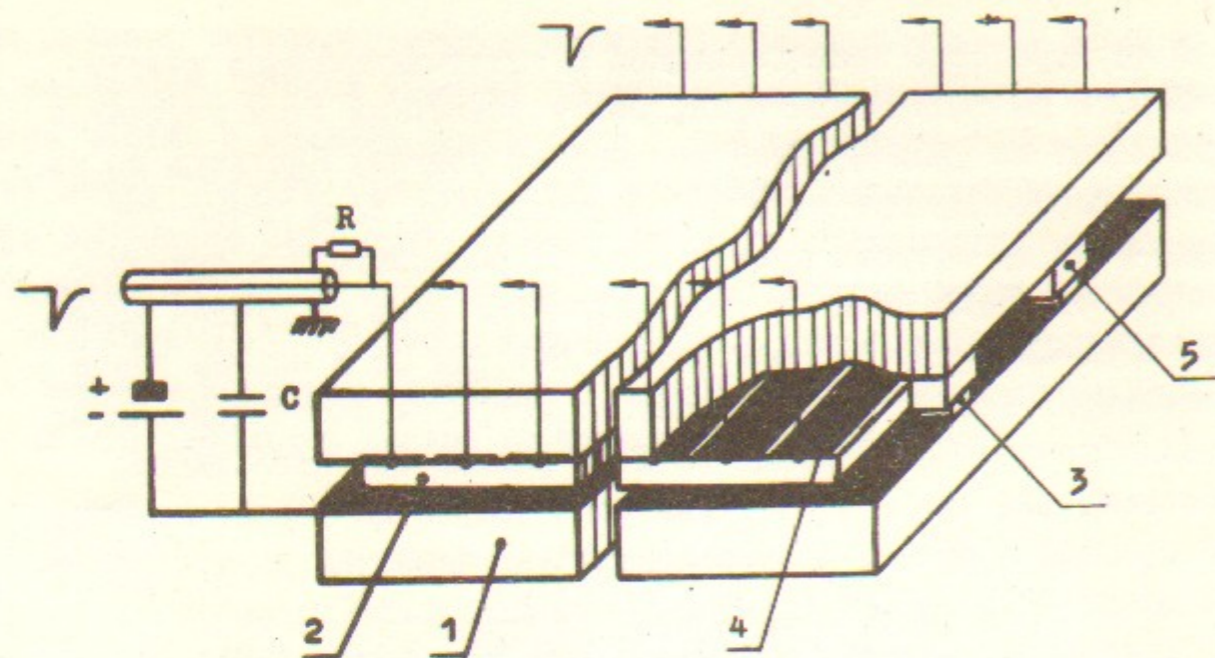


Рис.2. Принципиальная конструкция искрового счетчика. 1 - отрицательный электрод; 2 - электрод из полупроводящего стекла; 3 - стальные прокладки, задающие зазор между электродами; 4 - напыленные медные полоски; 5 - проставки из оптического стекла.

Информация о координате и моменте пересечения частицей счетчика содержится в электрических сигналах, которые распространяются вдоль медных полосок в обе стороны от места пробоя (рис.3). Медные полоски нанесены на внешнюю по отношению к зазору счетчика сторону полупроводящего электрода. Разность времен прихода этих сигналов на противоположные стороны счетчика определяет координату частицы вдоль полосок, а полусумма соответствует моменту пересечения частицей счетчика и не зависит от места пробоя. Как показали измерения [10], координатная точность самого искрового счетчика составляет $\sigma \approx 0.1$ мм, но вклад электроники увеличивает это значение до $\sigma \approx 0.3$ мм.

Флуктуация задержки срабатывания между двумя счетчиками при регистрации одиночных частиц характеризует временное разрешение спектрометра. Это разрешение зависит от напряжения, приложенного к электродам счетчиков [5]. Достигнутое напряжение, при котором еще отсутствуют ложные пробои в счетчиках ($U = 5.75$ кв), обеспечивает временное разрешение спектрометра $\sigma \approx 40$ псек [8]. В эксперименте мы работали с напряжением на счетчиках $U = 4.75$ кв

при этом $\sigma \approx 70$ псек, что вполне достаточно при выбранной базе спектрометра для выделения пионных событий.

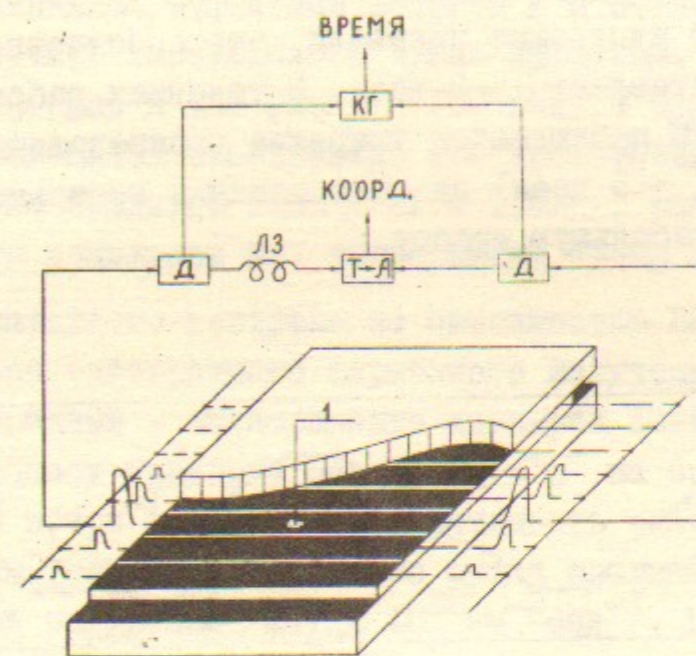


Рис.3. Принципиальная схема съема информации с искрового счетчика. I - область пробоя. Д - дискриминатор. Т-А - координатный время-амплитудный преобразователь. КГ - схема компенсации геометрии, определяющая момент пересечения частицей счетчика.

Электроника время-пролетного спектрометра

Импульс от совпадения сигналов ($2\tau = 40$ нсек) с искровых счетчиков являлся триггерным. Для каждого события в ЭВМ записывались три числа, соответствующие координатам частиц в счетчиках и задержке их срабатывания. Кроме того, одновременно записывались в виде специальных "меток" факт срабатывания любого из 5-ти сцинтилляционных счетчиков при условии совпадения их сигналов ($2\tau = 40$ нсек) с триггерным.

Все схемы время-координатного канала обеспечивали температурную стабильность лучше 1 псек/ 1°C . Для уменьшения влияния

2. Эксперимент

больших колебаний температуры в зале ВЭШ-2М ($\pm 7^{\circ}\text{C}$) на уходы линий задержки, последние вместе с их схемами время-амплитудного преобразования ($T-A$) помещались в термостат (рис.4). Стабильность всех схем время-координатного канала периодически проверялась от генератора импульсов Г5-12.

Специальные измерения показали, что собственное разрешение схем $T-A$ составляет $\sigma \approx 2$ псек. В условиях работы всего комплекса ВЭШ-2М наблюдается уширение распределений ($\sigma_T \sim 4$ псек, $\sigma_{A1} \sim 10$ псек, $\sigma_{A2} \sim 5$ псек) за счет влияния всевозможных наводок на схемы и кабельную трассу.

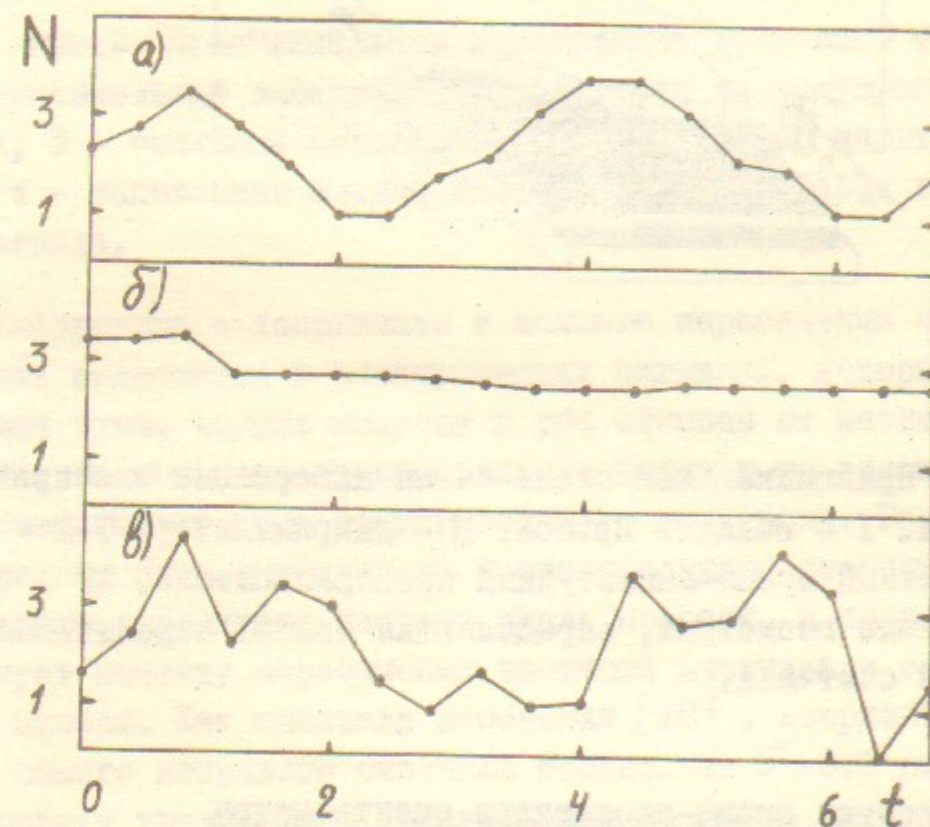


Рис.4. Влияние изменений температуры в термостате на уходы схем $T-A$.

