

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Ордена Ленина Сибирское отделение

В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин, В.Ш. Банзаров, Л.М. Барков,  
Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь, А.В. Брагин,  
А.А. Валишев, Н.И. Габышев, Д.А. Горбачев, А.А. Гребенюк,  
Д.Н. Григорьев, С.К. Дхаван, Д.А. Епифанов, А.С. Зайцев,  
С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов В.Ф. Казанин, С.В. Карпов,  
И.А. Кооп, П.П. Кроковный, А.С. Кузьмин, И.Б. Логашенко,  
П.А. Лукин, А.П. Лысенко, А.И. Мильштейн, К.Ю. Михайлов,  
И.Н. Нестеренко, М.А. Никулин, А.В. Отбоев, В.С. Охалкин,  
Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, А.С. Попов, С.И. Редин,  
Б.Л. Робертс, Н.И. Роот, А.А. Рубан, Н.М. Рыскулов,  
А.Л. Сибиданов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, В.П. Смахтин,  
И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович,  
Б.И. Хазин, В.В. Хьюз, А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов,  
Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

ИЗМЕРЕНИЕ ФОРМФАКТОРА ПИОНА  
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 1.04 – 1.38 ГэВ  
С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2

ИЯФ 2005-29

НОВОСИБИРСК  
2005

**Измерение формфактора пиона  
в диапазоне энергий 1.04 – 1.38 ГэВ с детектором КМД-2**

*В.М. Аульченко<sup>a,b</sup>, Р.Р. Ахметшин<sup>a</sup>, В.Ш. Банзаров<sup>a</sup>, Л.М. Барков<sup>a,b</sup>,  
Н.С. Баитовой<sup>a</sup>, Д.В. Бондарев<sup>a,b</sup>, А.Е. Бондарь<sup>a</sup>, А.В. Брагин<sup>a</sup>,  
А.А. Валишев<sup>a</sup>, Н.И. Габышев<sup>a</sup>, Д.А. Горбачев<sup>a</sup>, А.А. Гребенюк<sup>a</sup>,  
Д.Н. Григорьев<sup>a,b</sup>, С.К. Джаван<sup>d</sup>, Д.А. Епифанов<sup>a</sup>, А.С. Зайцев<sup>a,b</sup>,  
С.Г. Зверев<sup>a</sup>, Ф.В. Игнатов<sup>a</sup>, В.Ф. Казанин<sup>a,b</sup>, С.В. Карпов<sup>a</sup>,  
И.А. Кооп<sup>a,b</sup>, П.П. Кроковный<sup>a,b</sup>, А.С. Кузьмин<sup>a,b</sup>, И.Б. Логашенко<sup>a,c</sup>,  
П.А. Лукин<sup>a</sup>, А.П. Лысенко<sup>a</sup>, А.И. Мильштейн<sup>a,b</sup>, К.Ю. Михайлов<sup>a</sup>,  
И.Н. Нестеренко<sup>a,b</sup>, М.А. Никулин<sup>a,b</sup>, А.В. Отбоев<sup>a</sup>, В.С. Охажкин<sup>a</sup>,  
Е.А. Переведенцев<sup>a,b</sup>, А.А. Полунин<sup>a</sup>, А.С. Попов<sup>a</sup>, С.И. Редин<sup>a</sup>,  
Б.Л. Робертс<sup>c</sup>, Н.И. Роот<sup>a</sup>, А.А. Рубан<sup>a</sup>, Н.М. Рыскулов<sup>a</sup>,  
А.Л. Сибиданов<sup>a</sup>, В.А. Сидоров<sup>a</sup>, А.Н. Скринский<sup>a</sup>, В.П. Смахтин<sup>f</sup>,  
И.Г. Снопков<sup>a</sup>, Е.П. Солодов<sup>a,b</sup>, Д.А. Томпсон<sup>e</sup>, Г.В. Федотович<sup>a,b</sup>,  
Б.И. Хазин<sup>a,b</sup>, В.В. Хьюз<sup>d</sup>, А.Г. Шамов<sup>a</sup>, Ю.М. Шатунов<sup>a</sup>,  
Б.А. Шварц<sup>a,b</sup>, С.И. Эйдельман<sup>a,b</sup>, Ю.В. Юдин<sup>a</sup>*

