

13
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

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

ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМ - ФАКТОРА
ПИОНА ВБЛИЗИ ПОРОГА РЕАКЦИИ
 $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ НА ВРЕМЯ -
ПРОЛЕТНОМ ДЕТЕКТОРЕ

Работа поступила - 20 августа 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 25.УШ-1980г. МН 06882
Усл. 1,3 печ.л., 1,1 учетно-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 169.

Отпечатано на роталпринте ИЯФ СО АН СССР

ПРЕПРИНТ 80-169



Новосибирск

"ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМ-ФАКТОРА ПИОНА ВБЛИЗИ ПОРОГА
РЕАКЦИИ $E^+E^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ НА ВРЕМЯ-ПРОЛЕТНОМ ДЕТЕКТОРЕ"

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

А Н Н О Т А Ц И Я

В интервале энергий встречных электрон-позитронных пучков \sqrt{S} от 0,4 ГэВ до 0,46 ГэВ измерен форм-фактор пиона. Разделение рождающихся частиц по виду осуществлялось с помощью новой время-пролетной методики на основе искровых счетчиков с локализованным разрядом с рекордным временным разрешением $\sigma \approx 30$ псек. Полученные значения форм-фактора подтверждают справедливость предсказаний модели векторной доминантности мезонов вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Получено среднее значение квадрата электромагнитного радиуса пиона $\langle r_\pi^2 \rangle = 0,366 \pm 0,047 \text{ ф}^2$.

В в е д е н и е

Измерение форм-фактора пиона $F_{\pi}(s')$ в области энергий от порога реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ до ρ -мезонного резонанса представляет значительный интерес для проверки модели векторной доминантности мезонов и гипотезы об аналитичности $F_{\pi}(s')$. Описывая все существующие экспериментальные данные по измерению форм-фактора пиона с помощью гладкой аналитической аппроксимации, авторы работы [1] делают вывод о несовместимости данных, полученных в пространственно-подобной и время-подобной областях переданных 4-импульсов. Такая ситуация требует дополнительной экспериментальной информации. Кроме того, измерение форм-фактора вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ позволяет найти средний квадрат электромагнитного радиуса пиона $\langle r_{\pi}^2 \rangle$. Определению $\langle r_{\pi}^2 \rangle$ посвящен ряд экспериментальных работ [3-7]. Однако, две последние и наиболее точные из них не согласуются между собой. В работе [6] получено значение $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0,31 \pm 0,04 \phi^2$ из реакции рассеяния π -мезонов на электронах при малых переданных 4-импульсах: $-0,18 \text{ ГэВ/с} \leq q \leq 0,26 \text{ ГэВ/с}$. В другом эксперименте [7], выполненном на установке со встречными электрон-позитронными пучками в ORSAY, измерялся форм-фактор пиона в широком диапазоне энергий $0,48 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s'} \leq 1,1 \text{ ГэВ}$. Теоретическая экстраполяция результатов в область малых s' дала отличное от предыдущего значение $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0,46 \pm 0,011 \phi^2$.

Отсутствие достаточно точных измерений сечения рождения пионов в области энергий ниже ρ -мезонного резонанса ограничивает точность проверки применимости квантовой электродинамики в экспериментах по измерению $(g-2)$ -мюона, поскольку теоретическая ошибка, возникающая в предсказании этой величины и связанная с учетом вклада адронной поляризации вакуума в области малых s' , оказалась сравнимой с экспериментальной [2].

В данной работе мы приводим результаты измерений форм-фактора пиона в интервале энергий $0,4 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s'} \leq 0,46 \text{ ГэВ}$ близких к порогу реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Эксперимент был выполнен в 1979 году на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М Института ядерной физики СО АН СССР с помощью время-пролетного детектора. Эта

работа является продолжением эксперимента 1977 года [8] с использованием той же аппаратуры, но с улучшенным контролем стабильности электронных схем время-координатного канала.

Детектор

Общий вид время-пролетного детектора показан на рис. I. Основу детектора составляли искровые счетчики с локализованным разрядом [9-12]. Собственное временное разрешение таких счетчиков $\sigma \approx 30$ псек, полученное при зазоре между электродами $d = 0,1$ мм, является рекордным по сравнению с разрешением существующих детекторов. Точность измерения координаты частицы в искровых счетчиках $\sigma \approx 0,1$ мм (с учетом вклада дополнительного разброса за счет электроники $\sigma \approx 0,3$ мм) находится на уровне современных трековых приборов.

Координаты частиц в искровых счетчиках с локализованным разрядом могут определяться в плоскости электродов в двух взаимно-перпендикулярных направлениях [10]. В данном эксперименте измерялась одна координата частицы, перпендикулярная к орбите пучков в месте встречи. Размер пучков в этом направлении составлял доли миллиметра. Координаты частиц в двух счетчиках позволяли проверить проходит ли траектория зарегистрированных событий, в предположении коллинеарности их треков, через область взаимодействия пучков.

Искровые счетчики 6,7 (рис. I) устанавливались горизонтально один над другим на разных расстояниях ^{от} места встречи пучков. Частицы, одновременно вылетающие из области взаимодействия пучков, регистрируются искровыми счетчиками в разные моменты времени с задержкой, равной времени пролета базы детектора ($L \approx 50$ см). Сигнал с нижнего искрового счетчика служил "стартом", а с верхнего счетчика "стопом" для время-амплитудного конвертора (Т-А). Характерные задержки между электронными и пионными событиями в эксперименте, составляли $\tau_{e\pi} \approx 500$ псек. Временное разрешение детектора в данном эксперименте было $\sigma \approx 75$ псек.

Для снижения фона от пучков накопителя и определения вида частиц по пробегу в детекторе также использовались пять сцинтилляционных счетчиков (рис. I). Перед сцинтилляционными ^{счетчиками} С1 и