По горизонтали отложено время в минутах, по вертикали — уходы в каналах. а) Уходы временного $T-A$, 1 канал равен ~ 2 псек. б) Уходы координатного $T-A$ верхнего счетчика, 1 канал равен ~ 20 псек. в) Уходы координатного $T-A$ нижнего счетчика, 1 канал равен ~ 5 псек.

Основной цикл измерений проводился в сентябре-октябре месяце 1977 года на энергии встречных пучков 2×200 МэВ. При этом время набора статистики на эффект составило 15.7 суток, а на фоновые измерения 1.4 суток. Предельные токи в каждом пучке ограничивались эффектами встречи и составляли $1,5+2$ ма. Время жизни пучков определялось тушек-эффектом. За время уменьшения тока примерно в два раза (~ 150 сек) в бустерном кольце (ВЭШ-2) накапливался позитронный ток достаточный для поддержания в ВЭШ-2М среднего тока $I \approx 1 + 1,5$ ма, так что при нормальной работе комплекса шел непрерывный набор статистики.

Для оперативного контроля за светимостью ВЭШ-2М использовался процесс однократного тормозного излучения на малые углы [11]. Набранный в эксперименте интеграл светимости, измеренный по процессу упругого рассеяния e^+e^- на большие углы, составил $9,83$ нбарн $^{-1}$, а средняя светимость оказалась равной $\sim 0,7 \times 10^{28}$ см $^{-2}$ сек $^{-1}$. В отдельные сутки средняя светимость поддерживалась на уровне $\sim 1,7 \times 10^{28}$ см $^{-2}$ сек $^{-1}$. Последняя цифра характеризует потенциальные возможности комплекса ВЭШ-2М.

Весь цикл измерений (15.7 суток) хронологически можно разбить на две части. Первая часть (3.1 суток) состояла из 4 заходов, которые отличались режимами работы электроники и рабочими напряжениями на искровых счетчиках. Вторая часть (12.6 суток — основной заход) содержит события, которые были набраны в одинаковых условиях. В этих же условиях были произведены фоновые измерения (1.4 суток).

3. Обработка экспериментальных данных

Метод обработки экспериментальных данных мы демонстрируем на примере основного захода. Все зарегистрированные события были классифицированы по каналам схем совпадений (СС) в зависимости от количества сработавших сцинтилляционных счетчиков (таблица I). В верхней строке таблицы указаны метки всех 32 каналов совпадений. Они получают суммированием меток тех счетчиков, которые сработали в каждом отдельно взятом канале СС. Крестик в таблице I означает факт срабатывания соответствующего счетчика с присвоенной ему в эксперименте меткой.

МЕТКИ КАНАЛОВ СС	СУММА СОБ. ПО ВСЕМ КАНАЛАМ					479	7398	191	2719	274	4459
	1 С1	ИССЧ	8 С2	32 С3	ИССЧ						
1385						8	1056	8	718	124	1129
1384						1	140	1	15	0	1384
1129						2	153	2	62	0	1129
361						1	10	1	2	0	361
1128						2	75	0	5	2	1128
360						0	6	0	1	5	360
105						1	34	0	14	1	105
104						23	318	5	30	17	104
1345						0	18	0	8	0	1345
1344						2	17	2	10	0	1344
1089						0	3	0	2	0	1089
321						0	5	0	4	0	321
1088						4	30	1	9	3	1088
320						8	389	8	384	0	320
65						1	14	1	5	0	65
64						138	1794	41	662	93	64
1377						0	5	0	0	0	1377
1353						15	170	15	163	0	1353
1376						3	33	2	7	0	1376
1352						0	3	0	1	0	1352
1121						0	2	0	0	0	1121
1097						0	17	0	16	0	1097
353						0	0	0	0	0	353
329						0	3	0	3	0	329
1120						9	127	3	6	6	1120
1096						1	9	1	4	0	1096
352						1	25	0	2	1	352
328						2	0	0	0	2	328
97						1	8	0	1	0	97
73						3	13	3	10	0	73
96						147	2023	15	273	128	96
19						19	168	5	24	13	19
4096						479	7398	191	2719	274	4096

Таблица I. Распределение зарегистрированных событий в основном и фоновом заходе по каналам СС. Коэффициент нормировки фона $K_f = 12.7 \pm 0.9$.

В двух нижних строках таблицы I показано, как зарегистрированные события в основном (7398 соб.) и фоновом (469 соб.) заходе распределялись по каналам совпадений. Коэффициент нормировки фона определялся по соотношению суммы событий в каналах СС 64, 72, 96 и II20 в основном и фоновом заходе: $K_f = 12.7 \pm 0.9$. Количество событий в этих каналах пропорционально интегралу тока, циркулирующего в накопителе. Скорость счета без пучков в этих каналах пренебрежимо мала. Далее идут две строки, в которых приводится количество событий, имеющих нулевое значение временной задержки. Сюда из-за особенности работы электроники попадают события, у которых задержка срабатывания верхнего счетчика относительно нижнего больше 3 нсек.

События такого сорта определяются случайными совпадениями и наличием мягкой компоненты в широких атмосферных ливнях, что подтверждается результатами фоновых заходов. Затем следуют две строки, которые содержат события, имеющие физические координаты и временную задержку в интересующем нас диапазоне от 1 нсек до 2.5 нсек.

При выделении полезных событий e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ мы требуем, чтобы одновременно с триггерным импульсом всегда были сигналы с счетчиков С2, С3 и С5. В канале СС 1385, где кроме того срабатывают счетчики С1 и С4, пионы отсутствуют. Они останавливаются в веществе перед С1 и С4. В этот канал СС попадают электронные и все мюонные события. В каналах СС 1384 и II29 должны присутствовать только электронные события. В канал СС II28, когда одновременно отсутствуют сигналы с счетчиков С1 и С4, попадают электронные и пионные события. Аналогично находятся все остальные каналы СС, где можно ожидать полезные события, в частности $\gamma\gamma$ -события.

Распределение событий по месту вылета

Из таблицы I видно, что фон составляет в среднем 10% от числа событий в каналах, где ожидаются полезные. Для уменьшения фона можно использовать коллинеарность e , μ , π -событий. Рассмотрим систему координат с началом в центре области взаимодействия пучков. Пусть ось X направлена вдоль траектории пучков в месте встречи, ось Y - по радиусу накопителя ВЭИИ-2М, ось Z - вертикально. Как отмечалось выше, искровые счетчики устанавлива-

лись так, чтобы измерять y - координаты частиц. Проекция траекторий коллинеарных событий на плоскость xy должна проходить через эти координаты и область взаимодействия пучков, размер которой в этой проекции составляет доли миллиметра.

Для каждого зарегистрированного события в плоскости xy определялась координата Y_K пересечения проекции траектории с осью y в предположении коллинеарности частиц. Величина Y_K выражается через амплитуды A_1 и A_2 с координатных Т-А следующим образом:

$$Y_K = \left(\frac{A_1}{\eta_1 l_1} + \frac{A_2}{\eta_2 l_2} \right) / 2 - Y_0 \quad (3.1)$$

где η_1, η_2 - чувствительности Т-А, l_1, l_2 - расстояния искровых счетчиков до места встречи. Истинно коллинеарные события группируются вокруг области взаимодействия пучков. Распределение фоновых событий по Y_K должно быть существенно шире. На рис. 5 приведены Y - распределения ($Y = Y_0 + Y_K$) для всех зарегистрированных событий, отдельно для фоновых каналов СС 64, 72, 96, II20, IO4 и каналов СС, содержащих эффект. Видно, что практически все полезные события расположены в 50 каналах по Y (один канал равен ~ 0.2 мм).

Метод определения фона

Остановимся подробнее на каналах СС 64, 72, 96, II20 и IO4. Можно показать, что в нашем случае форма Y - распределений в этих каналах описывается равнобедренной трапецией, если фоновые срабатывания происходят равномерно по площади счетчиков и нет корреляции в их y - координатах. На рис. 5б-е видно, что такая форма хорошо согласуется с экспериментом. Подобность Y - распределений для фоновых событий в перечисленных выше каналах служит основанием для предположения о неизменности ее формы и в других каналах, в частности, содержащих эффект.