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера  
630090 Новос ибирск СО РАН

<sup>c</sup> Boston University, Boston, MA 02215, USA

<sup>d</sup> Yale University, New Haven, CT 06511, USA

<sup>e</sup> University of Pittsburgh, Pittsburgh, PA 15260, USA

<sup>f</sup> Weizmann Institute of Science, 76100, Rehovot, Israel

**Аннотация**

В работе проведен анализ и измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в диапазоне энергий 1.04 ÷ 1.38 ГэВ в системе центра масс. Систематическая ошибка измерений составила 1.2 ÷ 4.2%, при статистической ошибке 5 ÷ 13%.

---

# 1 Введение

С 1992 по 2000 год в Новосибирском институте ядерной физики имени Г.И.Будкера проводились эксперименты с детектором КМД-2 на встречных электрон-позитронных пучках в диапазоне энергий от 360 до 1400 МэВ в системе центра масс.

Эта область энергий изучается с момента появления методики встречных пучков. Первые эксперименты были проведены на накопителях АСО (Орсэ, Франция) и ВЭПП-2 (Новосибирск) в конце 60-х годов. В 70-х–80-х годах проводились исследования на детекторах МЗН и DM1 на накопителе АСО и на детекторах ОЛЯ, КМД и НД на накопителе ВЭПП-2М, пришедшем на смену накопителю ВЭПП-2. Обилие интересных физических задач в данной области энергий привело к модернизации накопителя ВЭПП-2М и созданию детекторов нового поколения КМД-2 и Сферического Нейтрального Детектора (СНД), работавших на накопителе до 2000 года.

Целью данной работы является измерение сечения рождения двух заряженных пионов в области энергий от 1 до 1.4 ГэВ. Данные о сечении позволяют получить информацию о поведении формфактора пиона, характеризующем его внутреннюю структуру.

История измерения пионного формфактора во времениподобной области насчитывает более 30 лет. В первых экспериментах на накопителях АСО[1] (Орсэ, Франция) и ВЭПП-2[2, 3, 4] (Новосибирск) в конце 60-х годов была наблюдаема резонансная структура формфактора, измерены параметры  $\rho$  мезона и подтверждена правильность модели векторной доминантности. В последующие годы измерения продолжались на накопителях SPS[5], АСО[6, 7, 8, 9], ВЭПП-2М[10], ADONE[11, 12, 13]. Наиболее точные данные до эксперимента КМД-2 были получены в конце 70-х – начале 80-х годов детекторами КМД и ОЛЯ.

Измерение сечений аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны актуально в связи с выполненным в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (США)

экспериментом по измерению аномального магнитного момента мюона  $(g - 2)_\mu$ , величина которого является хорошей проверкой Стандартной Модели. Набор экспериментальных данных в брукхейвенском эксперименте проходил с 1997 по 2001 годы. Среднее значение  $(g - 2)_\mu$  по измерениям с положительными и отрицательными мюонами имеет точность 0.5 ppm, из которых 0.4 ppm это статистическая точность и 0.3 ppm систематическая ошибка [14]. Точность теоретического вычисления  $(g - 2)_\mu$  в рамках Стандартной Модели обусловлена точностью определения вклада поляризации вакуума адронами  $a_\mu^{had}$ , который может быть рассчитан как на основе экспериментальных данных о рождении адронов в электрон-позитронных столкновениях, так и на основе данных о полуплептонных распадах  $\tau$  лептона. В однопетлевом приближении, вклад поляризации вакуума адронами  $a_\mu^{had}$  вычисляется через дисперсионный интеграл [15]:

$$\Delta a_\mu^{had} = \left(\frac{\alpha m_\mu}{3\pi}\right)^2 \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(s)K(s)}{s^2} ds, \quad (1)$$

где величина  $R(s) = \sigma_{e^+e^- \rightarrow hadrons} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$  определяется из экспериментальных данных. Теоретическое предсказание  $(g - 2)_\mu$  основанное на  $e^+e^-$  данных и имеющее точность 0.7 ppm, отличается на 2.7 стандартных отклонений от экспериментально измеренной величины. Предсказание на основе распадов  $\tau$  лептона имеет точность 0.6 ppm и отличается от эксперимента на 1.4 стандартных отклонения.