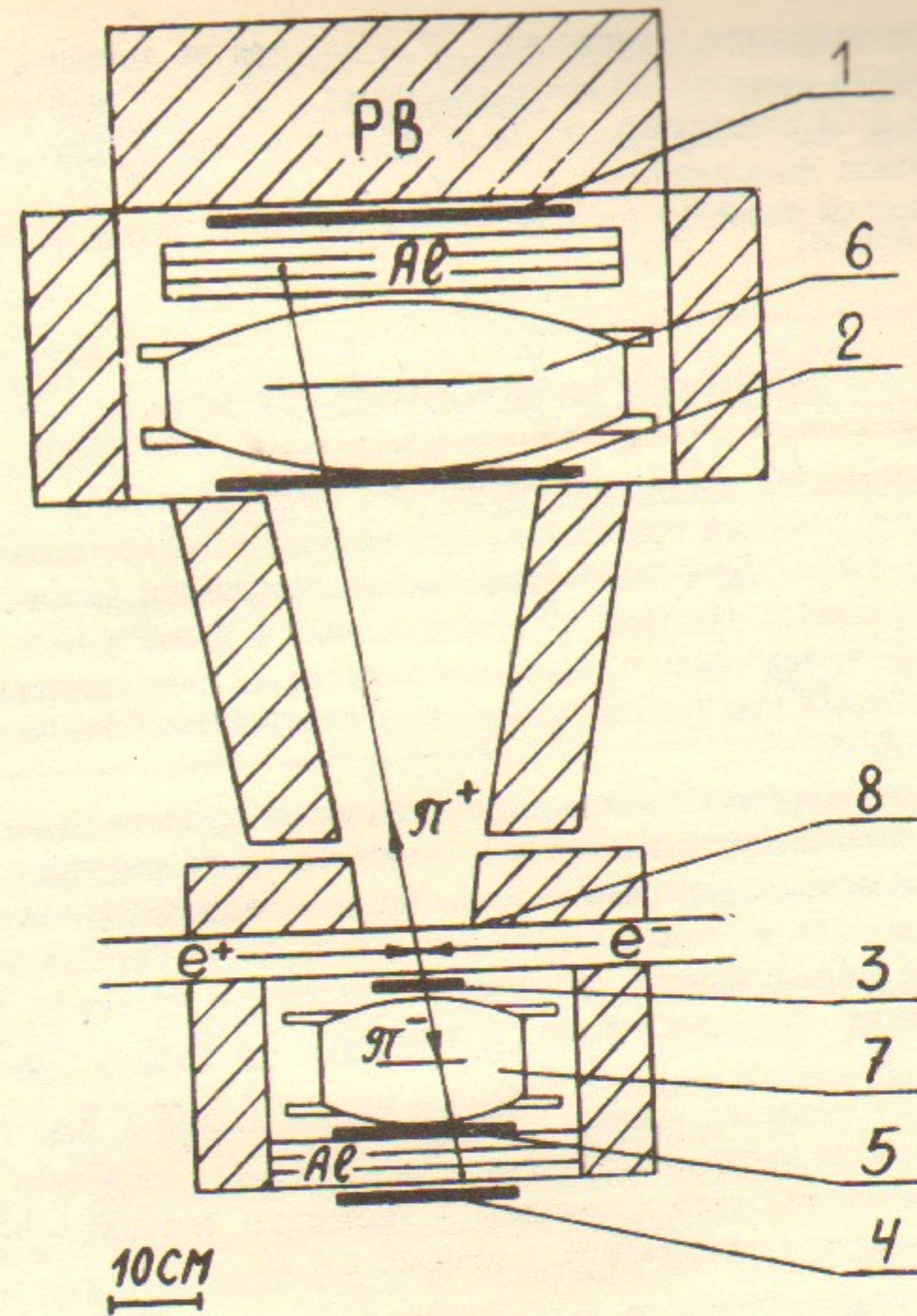


Рис. I. Общий вид время-пролетного детектора. 1-2-3-4-5 сцинтилляционные счетчики С1-С2-С3-С4-С5. 6,7 - соответственно верхний и нижний искровые счетчики. 8 - стенка вакуумной камеры накопителя ВЭПМ-2М.

С4 устанавливался поглотитель π - мезонов из алюминия так, чтобы толщина вещества от места остановки π - мезонов до счетчиков С1 и С4 составляла $\sim 10 \text{ г/см}^2$ для каждой энергии, на которой велись измерения.

Полный телесный угол детектора составлял $0,05 \times 4\pi$ стерадиан.

Электроника времяпролетного детектора

Импульс от совпадения сигналов с искровых счетчиков ($2\tau = 40 \text{ нсек}$) являлся триггерным. Для каждого зарегистрированного события в ЭВМ "Одра-1325" записывались координаты частиц в искровых счетчиках и задержка их срабатывания, а также в виде специальных "меток" факт срабатывания любого из пяти сцинтилляционных счетчиков при условии совпадения их сигналов ($2\tau = 40 \text{ нсек}$) с триггерным.

Контроль стабильности электронных схем времякоординатного канала осуществлялся непрерывно в течение всего эксперимента. Для этой цели на дискриминаторах были сделаны параллельные входы, на которые подавались импульсы с генератора Г5-48 с частотой, примерно равной частоте срабатывания детектора от частиц накопителя. Такие "события" также записывались в ЭВМ со своей "меткой".

Для уменьшения влияния колебаний температуры в зале ВЭПП-2М на узлы схем время-координатного канала (Т-А), последние вместе с их линиями задержки помещались в термостат, который обеспечивал постоянство температуры с точностью $\pm 2^\circ\text{C}$.

Эксперимент

Эксперимент проводился на установке ВЭПП-2М в интервале энергий встречных электрон-позитронных пучков $\sqrt{s'}$ от 0,4 ГэВ до 0,46 ГэВ. Полное время набора статистики на эффект составило ~ 45 суток. Отдельно были проведены фоновые измерения от пучков накопителя ($\sim 5,4$ суток) и космических частиц (~ 10 суток). Для оперативного контроля светимости ВЭПП-2М использовался процесс двухкратного тормозного излучения на малые углы

[21]. Набранный в эксперименте полный интеграл светимости, измеренный по процессу упругого рассеяния e^+e^- на большие углы, составил $\sim 67 \text{ нбарн}^{-1}$. В таблице I приведены некоторые данные эксперимента.

Таблица I.

$\sqrt{s'} \text{ (ГэВ)}$	0,4	0,42	0,438	0,46
$T \text{ (сутки)}$	15,7	13	9,5	6,9
$\int \mathcal{L} \cdot dt \text{ (нбарн}^{-1}\text{)}$	9,8	19,1	15	22,6
$\langle \mathcal{L} \rangle / 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$	0,7	1,7	1,85	3,8
$N - \text{ числ. запус. триггера}$	7398	16544	10845	10898

Для каждой энергии зарегистрированные в эксперименте события классифицировались по каналам схем совпадений (СС) в зависимости от количества и номера сработавших сцинтилляционных счетчиков (табл. 2).

В верхней строке таблицы указаны "метки" всех возможных каналов схем совпадений. Они получаются суммированием "меток" тех счетчиков, которые сработали в каждом отдельно взятом канале СС. Крестик в таблице 2 означает факт срабатывания соответствующего счетчика с присвоенной ему в эксперименте "меткой". Приведенные в таблице 2 события имеют физические координаты в искровых счетчиках и временную задержку в интересующем нас диапазоне от 1 нсек до 2,5 нсек. Полезные e , μ , π - события выделялись при обработке согласно следующим критериям:

1. Требовалось наличие сигналов в сцинтилляционных счетчиках С2, С3 и С5 (рис. 1).

2. Вводилось ограничение на отклонение от коллинеарности треков в азимутальной плоскости $|\Delta\varphi| \leq 4^\circ$. Полярная ось направлена вдоль траектории пучков в месте встречи. Коллинеарные события расположены в четырех нижних строках таблицы 2.

Метод определения фона

Для нахождения фона в каналах СС, содержащих полезные события, мы используем метод, описанный в работе [8]. Суть этого метода состоит в следующем: зная для каждого события координаты частиц в искровых счетчиках Y_1 и Y_2 и предполагая коллинеарность их треков, можно найти отклонение такого "трека" от пучка

$$\delta y = \frac{y_1 \cdot l_2 + y_2 \cdot l_1}{l_1 + l_2}, \quad (I)$$

где l_1 и l_2 - расстояния искровых счетчиков до места встречи пучков. Величины Y_1 и Y_2 в (I) выражаются через амплитуды A_1 и A_2 с координатных Т-А следующим образом:

$$Y_1 = \eta_1 \cdot A_1 - B_1, \quad Y_2 = B_2 - \eta_2 \cdot A_2, \quad (2)$$

где η_1, η_2 - чувствительности схем Т-А ($[\eta] = \text{мм/канал}$), B_1 и B_2 - константы. Используя соотношения (2), выражение для δy , можно преобразовать к следующему виду:

$$\delta y = 2\eta_1 \frac{l_2}{l_1 + l_2} Y, \quad (3)$$

$$\text{где } Y = Y_0 + (A_1 - \frac{\eta_2 l_1}{\eta_1 l_2} A_2) / 2. \quad (4)$$

Величина $Y_k = |Y - Y_0|$ - характеризует отклонение от пучка в единицах канала верхнего счетчика (A_1) с нормировкой на канал, равной $2\eta_1 \frac{l_2}{l_1 + l_2}$. Эта величина в эксперименте была равна $\sim 0,3$ мм/кан. ($\sqrt{S} = 0,4$ ГэВ) и $\sim 0,21$ мм/кан при других энергиях. Истинно коллинеарные события группируются вокруг области взаимодействия пучков. Распределение фоновых событий по параметру Y должно быть существенно шире. На рис.2 приведены Y - распределения для каналов СС, содержащих эффект и основное количество фоновых событий для энергии $\sqrt{S} = 0,438$ ГэВ. Подобность Y - распределений для фоновых событий, в приведенных канал СС, служит основанием для предположения о неизменности ее формы и в других каналах СС, 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 ограничений по Y . Из распределений, приведенных на рис.2, видно, что практически все полезные события расположены внутри $|\delta y| \leq 7,5 \text{ мм}$