Зная форму распределения фона по Y , можно по числу событий в "хвостах" Y - распределений определить полный фон и фон в любой области ограничения по Y . События, которые попадают в "хвосты", имеют $|Y_K| \geq \bar{Y}$, т.е. $Y_0 - \bar{Y} \geq Y_K \geq Y_0 + \bar{Y}$. Оптимальный выбор значения \bar{Y} описан ниже. Способ определения фона по "хвостам" Y - распределений привлекателен тем, что позволяет обойтись без специальных фоновых измерений и исключить система-

тические ошибки, связанные с разнесенностью во времени основных и фоновых измерений, которые возможны при длительном эксперименте.

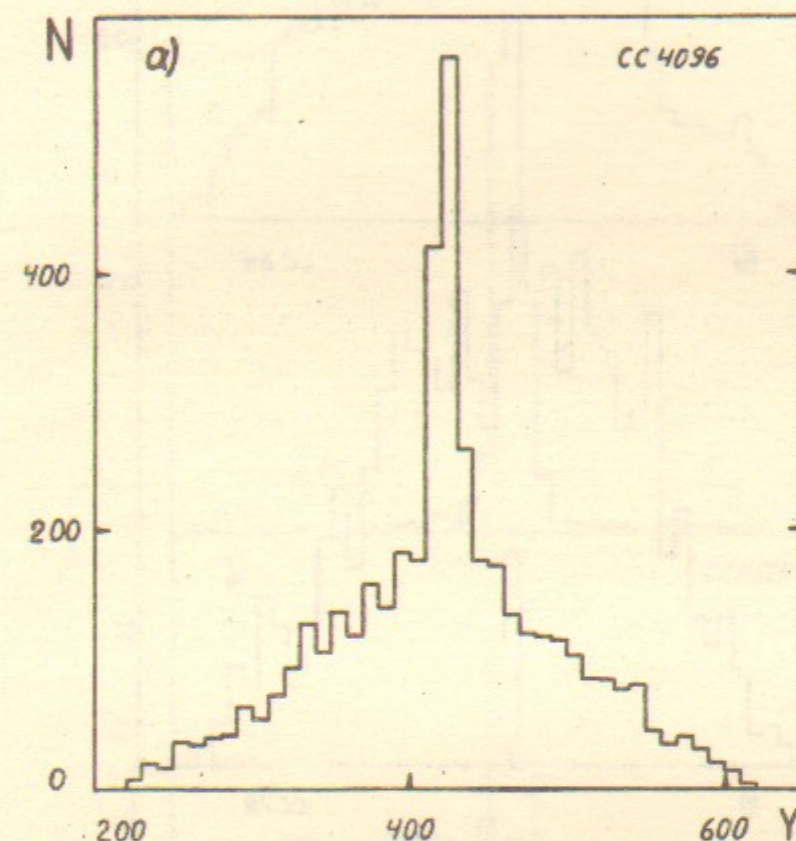


Рис. 5а. Y - распределение всех зарегистрированных событий, СС 4096. На всех рисунках 5а, б, в, г, д, е, ж, з, и, к Γ канал равен ≈ 0.2 мм.

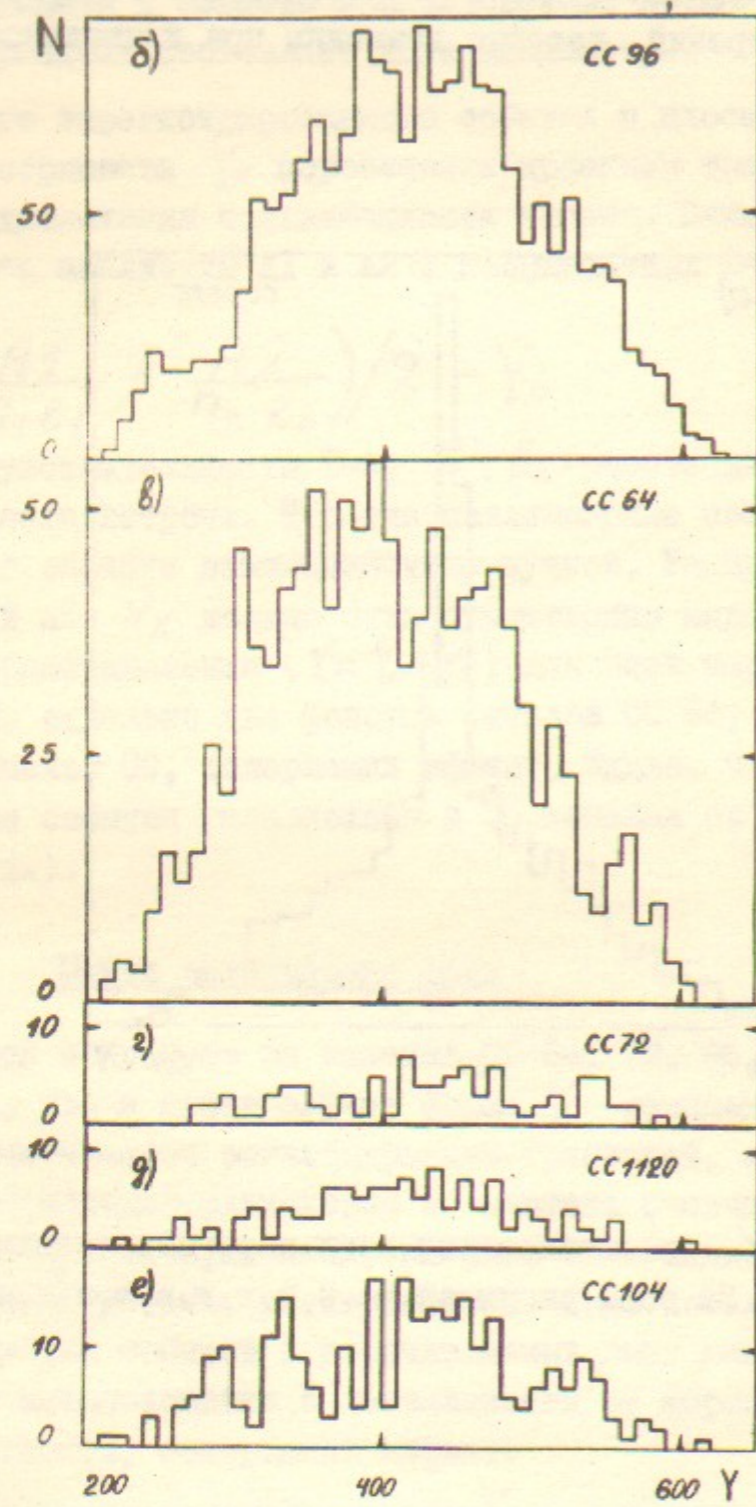


Рис. 5б,в,г,д,е.

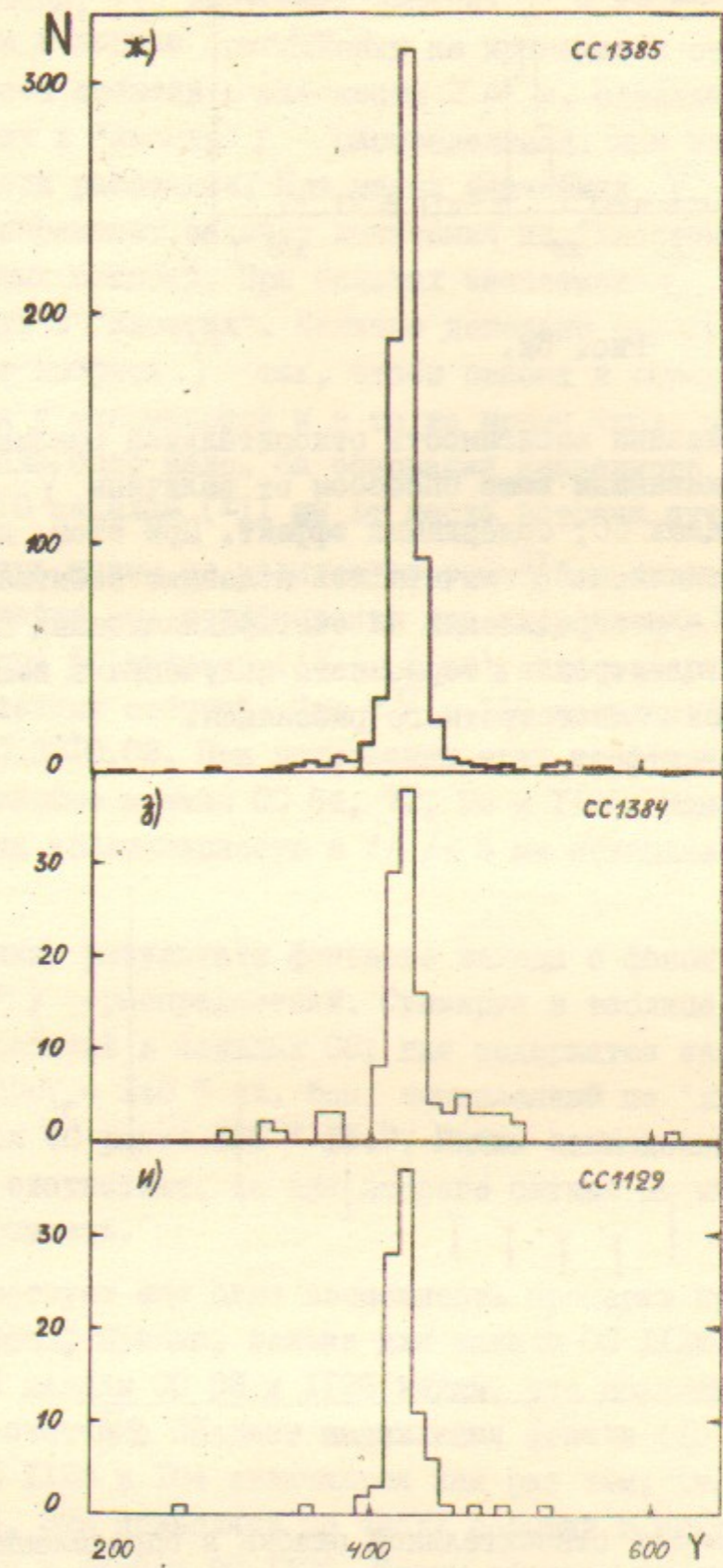


Рис. 5 ж,з,и.