Планируемый новый эксперимент по измерению аномального магнитного момента мюона улучшит точность до 0.25 ppm. Это требует более точного измерения сечений аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow hadrons$  для теоретического вычисления величины  $(g - 2)_\mu$ . Причем основной вклад, как в саму величину  $a_\mu^{had}$ , так и в ее ошибку все еще связан с недостаточной точностью измерений сечения  $e^+e^- \rightarrow hadrons$  в диапазоне до  $\sqrt{s} < 2$  ГэВ.

## 2 Набор экспериментальных данных

Набор экспериментальных данных проводился на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-2М, схема которого приведена на рисунке 1. Комплекс состоит из инжектора, синхротрона, бустера и самого накопителя [16]. В некоторых сеансах набора статистики абсолютное значение энергии пучка измерялось с помощью метода резонансной деполяризации, с точностью лучше  $\delta E/E < 10^{-4}$ . В остальных сканированиях энергия пучка контролировалась полем дипольных магнитов с точностью не хуже  $\delta E/E \sim 10^{-3}$ .

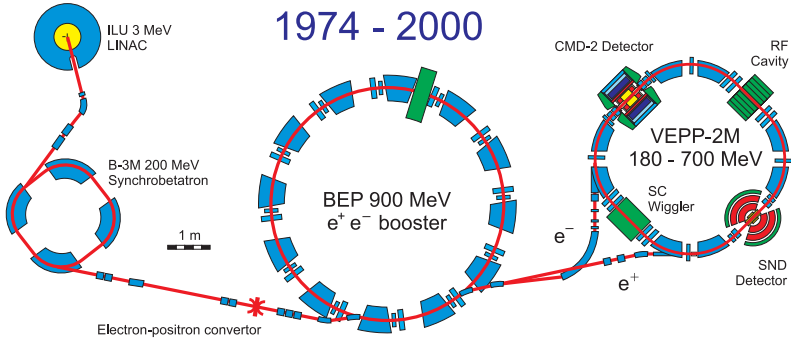


Рис. 1: Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

КМД-2 (Криогенный Магнитный Детектор) [17, 18] — это универсальный детектор, позволяющий с высокой точностью измерять параметры зарегистрированных заряженных и нейтральных частиц. Схема детектора представлена на рисунке 2. Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой и Z-камер, расположенных в магнитном поле величины 10 кГс, создаваемом основным соленоидом. Цилиндрический и

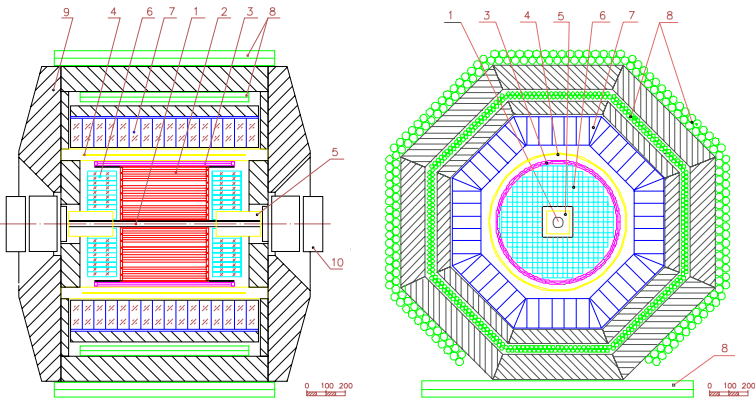


Рис. 2: Детектор КМД-2. 1 – вакуумная камера, 2 – дрейфовая камера, 3 – Z-камера, 4 – основной сверхпроводящий соленоид, 5 – компенсирующие соленоиды, 6 – торцевой (BGO) калориметр, 7 – цилиндрический (CsI) калориметр, 8 – пробегная система, 9 – ярмо магнита, 10 – квадрупольные линзы.