		МЕТКИ КАНАЛОВ СС																															
ИДЕНТИФИКАЦИОННЫЙ НОМЕР ИСКРОВОГО СЧЕТЧИКА	РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ	363	362	107	361	106	360	105	104	323	322	67	321	66	320	65	64	355	331	354	330	99	75	353	329	98	74	352	328	97	73	96	72
		1 С1	8 С2	32 С3	ИССЧ	2 С5	256 С4	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ	ИССЧ
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	798	809	1374	648	870	1429	718	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
ПОЛНОЕ ЧИСЛО СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	326	254	293	94	374	317	364	124	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	193	205	209	81	213	220	226	89	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	15	12	13	3	18	15	15	7	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	9	3	7	4	4	15	7	19	5	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	12	7	16	14	14	11	27	20	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	83	59	120	58	434	260	562	265	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	5	7	10	9	5	8	12	10	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	3	4	10	0	4	6	16	6	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	4	0	2	1	4	0	3	1	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	0	0	0	1	0	0	1	1	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	xx	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	28	16	21	4	117	59	142	21	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	2	3	4	0	7	3	16	2	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	0	1	2	2	2	2	5	12	9	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	291	223	443	223	778	1052	2222	1067	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	1	0	4	1	1	1	1	6	5	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	2	2	4	1	3	5	17	6	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	0	0	2	0	1	5	6	2	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	4	1	1	0	6	3	2	2	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	0	1	1	0	0	1	2	0	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	0	0	0	0	0	0	0	0	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	78	46	97	28	426	245	507	114	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	3	2	5	1	15	5	11	4	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	7	2	12	4	24	21	68	22	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	0	0	0	0	0	0	0	1	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	4	1	4	1	11	8	13	5	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	1	2	0	0	4	2	5	3	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	477	398	642	384	2671	1649	3353	1718	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	35	25	59	26	120	128	270	138	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	
КОЛИЧЕСТВО КОЛЛИНЕАРНЫХ СОБЫТИЙ	\sqrt{S}	2557	2171	3362	1640	7366	5112	9587	4459	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	ee	

Таблица 2. Распределение зарегистрированных событий по каналам СС. Нижние четыре строчки - события, удовлетворяющие критерию коллинеарности.

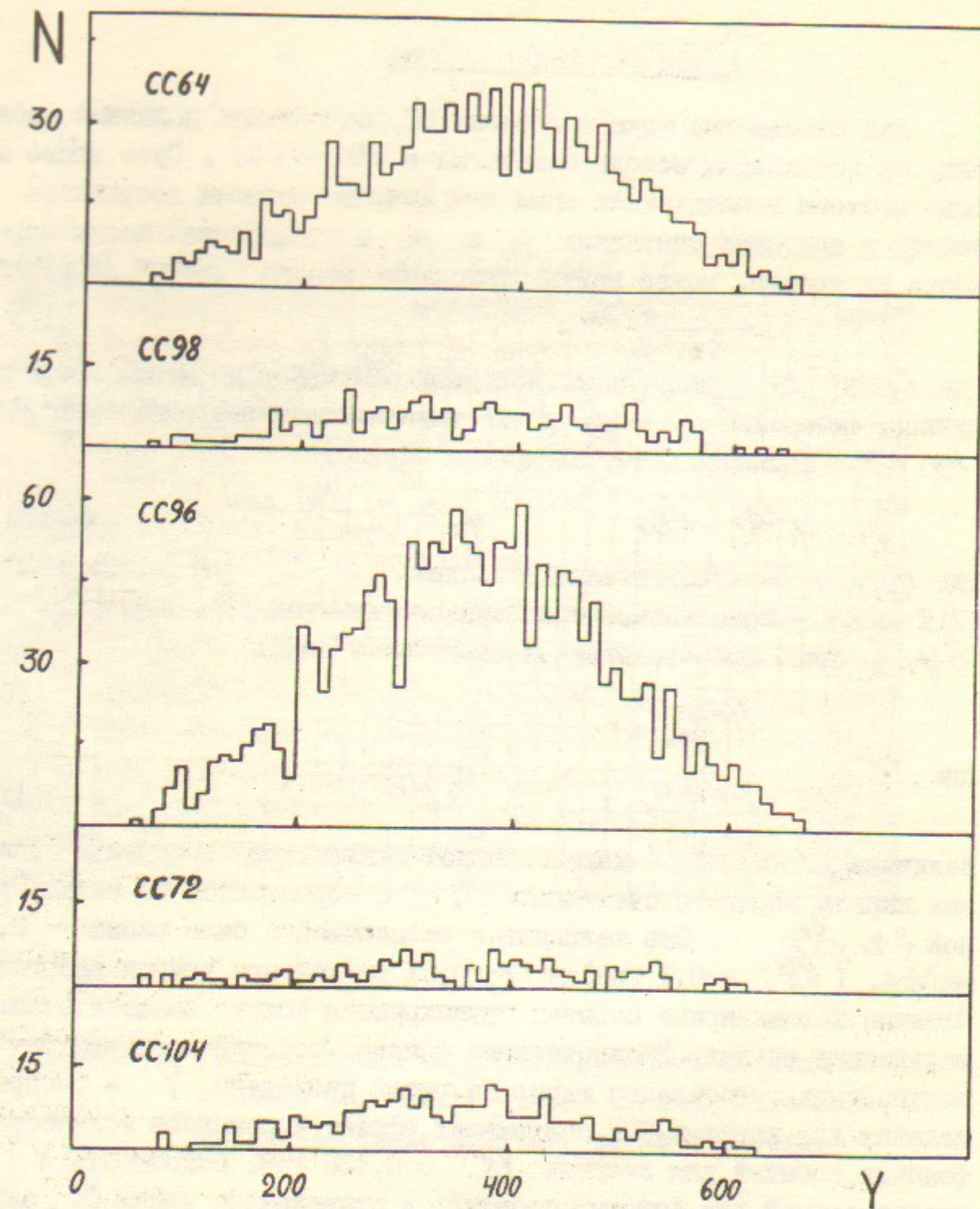


Рис.2. $\sqrt{s'} = 0,438$ ГэВ. Y - распределения фоновых событий.