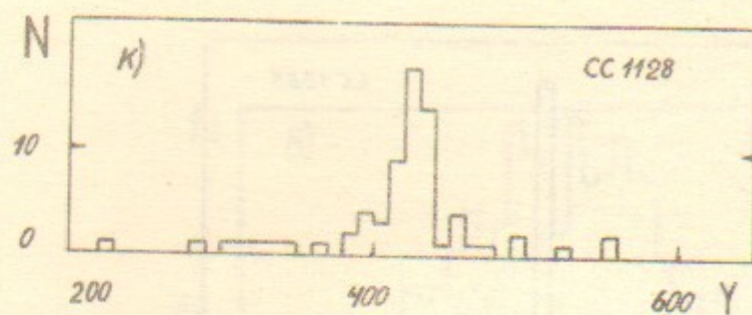


Рис. 5к.

На рис.6 показана зависимость относительной ошибки в определении фона указанным выше способом от величины \bar{Y} для суммы событий в каналах СС, содержащих эффект. При этом, для каждого выбранного значения \bar{Y} вычитались полезные события, попавшие в "хвосты" \bar{Y} - распределений за счет радиационных поправок; образования δ - электронов и тормозного излучения в веществе искровых счетчиков, многократного рассеяния.

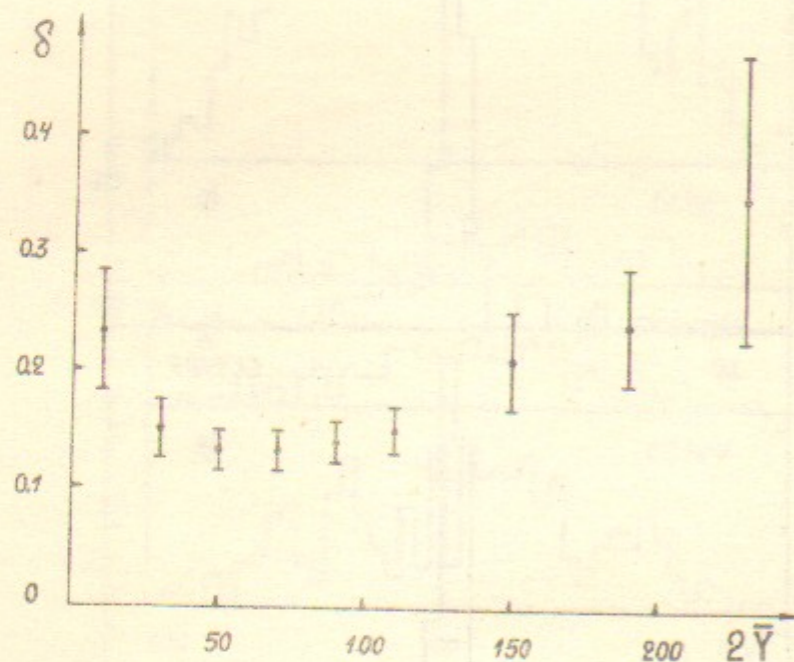


Рис.6. Зависимость относительной ошибки в определении фона по "хвостам" \bar{Y} - распределений.

Отметим, что излучение жестких γ - квантов начальными частицами в первом приближении не приводит к отклонению от коллинеарности событий в плоскости $X Y$ и, следовательно, к образованию их в "хвосты" \bar{Y} - распределений, как это имеет место в плоскости рассеяния. При малых значениях \bar{Y} относительная ошибка возрастает за счет вычитания из "хвостов" большого числа полезных событий. При больших значениях \bar{Y} - за счет малой статистики в "хвостах". Наличие довольно широкого минимума позволяет выбрать \bar{Y} так, чтобы ошибка в определении фона была близка к минимальной и в то же время число полезных событий в "хвостах" было мало. На основании сказанного мы выбрали $2\bar{Y}$ равное 110 каналам (± 11 мм от места встречи пучков).

Теперь можем по количеству событий в "хвостах" \bar{Y} - распределений найти два коэффициента для определения полного фона и фона внутри 50 каналов ($|Y_K| \leq 5$ мм), где содержится основное число полезных событий. При $2\bar{Y} = 110$ каналам $K_1 = 1.84 \pm 0.06$ и $K_2 = 0.38 \pm 0.02$. При вычислении этих коэффициентов использовались фоновые каналы СС 64, 72, 96 и 1120. Заметим, что отбор событий на коллинеарность с $|Y_K| \leq 5$ мм подавляет фон в $1.84/0.38 \sim 5$ раз.

Сравним результаты фонового захода с фоном вычисленным по "хвостам" \bar{Y} - распределений. Суммируя в таблице I количество фоновых событий в каналах СС, где содержатся полезные, получаем $(11 \pm 3.3) \times K_p = 140 \pm 44$. Фон, вычисленный по "хвостам" в этих же каналах СС равен 105 ± 15.7 . Видим совпадение этих чисел в пределах статистики, но для второго случая мы имеем существенно лучшую точность.

Существует еще одна возможность проверки правильности определения фона; правда, только для канала СС 1128. Сравнивая в таблице I каналы СС 96 и 1120 видим, что подключение сцинтилляционного счетчика С5 дает подавления фона в (15.1 ± 0.9) раз. Каналы СС 1128 и 104 отличаются как раз тем, что в первом подключен С5. Это позволяет по числу событий в канале СС 104 определить фон в канале СС 1128. Таким образом имеем 16.7 ± 2.3 и 23.7 ± 6.6 (по "хвостам"). Опять видим хорошее совпадение этих чисел в пределах статистической точности. Ниже, где это специально не оговорено, мы будем использовать развитый выше способ определения фона по "хвостам" \bar{Y} - распределений.

Распределение событий по задержкам

На рис. 7 приведены распределения зарегистрированных событий по задержкам для различных каналов СС. Временной диапазон от 100 до 800 канала (1 канал равен ≈ 2 нсек) соответствует задержкам срабатывания верхнего искрового счетчика относительно нижнего от ~ 1 нсек до ~ 2.5 нсек. Пары частиц, одновременно вылетевшие из области взаимодействия пучков со скоростью света, должны находиться \sim в 300 канале. Видно, что все распределения фоновых событий по задержкам имеют характерную ширину на полувысоте ~ 0.8 нсек с максимумом в районе 300 канала (рис. 7б-е).

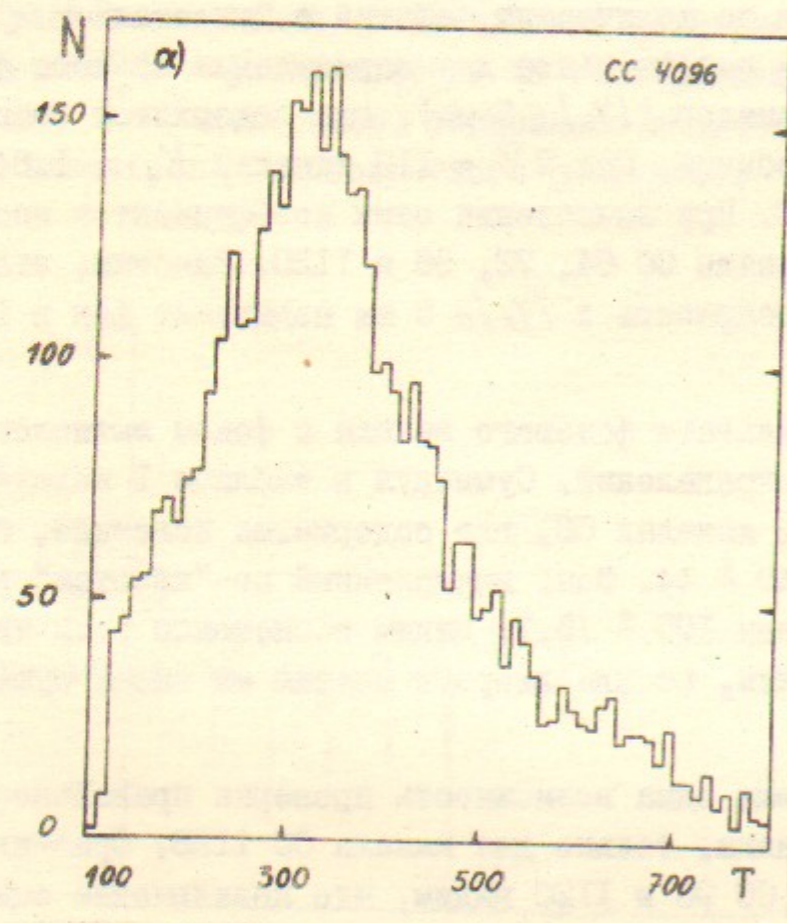


Рис. 7а. Распределение всех зарегистрированных событий по задержкам. На всех рисунках 7а, б, в, г, д, е, ж, з, и, к 1 канал равен ~ 2 нсек.