торцевой электромагнитные калориметры, изготовленные из сцинтилляционных кристаллов CsI и BGO, обеспечивают измерение энергии и углов вылета фотонов, а также позволяют разделять электроны и адроны. Пробежная система служит для разделения мюонов и адронов. Вакуумная камера в прямолинейном промежутке имеет диаметр 40 мм и длину 1 м. Для уменьшения многократного рассеяния, её центральная часть, длиной 20 см, изготовлена из бериллия толщиной 0.8 мм. При сканировании энергий выше  $\phi$  мезона, для подавления фона синхротронного излучения, вакуумная труба была окружена ниобиевой фольгой толщиной 0.1 мм.

Таблица 1: Заходы по набору статистики при сканировании в широких диапазонах энергий.

Номер сеанса	Дата начала и конца	Диапазон энергий в с.ц.м., ГэВ	Кол-во точек по энергии	Число событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$
1	январь - февраль 1994	0.81–1.02	14	35000
2	ноябрь - декабрь 1994	0.78–0.81	10	66000
3	март - июнь 1995	0.61–0.79	20	85000
4	октябрь - ноябрь 1996	0.37–0.52	10	4500
5	февраль - июнь 1997	0.98–1.32	36	75000
6	март - июнь 1998	0.36–0.97	37	1900000
7	ноябрь 1999 - июнь 2000	0.6–0.94	57	4400000

Весь доступный диапазон энергий был просканирован в семи сеансах, перечисленных в таблице 1. В сеансах 2, 3 и при сканировании  $\phi$  мезона для точной калибровки энергии использовался метод резонансной деполяризации. С точки зрения эксперимента по измерению сечения  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ , весь диапазон энергий ВЭПП-2М естественно разбивается на три интервала — от 0.36 до 0.6 ГэВ в с.ц.м. (“низкие” энергии), от 0.6 до 1.0 ГэВ (область  $\rho$  мезона) и от 1.0 до 1.4 ГэВ (“высокие” энергии).

Для разделения электронов, мюонов и пионов используется информация с дрейфовой камеры и калориметра. Методика разделения событий разная в разных диапазонах энергии. В области низких энергий для разделения предпочтительней использовать информацию с дрейфовой камеры, поскольку импульсное разрешение в этой области энергий в несколько раз лучше, чем разница между импульсами частиц разного типа, а энерговыделения частиц отличаются мало. В области энергий выше 0.6 ГэВ в с.ц.м. для разделения частиц привлекается информация с калориметра, поскольку импульсы частиц становятся слишком близки-

ми для разделения с помощью информации дрейфовой камеры. В области высоких энергий сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  становится меньше сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и одновременно изменяется структура физического фона. Это приводит к тому, что методика анализа данных существенно отличается для указанных диапазонов энергий.

Сканирование энергий выше  $\phi$  мезона происходило с февраля по июнь 1997 года. За это время был набран интеграл светимости около  $6 \text{ пб}^{-1}$ , что соответствует примерно 75 тысячам событий  $\pi^+\pi^-$ . Набор велся в 35 точках по энергии пучка от 520 МэВ до 690 МэВ с шагом 5 МэВ. Анализ только этого диапазона энергий приводится в данной работе.