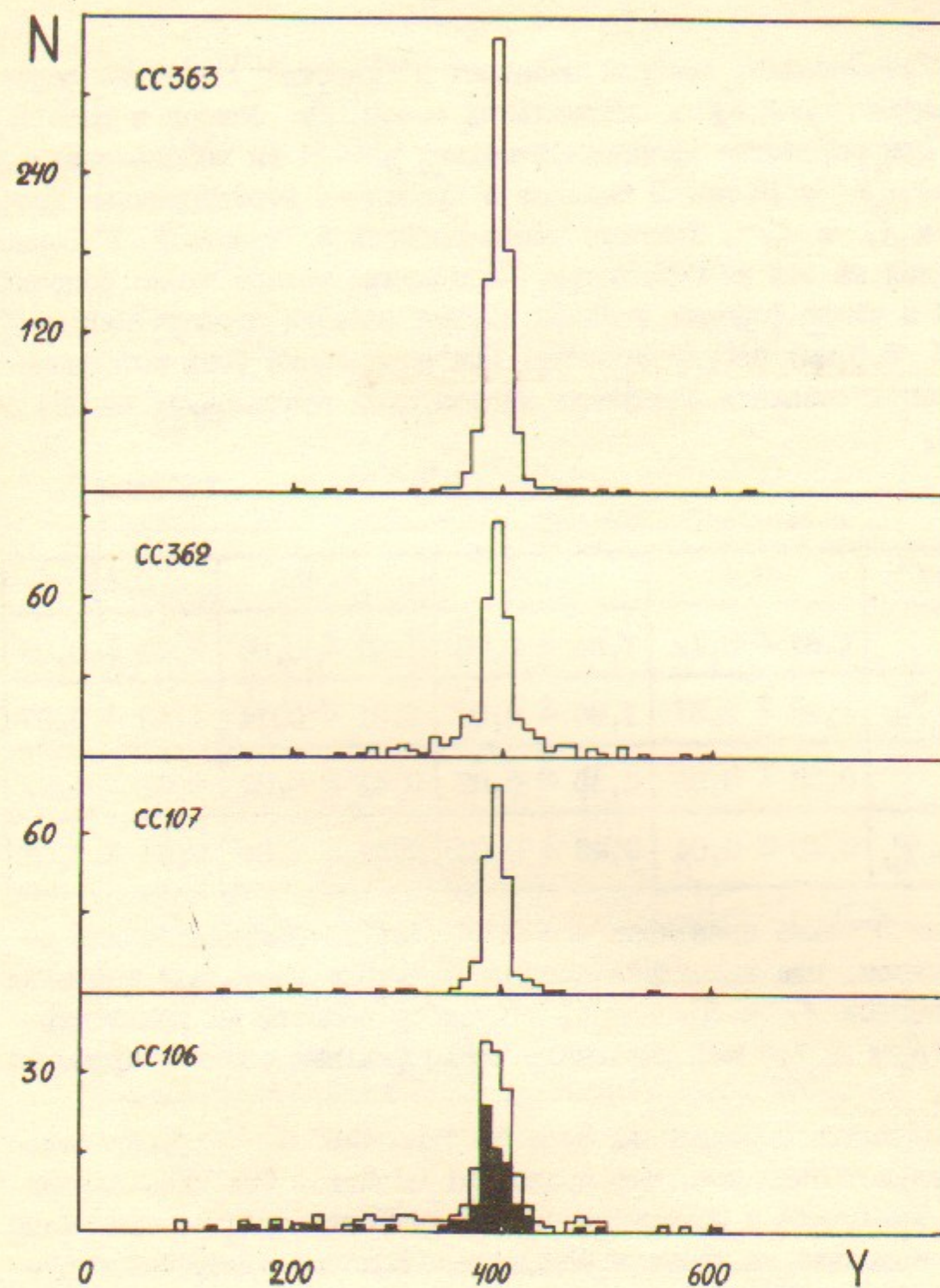


Рис.2. $\sqrt{s'} = 0,438$ ГэВ. Y - распределения полезных событий. Гистограмма пионных событий в канале СС106 заштрихована черным цветом.

($|\Delta\varphi| \leq 4^\circ$). События, которые попадают в "хвосты" Y - распределений имеют $|\delta y| \geq \delta y$. Оптимальный выбор δy описан в работе [8]. При обработке экспериментальных данных мы использовали значение $\delta y = 18$ мм. В таблице 3 приведены нормировочные коэффициенты K_1 и K_2 . Умножая число событий в "хвостах" Y - распределений на эти коэффициенты, мы получим полное число фоновых событий и число фоновых событий внутри области ограничений по Y ($|\delta y| \leq 7,5$ мм) соответственно. При вычислении этих коэффициентов использовались следующие каналы схем совпадений: 64, 72, 96 и 98.

Таблица 3.

\sqrt{S} (ГэВ)	0,4	0,42	0,438	0,46
K_1	$1,84 \pm 0,12$	$1,86 \pm 0,03$	$1,97 \pm 0,08$	$1,73 \pm 0,03$
$K_1, T \geq T_{cp}$	$1,95 \pm 0,31$	$1,98 \pm 0,07$	$2,01 \pm 0,14$	$1,83 \pm 0,07$
K_2	$0,38 \pm 0,02$	$0,35 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,01$
$K_2, T \geq T_{cp}$	$0,40 \pm 0,04$	$0,43 \pm 0,05$	$0,41 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,02$

В таблице 3 также приведены значения этих коэффициентов для области времен, где находятся пионные события. Сравнивая значения коэффициентов K_1 и K_2 видно, что отбор событий на коллинеарность ($|\delta y| \leq 7,5$ мм) уменьшает число фоновых событий примерно в 5 раз.

Возможность определения фона по "хвостам" Y - распределений привлекательна тем, что позволяет обойтись без специальных фоновых измерений и исключить систематические ошибки, связанные с разнесенностью во времени основных и фоновых измерений, которые возможны при длительном эксперименте.

Распределение зарегистрированных событий по задержкам приведены на рис.3 для каналов СС, где содержится основное количество фоновых событий (СС 64, 72, 96, 98, и 104) и каналов схем совпадений, содержащих эффект (СС 363, 362, 107 и 106). Мюоны и электроны, как правило, дают сигналы одновременно в сцинтилляционных счетчиках С1 и С4 (СС363). Электронные события могут

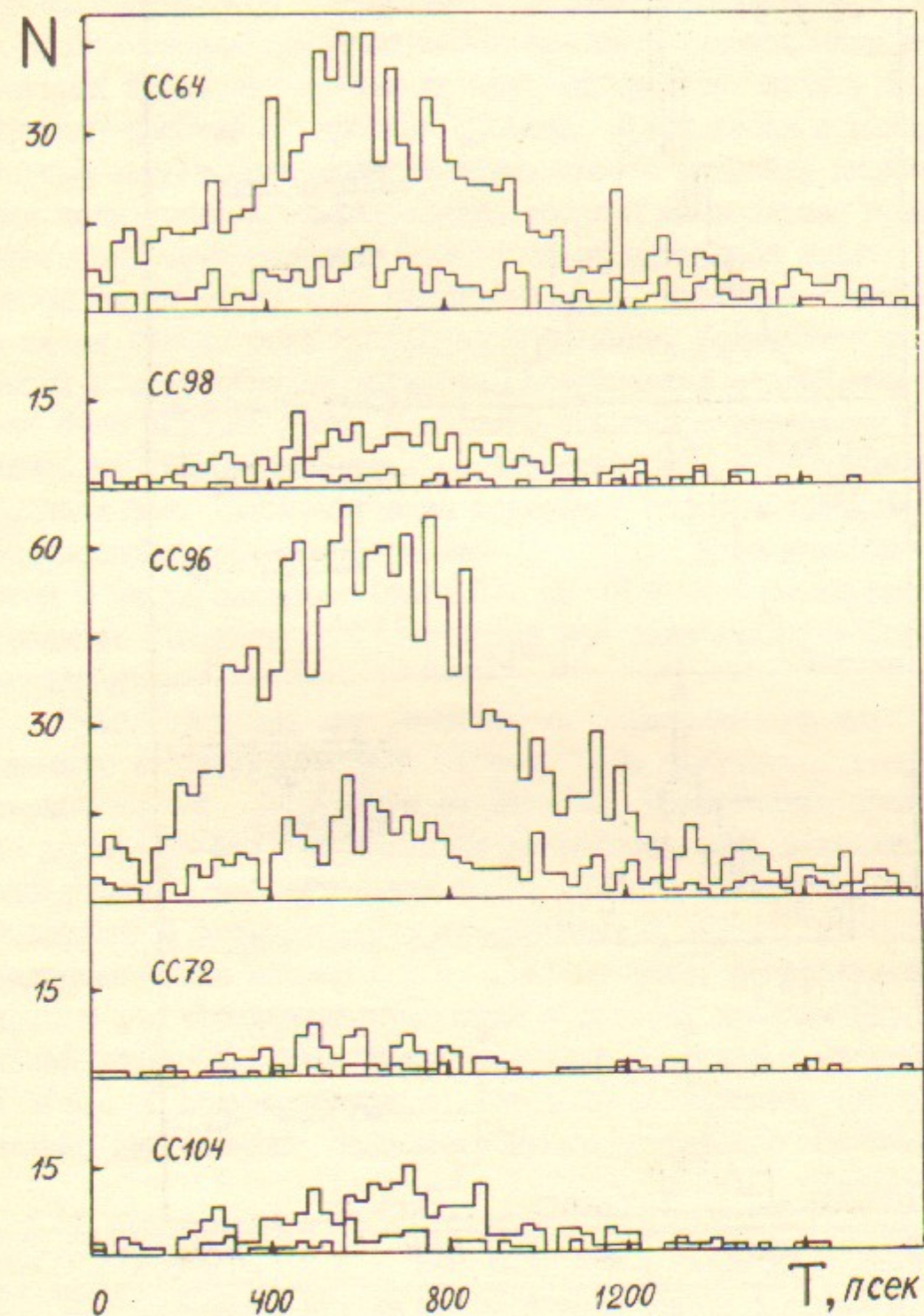


Рис.3. $\sqrt{S} = 0,438$ ГэВ. Распределения фоновых событий по задержкам и фоновых, удовлетворяющих критерию коллинеарности.