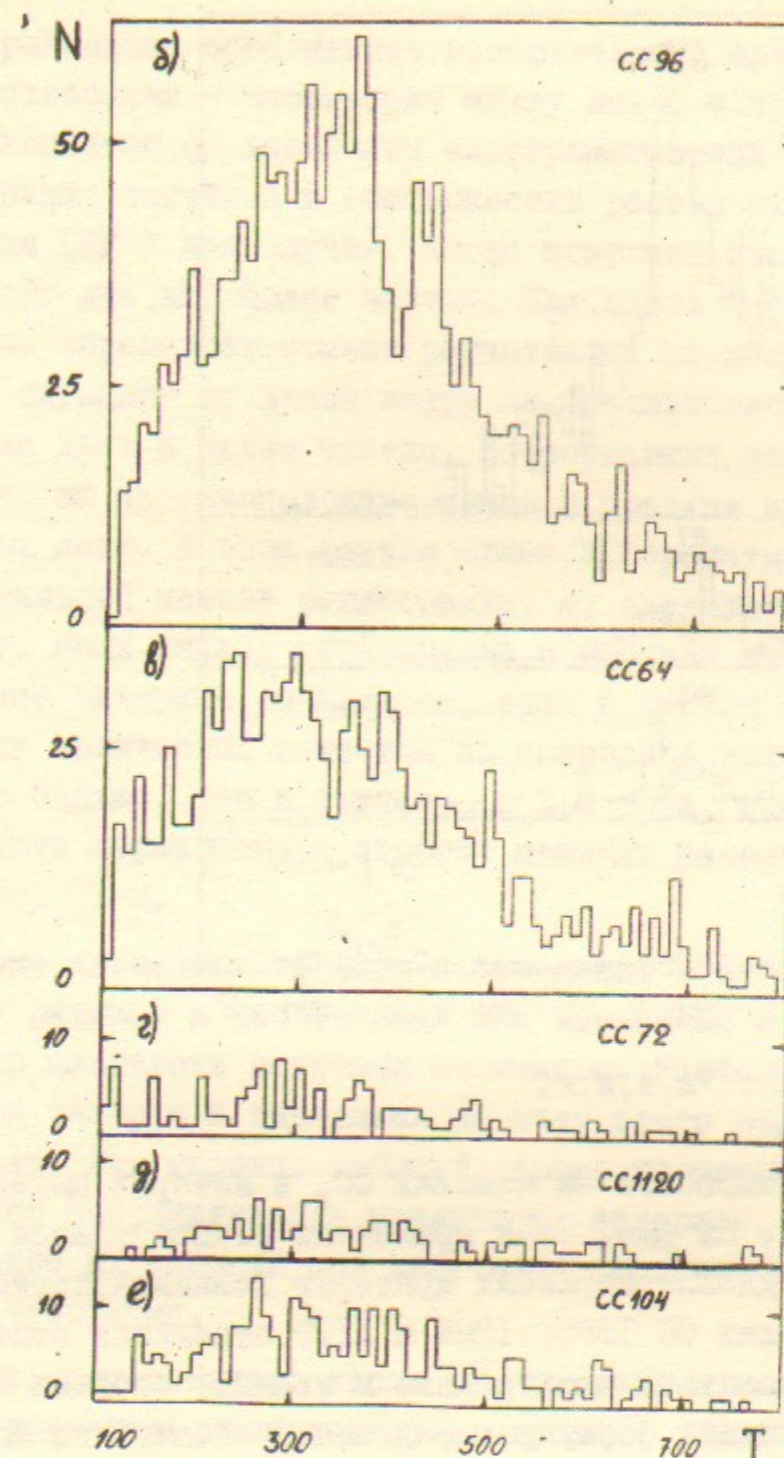


Рис. 7б, в, г, д, е.

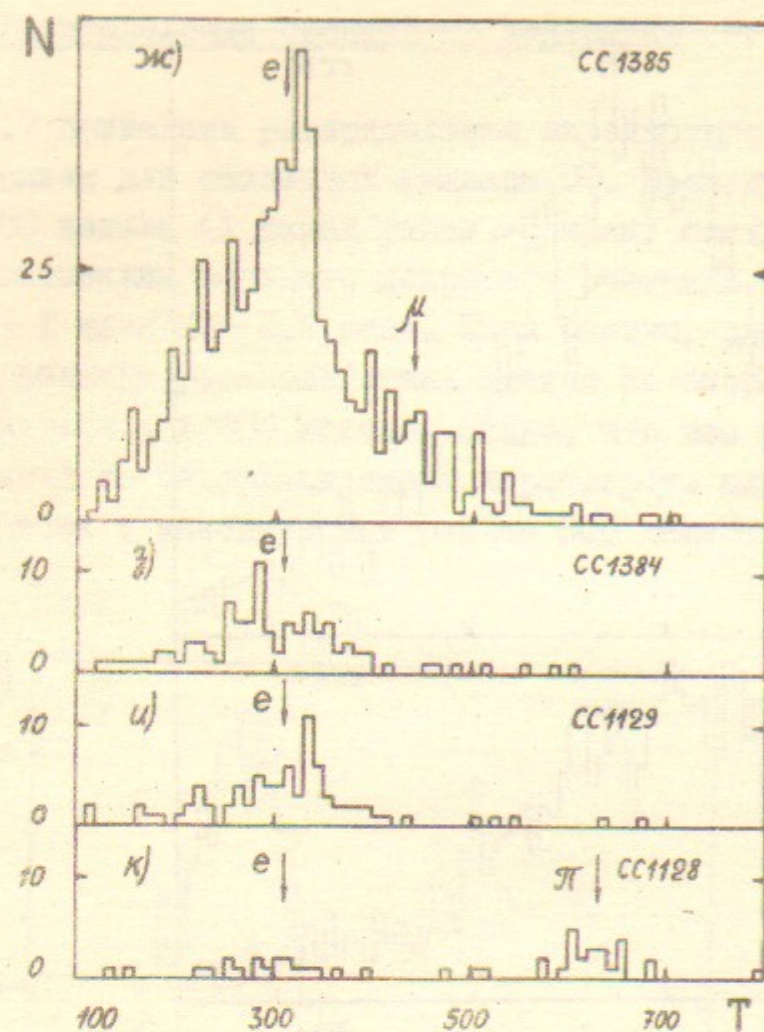


Рис. 7ж,з,и,к.

Остановимся подробнее на каналах СС, в которых находятся e, μ, π -события. На рис. 7ж-к приведены распределения событий по задержкам, удовлетворяющих критерию коллинеарности $|Y_K| \leq 5$ мм. В каналах СС 1385, 1384 и 1129 стрелками отмечено, где должны группироваться электронные и мюонные события на временной шкале. Сравнивая форму распределений событий по задержкам в каналах СС 1384, 1129 и в канале 1385, видим наличие мюонных событий в последнем. Мы не занимались вопросом математической обработки полученных распределений для разделения этих частиц по сорту. Число зарегистрированных в эксперименте электронных и мюонных событий определялось из полного их количества согласно квантовой электродинамике, справедливой в этой области энергий.

Характерная особенность распределений электронных событий по задержкам — асимметрия между левым и правым склоном. Она объясняется образованием электромагнитных ливней в веществе искровых счетчиков и особенностью работы схемы компенсации геометрии (КГ) для случая, когда искровой зазор счетчика пересекают две или более частиц. Для одной частицы схема КГ правильно определяет момент регистрации по полусумме времен прихода сигналов от одной искры на противоположные концы счетчика. Для двух и более частиц, пересекающих искровой зазор счетчика, на противоположные концы в среднем приходят сигналы от разных искр. В этом случае схема КГ срабатывает раньше, искажая реальный момент регистрации, а, следовательно, и саму задержку. Если ливень образовался в верхнем счетчике, то в нашем случае задержка уменьшится, если в нижнем — увеличится. Поскольку количество вещества до искрового зазора в верхнем счетчике больше, чем в нижнем ~ в 2.6 раза, то распределение должно быть перекошено в сторону меньших задержек, что и видно на рис. 7ж-к.