### 3 Отбор коллинеарных событий

Кинематика двухчастичных процессов  $e^+e^- \rightarrow X^+X^-$  (Рис. 4) позволяет с помощью простых условий отобрать коллинеарные события, используя информацию с дрейфовой камеры:

- В событии сработал заряженный триггер (раздел 10).
- В дрейфовой камере найдена одна вершина с двумя треками частиц противоположного заряда.
- Число точек на каждом треке больше 6.
- $\rho_{vtx} = \min(\rho_{tr}^+, \rho_{tr}^-) < 1 \text{ см}$ , где  $\rho_{tr}^\pm$  расстояние от положительно и отрицательно заряженных треков до оси пучка (Рис.3,d).
- $|Z_{vtx}| < 15 \text{ см}$ , где  $Z_{vtx}$  – положение вершины вдоль оси пучков (Рис.3,e).
- $|\Delta\phi| = |\pi - |\phi^+ - \phi^-|| < 0.15$  (Рис.3,a)),  $\phi^\pm$  – азимутальный угол трека.
- $|\Delta\theta| = |\pi - (\theta^+ + \theta^-)| < 0.25$  (Рис.3,b)),  $\theta^\pm$  – полярный угол трека.
- $E_{beam} + 150 \text{ МэВ}/c > (p^+ + p^-)/2 > \max(\sqrt{E_{beam}^2 - 494^2} \cdot 1.15 \text{ МэВ}/c, 285 \text{ МэВ}/c)$ ,  
 $p^\pm$  – импульсы положительно и отрицательно заряженных частиц (Рис.33,c)).
- $\theta_{\min} < (\pi + \theta^- - \theta^+)/2 < \pi - \theta_{\min}$ , где  $\theta_{\min} = 1.1$ .
- В калориметре CsI есть несколько неработающих кристаллов. При попадании в них частиц появляются события с малым энерговыделением. Чтобы не исказить формы спектра энерговыделения, азимутальные углы, при которых треки попадали в неработающие кристаллы были вырезаны.

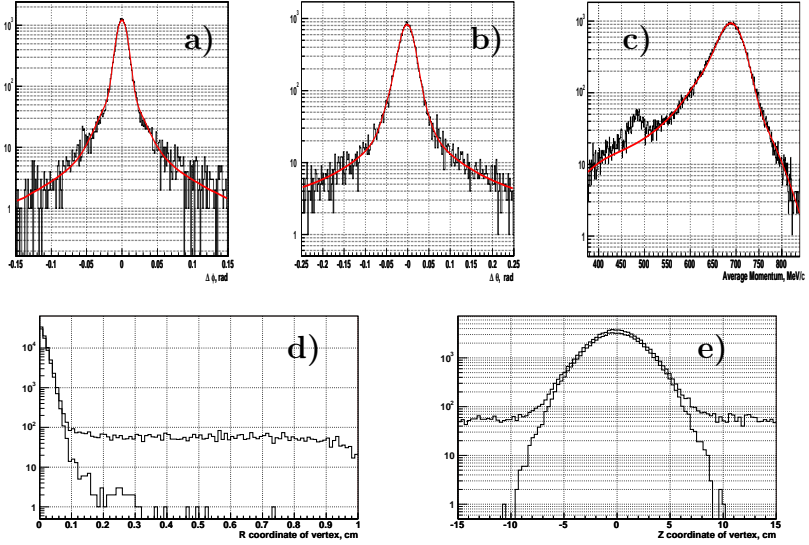


Рис. 3: Кинематические параметры коллинеарных треков: углы расколлинеарности  $\Delta\phi$  (в плоскости перпендикулярной оси пучков) (a) и  $\Delta\theta$  (в плоскости содержащей ось пучков) (b), распределение по величине среднего импульса (c), положение вершины трека в  $r-\phi$  плоскости  $\rho_{vtx}$  (d) и  $Z_{vtx}$  (e). Распределения по положению вершины приведены как для всех коллинеарных событий, так и для отобранных по калориметру событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (d) и (e)

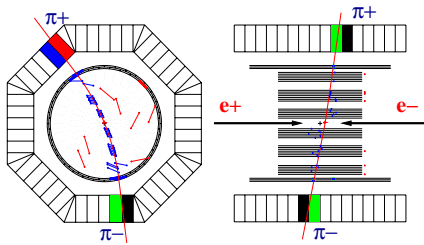


Рис. 4: Коллинеарное событие реконструированное в детекторе КМД-2.

Ограничение на средний импульс  $(p^+ + p^-)/2$  сверху сделано для уменьшения количества космических событий, а снизу, чтобы подавить события  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ .