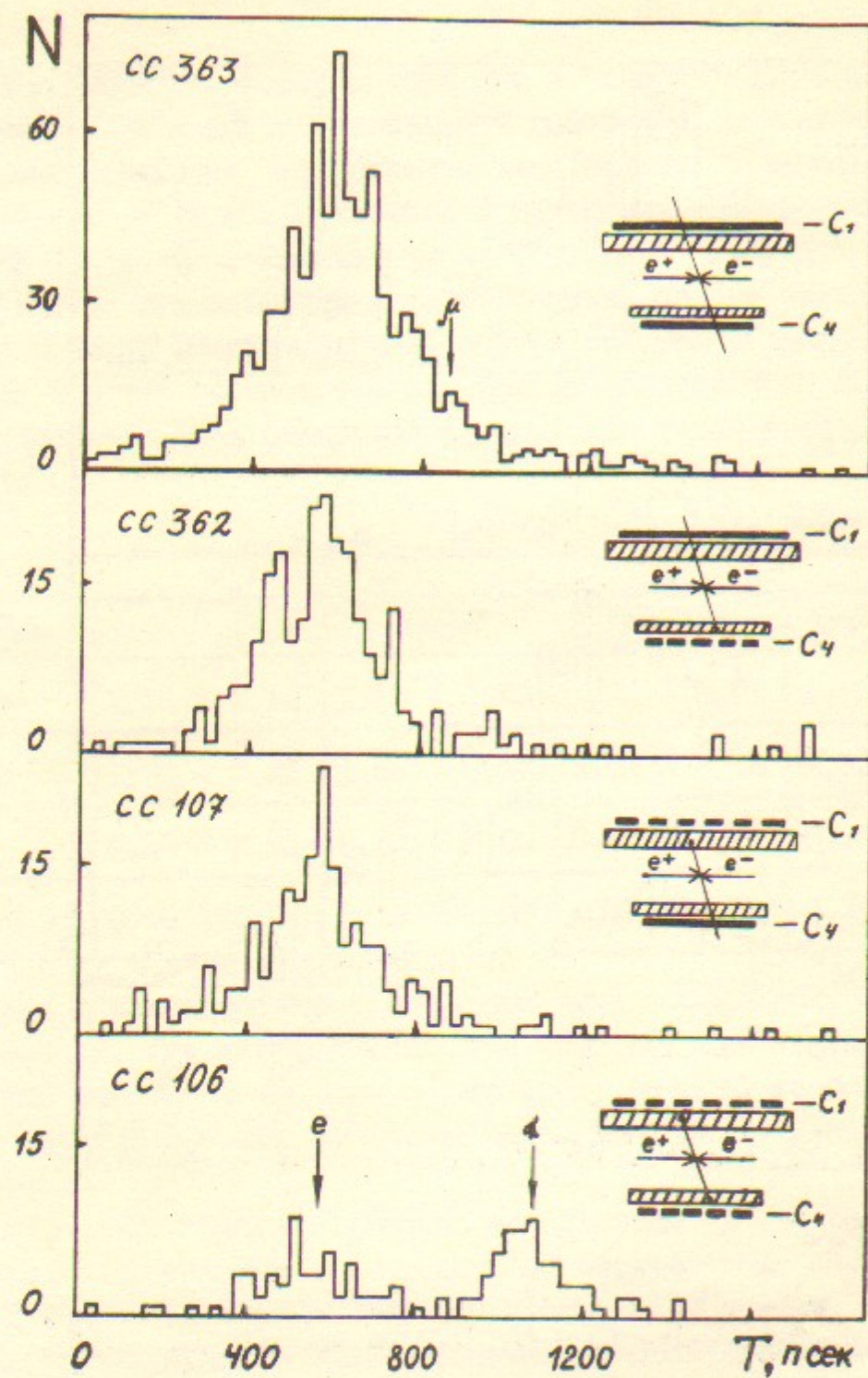


Рис. 3. $\sqrt{s'} = 0,438$ ГэВ. Распределения полезных событий по задержкам.

дать сигнал в С2 без срабатывания С1 (СС362) и наоборот (СС107). Пiony поглощаются в веществе и не дают сигналов С1 и С4 (СС106). В этот же канал попадает небольшая часть электронных событий, от которых пионы отделяются по времени пролета. Видно, что классификация событий по времени пролета, в сочетании с разделением их по пробегу, позволяет достаточно просто выделить пионные события. Для количественного разделения событий мы выбираем границу между электронными и пионными событиями на временной шкале T_{cp} так, чтобы мюоны от распада пионов на лету, часть из которых попадает в канал СС106, были правее этой границы. Количество фоновых событий в этой области задержек определяется аналогично тому, как это было сказано выше. Для этого события с временами $T \geq T_{cp}$ строились на коллинеарность и по "хвостам" γ - распределений находился фон. Для исключения возможной систематической ошибки в определении фона коэффициенты K_1 и K_2 тоже находились для этой области задержек (табл.3). Из этой же таблицы видно, что в пределах статистической точности значения этих коэффициентов совпадают.

Существуют еще две возможности определения фона в области пионных задержек. Каналы СС106 и СС104 отличаются тем, что в первом случае срабатывает счетчик С5. Подключение этого счетчика подавляет фон. Коэффициент подавления фона находится экспериментально, как отношение числа событий в каналах СС 96 и 98. В таблице 4 приведен этот коэффициент (K_3) для всей области задержек и для времен $T \geq T_{cp}$. Кроме того, используя форму распределения событий по задержкам в фоновых каналах СС, найдем коэффициент K_4 для отношения числа событий с временами $T \geq T_{cp}$ к полному (табл.4). Этот же коэффициент был найден отдельно для событий, удовлетворяющих критерию о коллинеарности.

Таблица 4

$\sqrt{s'} (ГэВ)$	0,4	0,42	0,438	0,46
K_3	$15,22 \pm 1,45$	$6,70 \pm 0,32$	$6,73 \pm 0,46$	$6,13 \pm 0,32$
$K_3, T \geq T_{cp}$	$14,34 \pm 2,76$	$6,41 \pm 0,60$	$6,57 \pm 0,81$	$5,74 \pm 0,51$
K_4	$0,28 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,01$
$K_4, 8\psi \leq 7,5^\circ$	$0,30 \pm 0,02$	$0,29 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,03$	$0,33 \pm 0,02$

Количество фоновых событий в области пионных задержек, полученных перечисленными выше способами, приведены в таблице 5. Видно, что разными методами мы получаем статистически согласованные результаты.

Таблица 5.

\sqrt{s} (ГэВ)	0,4	0,42	0,438	0,46
$N_{фон}^{\pi} (T \geq T_{\pi}, \delta y \leq 7,5 \text{ мм})$	$0,8 \pm 0,5$	$5,2 \pm 1,5$	$4,1 \pm 1,4$	$5,7 \pm 1,4$
$N_{фон}^{\pi} (\text{исп. коэфф. } K_3)$	$1,3 \pm 0,4$	$6,1 \pm 1,2$	$2,8 \pm 0,9$	$4,9 \pm 1,1$
$N_{фон}^{\pi} (\text{исп. коэфф. } K_4)$	$1,4 \pm 0,4$	$6,4 \pm 0,9$	$4,0 \pm 0,8$	$4,9 \pm 0,7$
$\langle N_{фон}^{\pi} \rangle, \delta y \leq 7,5 \text{ мм}$	$1,2 \pm 0,3$	$6,1 \pm 0,7$	$3,6 \pm 0,5$	$5,0 \pm 0,6$
$W\% (T \geq T_{\pi})$	$3,5 \pm 2,6$	$6,2 \pm 1,6$	$7,6 \pm 1,9$	$9,7 \pm 2,0$
$N(ee, T \geq T_{\pi})$	$0,6 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,7$	$4 \pm 1,2$	$8,3 \pm 1,9$

Вероятность электронным событиям попасть в пионную область задержек определяется экспериментально, используя каналы СС362 и I07, в которых находятся электронные события:

$$W = N(ee, T \geq T_{\pi}) / N(ee, T < T_{\pi}) \quad (4)$$

При подсчете числа электронов в области пионных задержек $N(ee, T \geq T_{\pi})$ в этих каналах СС необходимо вычесть фон, мюонные и пионные события. Количество фоновых событий находится аналогично описанному выше способу. Мюонные события попадают в эти каналы СС за счет не 100% эффективности спинтилляционных счетчиков ($\sim 0,5\%$) и излучения жестких γ -квантов первичными частицами. Пионные события - за счет ядерного взаимодействия с веществом детектора, перезарядки на лету с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, распада пионов на лету, захвата остановившихся отрицательных пионов ядрами алюминия с последующим их развалом и вылетом нейтронов и γ -квантов [22]. В таблице 5 приведены эти вероятности для разных энергий. В нижней строке - количество электронных событий $N(ee)$ в канале СС106 с временами $T \geq T_{\pi}$.