Кроме ливневого эффекта к изменению в задержках также приводит разница в расстояниях для наклонных и вертикальных частиц до плоскости искровых счетчиков. Расчеты показали, что временной разброс в задержках за счет этого эффекта составляет $\sim \pm 30$ псек. Для мюонных событий, кроме геометрического разброса, существует дополнительное увеличение задержек, обусловленное уменьшением их энергий при излучении жестких γ -квантов первичными частицами.

Ниже, при подсчете числа π -мезонов в канале СС 1128, нам понадобится знать количество электронных событий, которые попадают в область задержек выше 430 канала. Вероятность попадания в эту область задержек определяется экспериментально, используя каналы СС 1384 и 1129, в которых находятся электронные события. Однако, в эти каналы СС и именно в эту область задержек частично попадают мюоны (их необходимо вычесть) за счет следующих эффектов. 1) Не 100% эффективность сцинтилляционных счетчиков С1 и С4 ($\sim 0.5\% N_\mu$). 2) Остановка мюонов в веществе перед С1 и С4 при излучении жестких γ -квантов первичными частицами ($\sim 0.4\% N_\mu$). 3) Регистрация мюонов, образовавшихся в результате распада пионов на лету ($\sim 1\% N_\pi$). В нашем случае полное число мюонов, от перечисленных выше эффектов, оказалось

равным $\sim (1 \pm 0.4)$ соб. Фон в этой области задержек вычислялся аналогично развитой выше методике. Для этого события с временами больше 430 канала строились на коллинеарность и по "хвостам" γ -распределений определялся фон $\sim (2 \pm 0.8)$ соб. Полное число событий в этих каналах СС равно 168, а за 430 каналам — 12. Отсюда вероятность электрон-позитронному событию иметь задержку больше 430 канала равна: $W = 0.054 \pm 0.021$.

В канале СС II28 должны находиться только электронные и пионные события. Их расположение на временной шкале отмечено стрелками (рис. 7к). Видно, что классификация событий по времени пролета позволяет достаточно просто выделить π -мезоны. Для более точного разделения событий по сорту мы условно выбираем границу в 430 канале — примерно середина между центрами тяжести их распределений на временной шкале. Существует еще одно соображение, на основании которого выбрана эта граница. Часть мюонов от распада пионов на лету регистрируются в канале СС II28; если их энергии лежат в диапазоне от 149 МэВ до 174 МэВ. На временной шкале эти мюоны имеют задержки от ~ 500 до ~ 660 канала. Поскольку разрешение спектрометра $\sigma \approx 35$ каналов, то мы отступаем еще на 2σ левее 500 канала.

Количество фоновых событий за 430 каналом определяется аналогично тому, как это сделано в каналах СС I384 и II29. В результате имеем: $N_{\phi 1} = (0.7 \pm 0.5)$. Для большей достоверности в определении фона мы также использовали канал СС I04. Количество событий пересчитанных из этого канала в канал СС II28 равно $N_{\phi 2} = (1 \pm 0.3)$. Кроме того, существует еще один способ оценки фона. Используя форму распределений событий по задержкам в каналах СС 64, 72, 96 и II20, находим коэффициент для отношения числа событий за 430 каналом к полному: $K_3 = 0.28 \pm 0.01$. Применимость этого коэффициента предполагает подобность формы распределений фоновых событий по задержкам. Правильность этого предположения подтверждается собственно каналами СС 64, 72, 96 и II20, где это выполняется (рис. 7б-е). Умножая полный фон в канале СС II28 на найденный коэффициент, имеем $N_{\phi 3} = (1, 3 \pm 0.4)$. Видно, что в пределах статистической точности в этих трех случаях мы имеем совпадающие значения. На основании этого мы делаем вывод, что за 430 каналом есть одно фоновое событие. Вычитая из числа событий с задержками больше 430 канала (СС II28) фоновые и электронные события, находим количество зарегистрирован-

ных π — мезонов (25 событий в основном заходе).

Результаты разделения событий

В рамках развитой схемы обрабатывались события, зарегистрированные за время всего эксперимента. Для проверки отсутствия систематической обработки велась при разных критериях отбора событий на коллинеарность. В таблице 2 собраны результаты для числа зарегистрированных событий $N_{e+\mu}$, N_{π} и N_{γ} за время всего эксперимента. Видно, что из ~ 1000 электрон-позитронных событий только одно попадает в область пионных. Другими словами мы можем сказать, что выбранный метод разделения частиц по сорту позволяет с высокой достоверностью ($\sim 10^{-3}$) выделить π -мезоны на фоне большого числа электрон-позитронных событий. Получить такую точность разделения другими экспериментальными методами при низких энергиях весьма затруднительно. В частности, при использовании сцинтилляционной время-пролетной техники необходимо увеличить базу пролета \sim в 10 раз (5 м), чтобы иметь эквивалентное разделение. Однако, при такой базе примерно половина π -мезонов будет распадаться на лету. Кроме того, мюоны от распада пионов будут "размазывать" пионное распределение, что усложнит их выделение.

Сравнение числа зарегистрированных событий двухквантовой аннигиляции с расчетным, приведено в приложении I.

4. Вычисление фактора π -мезона

В соответствии с формулой Баба сечение упругого рассеяния e^+e^- на большие углы равно:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{\mathcal{L}^2}{4S} \left(\frac{3 + \cos^2\theta}{1 - \cos\theta} \right)^2 \quad (4.1)$$

где \mathcal{L} , S , θ — общепринятые обозначения. Сечение образования пары $\mu^+\mu^-$ дается формулой:

$$\frac{d\sigma_{\mu}}{d\Omega} = \frac{\mathcal{L}^2}{4S} \beta_{\mu} (2 - \beta_{\mu}^2 \sin^2\theta) \quad (4.2)$$

где β_{μ} — скорость μ -мезона. Сечение рождения пары $\pi^+\pi^-$ дается следующим выражением:

$$\frac{d\sigma_{\pi}}{d\Omega} = \frac{\mathcal{L}^2}{8S} \beta_{\pi}^3 \sin^2\theta / |F_{\pi}|^2 \quad (4.3)$$

ОГРАНИЧЕНИЯ по γ		ЭФФЕКТ	ФОН	ЭФФЕКТ (ФОН ВЫЧТЕН)	
ПОЛНОЕ ЧИСЛО СОБЫТИЙ	$N_{e+\mu}$	БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО γ	1315	129 ± 17.3	1186 ± 40
		$\pm 5 \text{ мм}$	1143	26 ± 3.5	1117 ± 34
	N_{π}	БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО γ	37	$\frac{5 \pm 1.8}{(1 \pm 0.7)e}$	31 ± 6.7
		$\pm 5 \text{ мм}$	31	$\frac{1 \pm 0.3}{(1 \pm 0.4)e}$	29 ± 5.9
	N_{γ}	БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО γ	18	6 ± 3	12 ± 5
		$\pm 5 \text{ мм}$	13	1 ± 0.5	12 ± 4

Таблица 2. Количество зарегистрированных событий $N_e + N_{\mu}, N_{\pi}, N_{\gamma}$ для всего эксперимента.

ИСТОЧНИК ПОПРАВОК	ПОПРАВКИ в %			
	$e\bar{e}$	$\mu\bar{\mu}$	$\pi\bar{\pi}$	
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ	-14.1 ± 1.4	—	-12.5 ± 2.1	
ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ	—	—	4 ± 0.1	
РАДИАЦ. ПОПРАВКИ	БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО γ	-1.5 ± 0.1	-2.50 ± 0.06	-8.60 ± 0.12
	$\pm 5 \text{ мм}$	-5.8 ± 0.1	-3.80 ± 0.06	-9.04 ± 0.12
РАСПАД ПИОНОВ	БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО γ	—	-0.1	-4.52 ± 0.13
	$\pm 5 \text{ мм}$	—	—	-7.25 ± 0.21
МНОГОКР. РАССЕЯН.	БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ ПО γ	—	—	—
	$\pm 5 \text{ мм}$	-1.1 ± 0.2	-0.5 ± 0.2	-3.2 ± 0.2

Таблица 3. Таблица поправочных коэффициентов при разных ограничениях на коллинеарность событий.

где β_{π} — скорость π -мезона. Расчеты, выполненные методом Монте-Карло с выше приведенными сечениями для выбранной геометрии эксперимента, дали следующие соотношения:

$$N_e^T / N_{\mu}^T = 9.1 \quad (4.4)$$

$$N_e^T / N_{\pi}^T = 53.9 / |F_{\pi}|^2 \quad (4.5)$$

где $|F_{\pi}|^2$ — квадрат модуля фактора π -мезона при энергии 2×200 МэВ; $N_e^T, N_{\mu}^T, N_{\pi}^T$ — расчетное число e, μ, π -событий, попадающих в телесный угол спектрометра. Для вычисления фактора π -мезона необходимо теоретические значения $N_{e,\mu,\pi}^T$ выразить через количество событий, зарегистрированных в эксперименте. Для электронов имеем:

$$N_e^T = \frac{N_e}{(1 + \delta_1^e)(1 + \delta_2^e)(1 + \delta_3^e)(1 + \delta_4^e)} \quad (4.6)$$

где $\delta_1^e = (-14.1 \pm 1.4)\%$ — поправка на поглощение электронов (позитронов) в веществе искровых счетчиков, δ_2^e — радиационная поправка (Приложение 2, табл.3), $\delta_3^e = (-1.4 \pm 1)\%$ — поправка на левый край временных распределений (потеря событий с временами меньше 100 канала), δ_4^e — поправка на отклонение от коллинеарности событий за счет взаимодействия с веществом искровых счетчиков (Приложение 3, табл.3). Для мюонных событий имеем:

$$N_{\mu}^T = \frac{N_{\mu}}{(1 + \delta_1^{\mu})(1 + \delta_2^{\mu})} \quad (4.7)$$

где δ_1^{μ} — радиационная поправка для μ -мезонов, δ_2^{μ} — поправка на многократное рассеяние. Расчеты показали, что систематика в определении N_e^T, N_{μ}^T при разных критериях отбора событий на коллинеарность меньше 1%.