Чтобы уменьшить количество космических частиц среди коллинеарных событий, при разделении накладывались более жесткие условия на положение вершины:  $\rho_{vtx} < 0.15$  см,  $|Z_{vtx}| < 10$  см.

## 4 Разделение событий

Для определения числа событий каждого процесса используется приведенное на рисунке 5 двумерное распределение энерговыделений в CsI калориметре для отобранных коллинеарных событий. Электроны и позитроны производят в калориметре электромагнитный ливень, поэтому они заметно отличаются по энерговыделению от других заряженных частиц. Энерговыделения мюонов, космических частиц и оставивших только ионизационные потери пионов почти одинаковы, поэтому для вычисления количества мюонов используется дополнительная информация об отношении сечения рождения мюонов к сечению  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  на основе расчета по квантовой электродинамике. Количество космических частиц определяется отдельно, как это описано ниже.

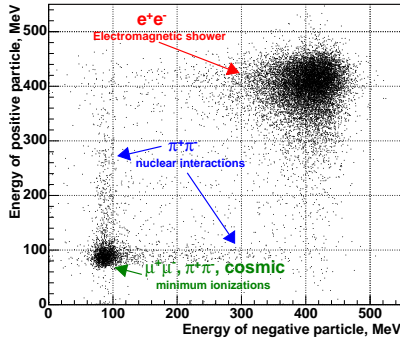


Рис. 5: Распределение коллинеарных частиц по энерговыделению в калориметре.

Для разделения минимизируется функция максимального правдоподобия:

$$\mathcal{L} = - \sum_{events} \ln \left( \sum_i N_i \cdot f_i(E^+, E^-) \right) + \sum_i N_i,$$

где  $f_i$  – функция, задающая плотность вероятности распределения частиц данного типа ( $\pi$ ,  $\mu$ ,  $e$ ,  $cosmic$ ). Параметрами минимизации являются количество частиц и некоторые параметры распределений, которые

нельзя определить напрямую. В предположении независимости энерговыделений положительной и отрицательной частицы, можно положить:  $f_i(E^+, E^-) = f_i^+(E^+) \cdot f_i^-(E^-)$ .

Фиксируемое на основе расчетов в рамках электродинамики отношение числа мюонов к числу электронов записывается как:

$$\frac{N_\mu}{N_e} = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}^B \cdot (1 + \delta_{\mu^+\mu^-}) \cdot \epsilon_{\mu^+\mu^-}}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-}^B \cdot (1 + \delta_{e^+e^-}) \cdot \epsilon_{e^+e^-}}, \quad (2)$$

где  $\sigma^B$  – борновское сечение процесса при используемых условиях отбора,  $\delta$  – радиационные поправки и  $\epsilon$  – эффективность регистрации.

Количество космических событий можно определить благодаря тому, что их поток не зависит от расстояния до места встречи пучков, а эффективность регистрации остается неизменной, если треки расположены достаточно близко к оси пучка ( $\rho_{vtx} < 1$  см).

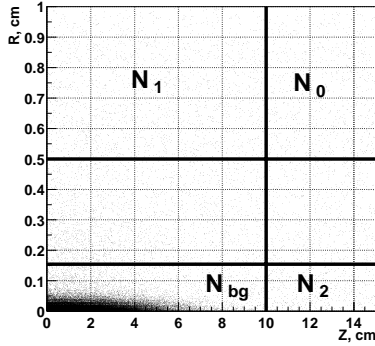


Рис. 6: Распределение экспериментальных событий в  $\rho_{vtx} - Z_{vtx}$  плоскости.  $N_{bg}$  – количество космических событий используемое при разделении, определяемое соотношением  $N_{bg} = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_0 + 1}$ .