Результаты разделения событий, зарегистрированных в эксперименте и удовлетворяющих критерию коллинеарности $|\delta y| \leq 7,5 \text{ мм}$, приведены в таблице 6.

Таблица 6.

\sqrt{s} (ГэВ)	$\frac{N(ee+\mu\mu)}{N_{фон}}$	$\frac{N(\pi\pi)}{\langle N_{фон}^{\pi} \rangle + N(ee, T \geq T_{\pi})}$
0,4	$\frac{1098 \pm 35}{27 \pm 5}$	$\frac{29 \pm 5,9}{(1,2 \pm 0,3) + (0,5 \pm 0,4)}$
0,42	$\frac{1822 \pm 46}{31 \pm 6,5}$	$\frac{61 \pm 8,4}{(6,1 \pm 0,7) + (1,5 \pm 0,7)}$
0,438	$\frac{1304 \pm 39}{26 \pm 5}$	$\frac{60 \pm 8,6}{(3,6 \pm 0,5) + (4 \pm 1,2)}$
0,46	$\frac{1426 \pm 40}{27 \pm 3,4}$	$\frac{64 \pm 9,3}{(5 \pm 0,6) + (8,3 \pm 1,9)}$

Под чертой в этой таблице указаны количество вычтенных фоновых событий.

Квадрат модуля форм-фактора пиона следующим образом выражается через число зарегистрированных в эксперименте событий $N(\pi\pi)$ и $N(ee+\mu\mu)$, удовлетворяющих описанному выше критерию отбора:

$$|F_{\pi}|^2 = \frac{\sigma_{ee} \cdot (1 + \delta_e) + \sigma_{\mu\mu} \cdot (1 + \delta_{\mu})}{\sigma_{\pi\pi} \cdot (1 + \delta_{\pi})} \cdot \frac{N(\pi\pi)}{N(ee+\mu\mu)} \quad (5)$$

где σ_{ee} , $\sigma_{\mu\mu}$, $\sigma_{\pi\pi}$ - электродинамические сечения регистрации процессов соответственно: $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$, e^+e^- .

δ_e , δ_{μ} , δ_{π} - поправочные коэффициенты, которые учитывают взаимодействие конечных частиц с веществом детектора, распад пионов на лету, радиационные поправки к сечениям аннигиляции в пары e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ [13], различную эффективность искровых счетчиков к регистрации e , π - событий. Значения поправочных коэффициентов были вычислены с помощью программы моделирования эксперимента методом Монте-Карло [14] и приведены в таблице 7. Здесь же приведены полные сечения рождения пионов и форм-факторы вместе с их теоретическими значениями в модели Гунариса-Сакураи [15] (использовались табличные зна-

чения параметров ρ - мезона: $M_\rho = 0,776$ ГэВ, $\Gamma_\rho = 0,155$ ГэВ).

Таблица 7.

\sqrt{s} (ГэВ)	0,4	0,42	0,438	0,46
$I + \delta_e$	$0,803 \pm 0,012$	$0,814 \pm 0,006$	$0,814 \pm 0,006$	$0,814 \pm 0,006$
$I + \delta_\mu$	$0,962 \pm 0,010$	$0,970 \pm 0,010$	$0,965 \pm 0,010$	$0,967 \pm 0,010$
$I + \delta_\pi$	$0,737 \pm 0,022$	$0,719 \pm 0,016$	$0,692 \pm 0,016$	$0,665 \pm 0,018$
$\sigma_{\pi\pi}^{tot} (НДН)$	$86,3 \pm 17,5$	$103 \pm 14,6$	$132 \pm 20,0$	$122 \pm 18,4$
$ F_\pi $	$1,315 \pm 0,134$	$1,417 \pm 0,100$	$1,600 \pm 0,115$	$1,541 \pm 0,116$
$ F_\pi^{6s} $	1,410	1,470	1,536	1,611

Заметим, что для энергии $\sqrt{s} = 0,4$ ГэВ приведены данные предыдущего эксперимента [8], которые в данной работе переобработаны с использованием более современной программы моделирования взаимодействия частиц с веществом детектора [14]. Сравнение результатов моделирования с экспериментом приведено в приложении I на примере Y - распределений для электронов и мюонов при $\sqrt{s} = 0,438$ ГэВ.

На рис.4 приведены существующие экспериментальные данные по форм-фактору пиона, полученные на установках со встречными электрон-позитронными пучками в области энергий \sqrt{s} до 0,5 ГэВ. Видно, что наши результаты согласуются с приведенной здесь же теоретической кривой Гунариса-Сакураи [15] ($\chi^2 = 0,47/1$, где $\chi^2 = (1 - \langle \phi \rangle)^2 / \sigma^2$, а $\langle \phi \rangle = (\sum_{i=1}^n |F_\pi^2(\omega_i)|^2 / \sigma_i^2) / (\sum_{i=1}^n |F_\pi^2(\omega_i)|^4 / \sigma_i^2)$), что подтверждает справедливость предсказаний модели векторной доминантности мезонов вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Измерения форм-фактора пиона в интервале энергий, близких к порогу реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, позволяют найти среднее значение квадрата электромагнитного радиуса пиона $\langle r_\pi^2 \rangle$:

$$\langle r_\pi^2 \rangle = 6 \frac{d|F_\pi(s)|}{ds} \Big|_{s \rightarrow 0} \quad (6)$$