Для пионных событий имеем соответственно:

$$N_{\pi}^T = \frac{N_{\pi}}{(1 + \delta_1^{\pi})(1 + \delta_2^{\pi})(1 + \delta_3^{\pi})(1 + \delta_4^{\pi})(1 + \delta_5^{\pi})} \quad (4.8)$$

где $\delta_1^{\pi} = (-12.5 \pm 2.1)\%$ — поправка на ядерное взаимодействие π -мезонов [12,13], δ_2^{π} — радиационная поправка для π -мезонов, $\delta_3^{\pi} = (4 \pm 0.1)\%$ — поправка на различную эффективность искровых счетчиков к регистрации $e - \pi$ событий, δ_4^{π} — поправ-

ка на распад пионов на лету (Приложение 4, таблица 3), δ_5'' - поправка на многократное рассеяние. Таким образом окончательно находим:

$$\frac{N_e}{N_\mu} = 9.1 \frac{(1+\delta_1^e)(1+\delta_2^e)(1+\delta_3^e)(1+\delta_4^e)}{(1+\delta_1^\mu)(1+\delta_2^\mu)} \quad (4.9)$$

$$|F_\pi|^2 = 53.9 \frac{N_\pi ((1+\delta_1^\mu)(1+\delta_2^\mu)/9.1 + (1+\delta_1^e)(1+\delta_2^e)(1+\delta_3^e)(1+\delta_4^e))}{(N_e + N_\mu) (1+\delta_1^\pi)(1+\delta_2^\pi)(1+\delta_3^\pi)(1+\delta_4^\pi)(1+\delta_5^\pi)} \quad (4.10)$$

Используя значения поправочных множителей из таблицы 3 для $|Y_K| \leq 5$ мм выражения для (4.9) и (4.10) принимают вид:

$$N_e/N_\mu = 9.1 \times (1 + \delta_1) \quad (4.11)$$

$$|F_\pi|^2 = 53.9 \frac{N_\pi}{N_e + N_\mu} (1 + \delta_2) \quad (4.12)$$

где $\delta_1 = -0.169 \pm 0.015$ и $\delta_2 = 0.204 \pm 0.032$. Подставляя количество событий из таблицы 2 ($|Y_K| \leq 5$ мм) и используя значения поправочных множителей δ_1, δ_2 , находим:

$$\begin{aligned} N_e &= 986 \pm 31 \\ N_\mu &= 131 \pm 5 \\ |F_\pi|^2 &= 1.69 \pm 0.35 \end{aligned} \quad (4.13)$$

Полное сечение образования пары пионов и формфактор $|F_\pi|$ равны:

$$\begin{aligned} \sigma &= (84 \pm 17) \times 10^{-33} \text{ см}^2 \\ |F_\pi| &= 1.3 \pm 0.13 \end{aligned} \quad (4.14)$$

На рис.8 приведены существующие экспериментальные результаты по формфактору π -мезона в области энергий от 0 до 2×300 МэВ. В настоящий момент наш эксперимент является самым низким по энергии, при которой измерен формфактор π -мезона на встречных электрон-позитронных пучках, что стало возможным благодаря высокой светимости ВЭПП-2М в этой области энергий. На рис.8 приведены также результаты работы [15] при еще меньших энергиях, однако получены они из реакции обратного электророждения и зависят от теоретических предположений, которые в экспериментах на встречных пучках полностью отсутствуют.

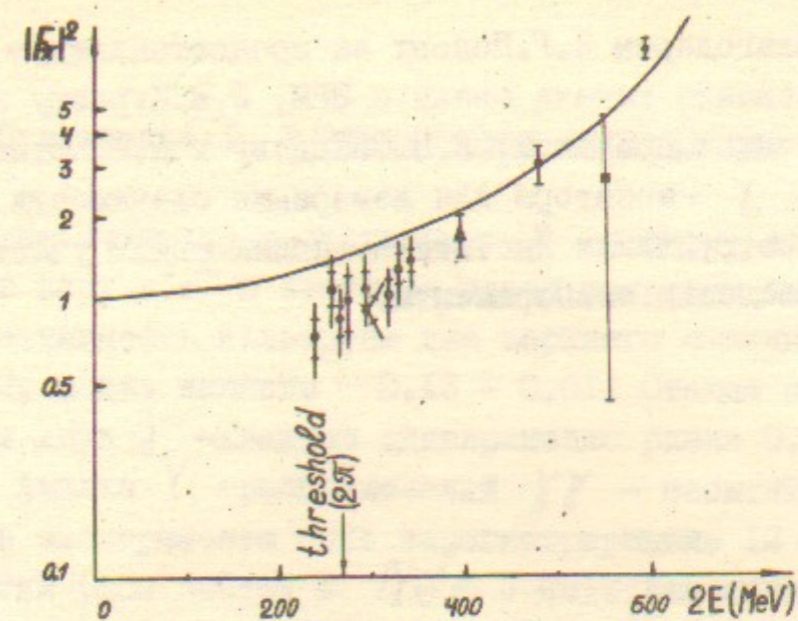


Рис.8. Экспериментальные данные $|F_\pi|^2$ в области энергий от 0 до 2×300 МэВ. Точки: \blacktriangle - настоящая работа, \blacksquare - работа [1], \bullet - работа [14], \circ - работа [15].

На рис.8 приведена теоретическая кривая $|F_\pi(E)|^2$ продолженная из области энергий ρ -мезона по формуле Гунариса-Сакураи с параметрами, подобранными по экспериментальным точкам в районе ρ - ω резонансов [14]. При этом предполагалось наличие ρ - ω интерференции и считалось, что $|F_\pi(0)|^2 = 1$. Видно, что полученный результат при энергии пучков 2×200 МэВ согласуется в пределах одной ошибки с теоретическим предсказанием. Подтверждение справедливости модели векторной доминантности мезонов вблизи порога рождения пионов является главным физическим результатом данной работы. Кроме того, необходимо отметить другую важную особенность: впервые в физическом эксперименте использовался новый детектор заряженных частиц, обладающий рекордным временным и высоким координатным разрешением - искровой счетчик с локализованным разрядом, что позволило в данной работе снизить количество электронов, имитирующих пионные события, до уровня 10^{-3} .

Авторы благодарны С.Г.Попову за предоставленную возможность использования канала связи с ЭВМ, Э.В.Кураеву за обсуждения радиационных поправок, Е.П.Солодову и Н.И.Крупину за предоставление γ -монитора для измерения светимости ВЭШ-2М, а также всем сотрудникам Института, принимавших участие в подготовке и проведении эксперимента.

Приложение I. Двухквантовая аннигиляция

Искровые счетчики регистрируют γ -кванты, если они конвертируют в пару e^+e^- в веществе перед искровым зазором. Расчетная эффективность конверсии для верхнего счетчика равна 0.30 ± 0.02 , а для нижнего 0.13 ± 0.01 . Отсюда эффективность регистрации двух γ -квантов одновременно равна 0.039 ± 0.004 , т.е. $\approx 4\%$. Анализ Υ -распределений $\gamma\gamma$ -событий показал, что всего в эксперименте было зарегистрировано 12 ± 4 (табл.2) таких событий (фон вычтен и $|Y_K| \leq 5$ мм). Для апертурн спектрометра имеем следующее соотношение:

$$\frac{N_{e^+e^-}}{N_\gamma} = 4.68 \quad (I.1)$$

Выражение для $N_{e^+e^-}$ приведено в (4.6). Экспериментально зарегистрированное количество $\gamma\gamma$ -событий связано с N_γ следующим образом:

$$N_\gamma = \frac{N_{\gamma\gamma}}{\eta(1+\delta_1^\gamma)(1+\delta_2^\gamma)^2} \quad (I.2)$$

где η - эффективность регистрации двух γ -квантов, $\delta_1^\gamma \sim (-6 \pm 1)\%$ - радиационная поправка, $\delta_2^\gamma \sim (4 \pm 0.2)\%$ - поправка на различную эффективность к регистрации одной и двух заряженных частиц искровым счетчиком. Подставляя значения поправочных множителей из таблицы 3 и количество событий из таблицы 2, получаем для отношения (I.1) следующее значение: 4.1 ± 1 , что находится в согласии с теоретическим.