Если разбить плоскость  $\rho_{vtx} - Z_{vtx}$  на области, как показано на рисунке 6, то количество космических событий попадающих в критерии отбора событий  $\pi^+\pi^-$  будет:

$$N_{bg} = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_0 + 1}.$$

Добавление единицы в знаменателе учитывает тот факт, что  $N_0$  – статистическая величина, а  $\langle \frac{1}{N+1} \rangle = \frac{1}{\langle N \rangle}$ . Ошибка определения количества

космических событий обусловлена флуктуациями числа космических частиц в каждой области (Рис.6) и выражается как:

$$\sigma_{N_{bg,calc}}^2 = N_{bg}^2 \cdot \left( \frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2} + \frac{N_0}{(N_0 + 1)^2} \right) + N_{bg}, \quad (3)$$

где последнее слагаемое – флуктуация реального количества событий космических частиц, используемого при разделении.

После минимизации функции максимального правдоподобия, ошибки параметров определяются как  $\langle (\alpha - \bar{\alpha})_i (\alpha - \bar{\alpha})_j \rangle = \left( \frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \right)^{-1}$ , что автоматически включает в ошибку количества пионов как статистическую ошибку их числа, так и статистические ошибки в числе мюонов и в числе используемых при разделении космических событий. К получаемой после минимизации ошибке числа пионов необходимо добавить ошибку связанную с фиксированием количества космических событий из выражения 3:

$$\sigma_{N_\pi}^2 = \sigma_{N_\pi,mini}^2 + \sigma_{N_{bg,calc}}^2 - N_{bg},$$

где  $\sigma_{N_\pi,mini}^2$  – ошибка в числе событий пионов после разделения.

Таким образом, свободными параметрами при минимизации являются число пионов, число электронов и параметры распределений плотности вероятности энерговыделения частиц. Пример разделения приведен на рисунке 7. Способ параметризации функций распределения по энерговыделению для отдельных типов частиц приведен ниже в разделе 6.

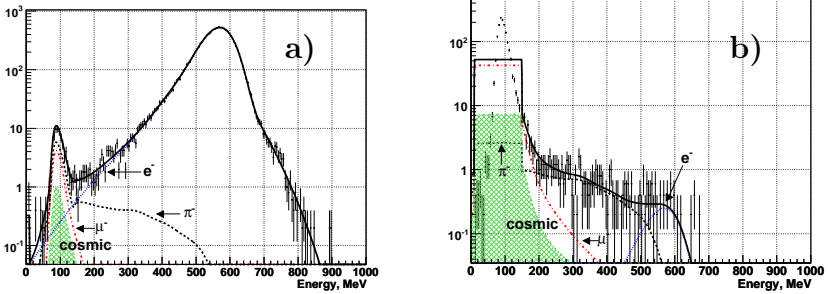


Рис. 7: Распределение отрицательно заряженных частиц по энерговыделению в калориметре для энергии 690 МэВ. (а) энерговыделение положительной частицы  $E^+ > 150$  МэВ, (б) и для  $E^+ < 150$  МэВ. Линии показывают форму функций распределений используемых при минимизации для разделения событий  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  (раздел 6.)

## 5 Коррекция зависимости энерговыделения от полярного угла вылета частиц

Эффективная толщина калориметра для частиц меняется с полярным углом вылета, поэтому энерговыделения положительной и отрицательной частиц будут коррелировать друг с другом. Чтобы не усложнять функцию правдоподобия, была сделана коррекция зависимости выделенной в калориметре энергии от угла  $\theta$ . Для этого были отобраны электроны с выделенной энергией больше 200 МэВ и космические события ( $\rho_{vtx} > 0.3$  см). Корреляции энерговыделения электронов и мюонов с углом имеют разный характер. В первом случае зависимость обусловлена утечками ливня, так как перпендикулярная толщина калориметра CsI составляет всего 8 радиационных длин. Во втором случае выделенная энергия пропорциональна длине пролета частицы в калориметре, так как потери энергии происходят только из-за ионизации. Зависимость для электронов аппроксимировалась функцией:  $E_e(\theta) = E_0(1 + \alpha(\pi/2 - \theta)^2)$ , а для космических частиц  $E_{mip}(\theta) = E_1/\sin\theta$ . Для произвольной энергии поправка в зависимости от угла определяется как линейная аппроксимация между зависимостью энерговыделения для электронов и зависимостью энерговыделения для минимально ионизирующих частиц:

$$\bar{E}(E, \theta) = E \cdot \left[ \sin\theta + \frac{1/(1 + \alpha(\pi/2 - \theta)^2) - \sin\theta}{E_e(\theta) - E_{mip}(\theta)} (E - E_{mip}(\theta)) \right].$$

Результат коррекции приведен на рисунке 8, откуда видно, что зависимость энерговыделения от полярного угла убирается с помощью этой поправки.