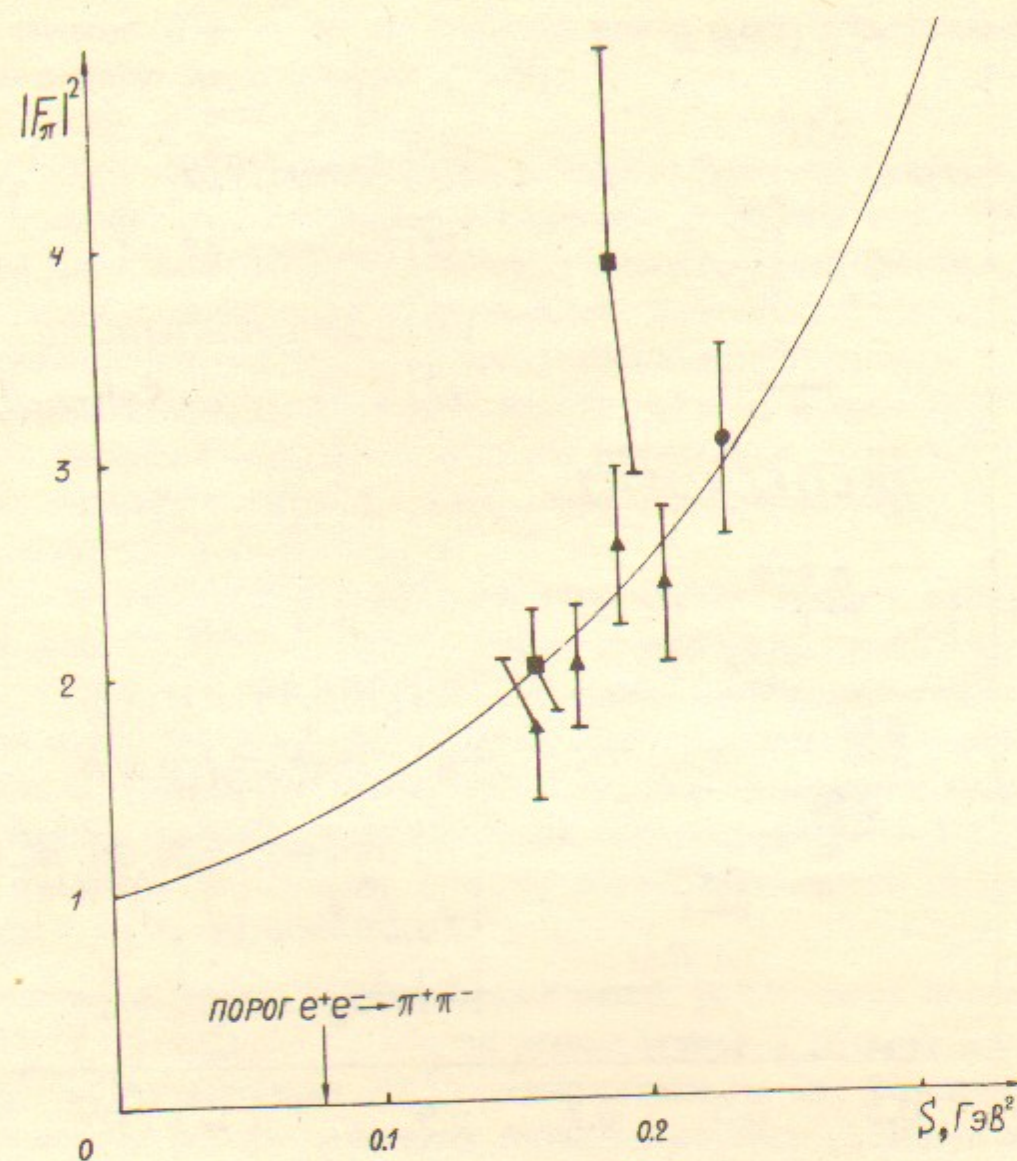


Рис.4. Экспериментальные данные $|F_\pi|^2$, полученные на установках со встречными электрон-позитронными пучками в области энергий \sqrt{s} до 0,5 ГэВ.

Точки: ● - работа [7], ■ - работа [16],
▲ - настоящая работа

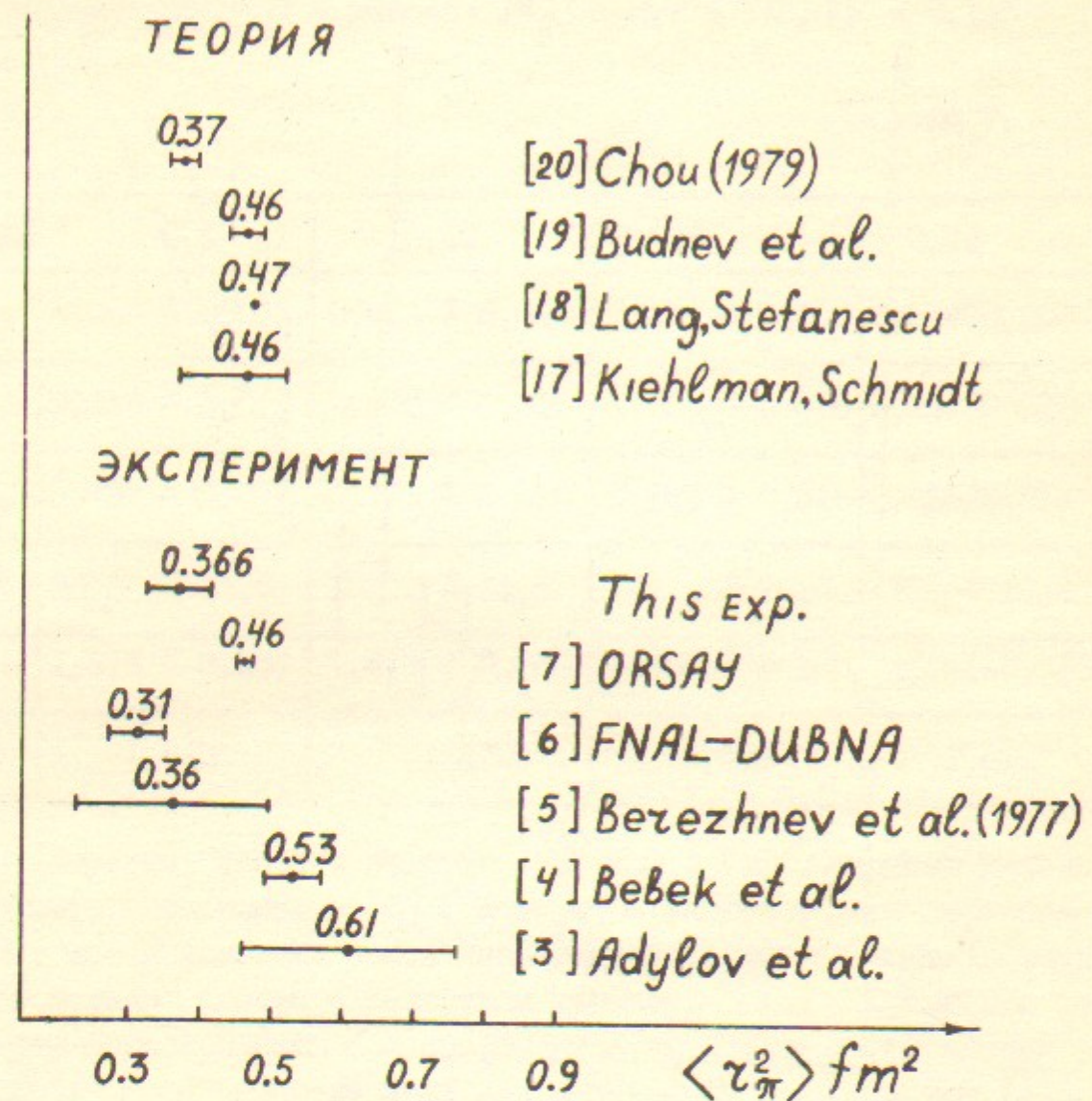


Рис. 5. Экспериментальные и теоретические значения $\langle r_{\pi}^2 \rangle$.

В существующих теоретических моделях форм-фактор пиона вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ всегда может быть представлен в виде произведения двух функций [7,19]:

$$F_{\pi}(s) = F_{\pi}^{GS}(s) \cdot G(s). \quad (7)$$

Здесь $F_{\pi}^{GS}(s)$ - форм-фактор пиона в модели Гунариса-Сакураи, где учтены особенности, связанные с наличием ρ -мезона и порогом рождения двух пионов; $G(s)$ - плавная аналитическая функция, учитывающая вклад далеких неупругих каналов. Поскольку феноменологические выражения для $G(s)$ [7,19] при разложении по степеням s дают быстро сходящиеся ряды в нашей области энергии и поскольку полученные нами значения форм-фактора слабо отличаются от кривой Гунариса-Сакураи, выражение для $G(s)$ было взято в линейном виде:

$$G(s) = 1 + \frac{1}{6} \Delta r_{\pi}^2 \cdot s, \quad (8)$$

где Δr_{π}^2 - подгоночный параметр. В этом случае квадрат электромагнитного радиуса пиона представляется суммой: $\langle r_{\pi}^2 \rangle = \langle r_{\pi}^2 \rangle_{GS} + \Delta r_{\pi}^2$. Здесь $\langle r_{\pi}^2 \rangle_{GS} = 0.397 \pm 0.005 \text{ ф}^2$ - квадрат электромагнитного радиуса пиона в модели Гунариса-Сакураи. При аппроксимации наших экспериментальных данных функцией (7,8), методом наименьших квадратов был определен единственный свободный параметр $\Delta r_{\pi}^2 = -0.031 \pm 0.047 \text{ ф}^2$. Отсюда следует, что средний квадрат электромагнитного радиуса пиона равен: $\langle r_{\pi}^2 \rangle = 0.366 \pm 0.047 \text{ ф}^2$.

Заметим, что при аппроксимации наших результатов полюсной функцией $(1 - \frac{1}{6} \langle r_{\pi}^2 \rangle s)^{-1}$, обычно используемой в области малых $s < 4m_{\pi}^2$ [5,6], значение $\langle r_{\pi}^2 \rangle$ уменьшается на 5%. Основной вклад в это различие вносят пороговые эффекты, которые учтены в модели Гунариса-Сакураи в отличие от полюсной аппроксимации. На рис.5 приведены экспериментальные и теоретические значения $\langle r_{\pi}^2 \rangle$, полученные в других работах. Наш результат на две стандартных ошибки отличается от результатов работы [7] и согласуется с результатами эксперимента FNAL-DUBNA [6].