Приложение 2. Вычисление радиационных поправок

Поскольку в эксперименте события на коллинеарность проверяются в азимутальной плоскости (при любом угле расколлинеарности $\Delta\theta$ в плоскости рассеяния), то общепринятые формулы для радиационных поправок здесь не применимы. В нашей постановке задачи приходится интегрировать полное дифференциальное сечение для излучения жестких фотонов начальными и конечными частицами. Выражение для этих сечений получены в работах [16,17,18], точность которых лучше 1%. Радиационные поправки вычисляются следующим образом. Разыгрывается направление вылета θ и φ одной из частиц в верхний счетчик (им определяется апертура спектрометра). Затем разыгрывается энергия γ -кванта по закону $\frac{d\omega}{\omega}$ и его углы

вылета по функции $1/(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)$; где β - скорость электронов. Углы вылета χ - квантов вдоль конечных частиц разыгрывались по этой же функции, но с полярной осью, направленной вдоль траектории конечной частицы. Затем углы χ - кванта из этой системы координат двумя поворотами θ и φ преобразовывались в обычную систему координат с полярной осью, направленной вдоль траектории начальных частиц. Из закона сохранения энергии - импульса определяются энергии частиц E_1 и E_2 и углы вылета второй частицы. Теперь требуется, чтобы E_1 и E_2 были выше порога регистрации, вторая частица попадала в нижний счетчик и величина отклонения от коллинеарности $|Y_K|$ была меньше заданной. В таблице 3 приведены значения радиационных поправок для выше рассмотренных процессов при разных ограничениях на коллинеарность.

Приложение 3. Многократное рассеяние

Углы одномерного многократного рассеяния разыгрывались в соответствии с теорией Мольер [19]. Если ввести стандартные обозначения

$$\chi_c^2 = 0.157 \frac{Z(1+Z)}{A(\rho\beta)^2} t \quad (3.1)$$

$$b = \ln \left(\frac{6680t(1+Z)\sqrt{Z}}{A(\beta^2 + 3.34Z^2\alpha^2)} \right) \quad (3.2)$$

$$\psi = \varphi / \chi_c \sqrt{b} \quad (3.3)$$

где $b = B - \ln B$, t - толщина вещества в гр/см², Z ; A - атомный номер и вес вещества, ρ - импульс в МаВ/с; α - скорость частицы; α - постоянная тонкой структуры; φ - угол отклонения в радианах, то функция распределения по величине ψ будет иметь вид:

$$f(\psi) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty dy \cos(\psi y) \text{EXP} \left(-\frac{y^2}{4} + \frac{y^2}{4b} \ln \left(\frac{y^2}{4} \right) \right) \quad (3.4)$$

Разлагая по обратным степеням B ; получим:

$$f(\psi) = \frac{2}{\pi} \text{EXP}(-\psi^2) + \frac{1}{B} f^{(1)}(\psi) + \frac{1}{B^2} f^{(2)}(\psi) + \dots \quad (3.5)$$

где $f^{(n)}(\psi)$ - определяются следующим образом:

$$f^{(n)}(\psi) = \frac{2}{\pi n!} \int_0^\infty dy \cos(\psi y) \left(\frac{y^2}{4} \ln \frac{y^2}{4} \right)^n \text{EXP}(-y^2) \quad (3.6)$$

Эти функции универсальны и не зависят от свойств частиц и вещества, поэтому их можно протабулировать [19]. Первый член в разложении $f(\psi)$ есть гауссовское распределение; последующие члены разложения учитывают вероятность появления больших углов рассеяния.

Для вычисления величины ψ необходимо решить трансцендентное уравнение $b = B - \ln B$. В работе [20] приводится приближенное решение с максимальной погрешностью 0.6% во всем интервале существования решения $(1, \infty)$:

$$B = \frac{b}{2} \left(1 + \frac{\ln b}{b-1} \right) \left(1 + \sqrt{1 - 1/b^2} \right) \quad (3.7)$$

В таблице 3 приведены результаты численного расчета для e, μ, π событий. Статистическая точность расчетов $\approx 10\%$. При этом для электронов учитывались дополнительные потери в энергии за счет излучения фотонов и образования δ - электронов в веществе искровых счетчиков, а также неточность в определении координаты, если искровой зазор счетчика пересекают более чем одна заряженная частица.

Приложение 4. Распад π -мезона на ленту

За время пролета расстояний до верхнего и нижнего счетчика часть π -мезонов распадается на ленту. Мюоны, возникшие от распада пионов, имеют скорость и направление отличные от начальных. В результате часть таких событий вообще не регистрируется (энергия мюона меньше порога регистрации или мюон не попадает в искровой счетчик). Другая часть выпадает при отборе событий на коллинеарность. Для энергии мюона имеем следующее выражение:

$$E_\mu = (E_\pi + p_\pi^c \cos \theta_c) \gamma_\pi \quad (4.1)$$

где $p_\pi^c = (m_\pi^2 - m_\mu^2) / 2m_\pi$, а $E_\pi = \sqrt{m_\mu^2 + p_\pi^{c2}}$, θ_c - угол мюона в системе покоя пиона, отсчитываемый от направления его траектории. Импульс мюона равен:

$$\bar{P}_\mu = \bar{P}_\parallel + \bar{P}_\perp \quad (4.2)$$

где $P_\parallel = (P_\perp^c \cos \theta_c + E_\perp \beta_\pi) \chi_\pi \quad (4.3)$

$$P_\perp = P_\perp^c \sin \theta_c \quad (4.4)$$

Мюоны от распада пионов регистрируются в канале СС ИИ28, если их энергии лежат в диапазоне от 149 МэВ до 174 МэВ (149 МэВ — порог регистрации мюонов, 174 МэВ — порог регистрации мюонов сцинтилляционными счетчиками С1 и С4). Расчеты, выполненные методом Монте-Карло, приведены в таблице 3. Отметим, что полная вероятность распада π -мезона при выбранной базе спектрометра равна $(9.43 \pm 0.17)\%$.

ЛИТЕРАТУРА

- I. В.Л.Ауслендер, Г.И.Будкер, Е.В.Пахтусова и др. ЯФ, 9, II4 (1969).
D.Benaksas, G.Cosme, B.Jean-Marie et al., Phys. Letters, 39B, 289 (1972).
A.Borelli, M.Bernardini, D.Bollini et al., Phys. Letters, 44B, 393 (1973).
A.Quenzer, F.Rumph, J.Bertrand et al., Orsay LAL 1282(1975).
Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies: Stanford, 1975.
2. Р.Фейнман "Взаимодействие фотонов с адронами". Мир, Москва, 1975.
3. M.Basile, D.Bollini, G.Gararomeo et al., Nucleon., 34A, 1 (1976).
4. V.V.Parchomchuck, Yu.N.Pestov, N.N.Petrovykh, Nucl. Instr. and Meth., 93, 269 (1971).
5. В.Д.Лаптев, Ю.Н.Пестов, Н.В.Петровых. ПТЭ, 6, 36 (1975).
6. В.Д.Лаптев, Ю.Н.Пестов. ПТЭ, 6 4I (1975).
7. А.Д.Афанасьев, В.Д.Лаптев, Ю.Н.Пестов, Б.П.Самников. ПТЭ, 6, 39 (1975).
8. В.Д.Лаптев, Ю.Н.Пестов, Н.В.Петровых и др. Доклад на XXI Всесоюзной конференции по космическим лучам. Якутск, 1977.
9. Ю.Н.Пестов, Г.В.Федотович. Препринт ИЯФ 77-78, Новосибирск, 1977г.
10. В.М.Карлинер. Препринт ИЯФ. "Работы молодых специалистов ИЯФ", 4I, Новосибирск, 1975.
- II. Н.И.Крупин, Е.П.Солодов. Совещание по методике пропорциональных камер. Дубна, I3-7I54, 70 (1973).
12. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. "Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами", Атомиздат, Москва, 1972.
13. J.Tracy, Phys. Rev., 91, 960, (1953).
14. A.Quenzer, Orsay LAL 1294 (1977).
15. С.Ф.Бережнев, Т.Д.Блохинцева, А.В.Демьянов и др. ЯФ, 26, 547 (1977).

16. Э.А.Кураев, С.И.Эйдельман. Препринт ИЯФ 78-36, Новосибирск, 1978.
17. Э.А.Кураев, Г.В.Меледин. Препринт ИЯФ 76-91, Новосибирск, 1976.
18. Э.А.Кураев, С.И.Эйдельман. Препринт ИЯФ 78-37, Новосибирск, 1978.
19. G.Moliere, Z.Naturforschg., 39, 78 (1948).
20. А.Д.Букин, С.И.Эйдельман. Препринт ИЯФ 77-101, Новосибирск, 1977.

Работа поступила - 14 апреля 1978 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 2.УІ-1978 г. МН 07464
Усл. 2.1 печ.л., 1,7 учетно-изд.л.
Тираж 170 экз. Бесплатно
Заказ № 52.

Отпечатано на ротаприте ИЯФ СО АН СССР