Авторы благодарны В.М.Будневу и А.И.Вайштейну за полезные замечания при обсуждении результатов работы; С.Г.Попову, Б.А.Лазаренко и Б.Б.Войцеховскому за возможность использования канала связи с ЭВМ; С.И.Середнякову за предоставление γ -монитора для измерения светимости ВЭПП-2М, а также всем сотрудникам Института, принимавшим участие в подготовке и проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. M.F. Heyn and C.B. Lang, Austria, UNIGRAZ-UTP 06/80, 1980
2. S. Drell, SLAC-PUB-2222, T/E, October 1978.
3. G. Adylov et al., Phys. Lett., v. 51B, 402, 1974.
4. C. Bebek et al., Phys. Rev., v. 13D, 25, 1976.
5. С.Ф. Бережнев и др. ЯФ, 26, 547, 1977.
6. E. Dally et al., Phys. Rev. Lett., v. 39, 76, 1977.
7. A. Quenzer et al., Phys. Lett., v. 76B, 512, 1977.
8. И.Б. Вассерман и др. ЯФ, 28, 968, 1978 г.
9. V. Parchomchuck et al., Nucl. Instr. Meth., v. 93, 269, 1971.
10. В.Д. Лаптев и др. ПТЭ, 6, 36, 1975.
11. Ю.Н. Пестов, Г.В. Федотович. Доклад на совещании по методике на встречных пучках, Новосибирск, 1977. Препринт 77-78, ИЯФ, 1978.
12. В.Д. Лаптев и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 42, 1488, 1978.
13. Э.А. Кураев, С.И. Эйдельман. Препринт 78-31, ИЯФ, 1978.
14. А.Д. Букин, С.И. Эйдельман. Препринт 77-101, ИЯФ, 1977.
15. G. Gounaris, I. Sakurai. Phys. Rev. Lett., v. 21, 244, 1968.
16. И.Б. Вассерман и др. ЯФ, 30, 999, 1979.
17. N. Kiehlman, W. Schmidt. Nucl. Phys., v. 94B, 67, 1975.
18. C. Lang, I.S. Stefanescu. Phys. Lett., v. 58B, 450, 1975.
19. N. Budnev et al. Phys. Lett., v. 64B, 307, 1976.
20. T. Chou. Phys. Rev., v. 19D, 3327, 1979.
21. В.А. Дружинин. Дипломная работа, ИЯФ, 1977.
22. P.M. Mattersley et al. Nucl. Phys., v. 67, No. 2, 309, 1965.

Приложение I.

На рис. 6 приведены результаты моделирования Υ - распределений, где они сравниваются с экспериментальными для электронов и мюонов при энергии $\sqrt{s'} = 0,438$ ГэВ. В программе моделирования взаимодействие частиц с веществом детектора учитывалось посредством следующих процессов:

1. ионизационные потери
2. многократное рассеяние
3. распады нестабильных частиц
4. рождение дельта-электронов
5. тормозное излучение в поле ядра
6. рождение пар гамма-квантом в поле ядра
7. комптон-эффект
8. фотоэффект
9. аннигиляция позитронов на лету
10. ядерное взаимодействие пионов

Угловое распределение вторичных частиц e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ разыгрывалось методом Монте-Карло, согласно сечениям их рождения с учетом радиационных поправок. Кроме того, в программе учитывался эффект искажения определения координаты частицы, когда зазор искрового счетчика пересекают более двух заряженных частиц, что обусловлено особенностью работы электроники.

К расчетным Υ - распределениям прибавлен фон от космических частиц (31660) и фон от пучков накопителя (128 соб.), вычисленный по "хвостам" Υ - распределений. Эти события занесены на гистограмму, согласно форме Υ - распределений в фоновых каналах СС. Кроме того, при построении гистограммы были учтены систематические сдвиги места встречи пучков за время эксперимента в направлении радиуса накопителя в пределах $\pm 0,5$ мм. Из рис. 6 видно, что построенное таким образом Υ - распределение совпадает с экспериментальным.

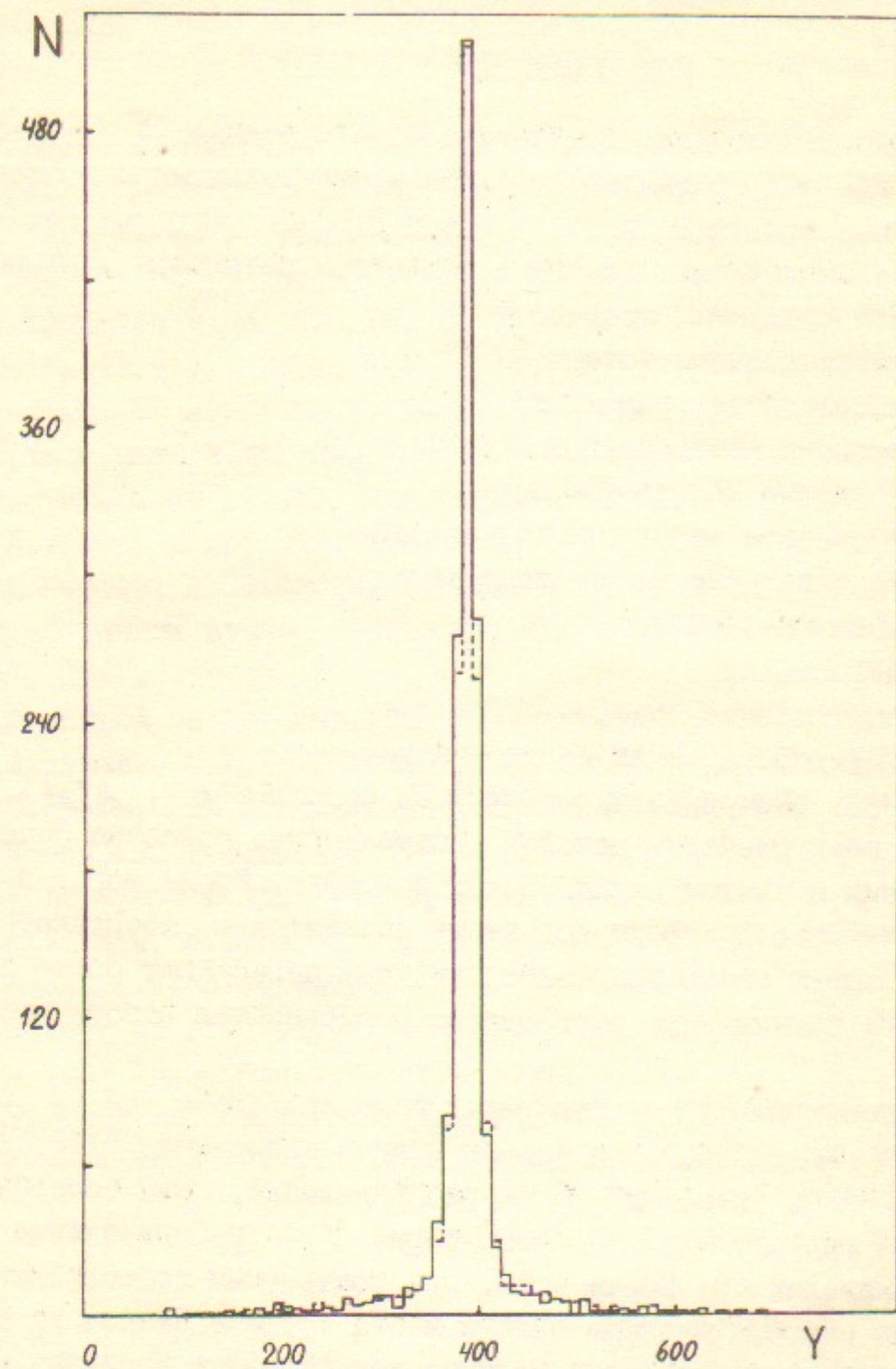


Рис.6. Гистограммы Y -распределений для электронов и мюонов при энергии $\sqrt{S} = 0,438$ ГэВ. Сплошная линия - эксперимент, пунктирная - моделирование