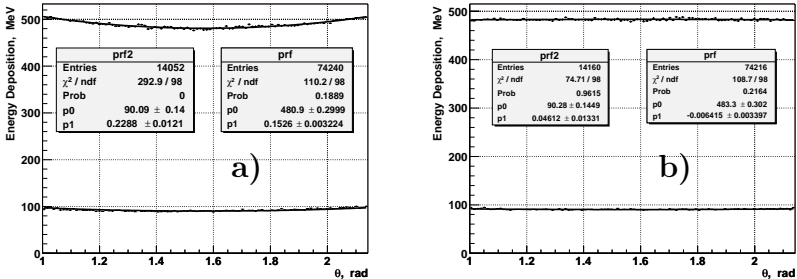


Рис. 8: Зависимости среднего энерговыделения от полярного угла для электронов (верхняя гистограмма) и мюонов (нижняя гистограмма) до (a) и после (b) коррекции.

## 6 Параметризация формы энерговыделения

Функция распределения отдельных типов частиц конструировалась из сумм нормированных на область действия стандартных гауссовых распределений  $g(\frac{x-x_0}{\sigma})$ , и логарифмических гауссовых распределений  $g_l(\frac{x-x_0}{\sigma}, \eta)$ , имеющих параметр асимметрии. Логарифмическое гауссово распределение выражается как  $g_l(y, \eta) = A \cdot g(\ln(1 - y\eta)/\sigma_0(\eta))$ , где  $\sigma_0(\eta)$  - взята так, чтобы средне квадратичное отклонение  $\sigma = \text{FWHM}/2.35$ , как и для стандартного гауссова распределения. Число гауссовых распределений бралось минимально необходимым для хорошего описания экспериментальных данных.

С ростом энергии пучков растет отношение числа мюонов к числу пионов (на энергии 690 МэВ их в 7 раз больше). Поэтому, чтобы не вносить дополнительную систематическую ошибку, связанную с незнанием точной формы распределения энерговыделений, в области минимально ионизирующих частиц  $\Omega_{mip} = \{10 \text{ МэВ} < E_+, E_- < E_{cutmip} = 150 \text{ МэВ}\}$  при минимизации использовалась только вероятность попадания события в эту область. Для этого достаточно сделать функцию распределения в этой области постоянной, независимой от энергии -  $f_i(E^+, E^-) = \text{const}$  для  $\{E^+, E^-\} \in \Omega_{mip}$ .

### 6.1 Энерговыделение электронов и позитронов

Так как электроны и позитроны производят электромагнитный ливень, то, в отличие от мюонов и пионов, они выделяют в калориметре практически всю свою энергию. Для них функция распределения была выбрана в виде:

$$f_{e^+, e^-}(E) = p_2 \cdot [p_1 \cdot g_l(E, E_0, \sigma, \eta_1) + (1 - p_1) \cdot g_l(E, E_0 + \alpha \cdot \sigma, \beta \cdot \sigma, \eta_2)] \\ + (1 - p_2) \cdot g(E, k \cdot E_0, \sigma_1).$$

На рисунке 9 приведено двумерное распределение импульсов электронов и позитронов. События, в которых одна из начальных частиц испускает жесткий фотон, отбраковываются требованиями коллинеарности треков, но в случае, когда одновременно обе начальные частицы испускают фотоны, коллинеарность конечных частиц может не нарушиться, и в импульсном распределении появляется корреляция в области  $P^+ \sim P^-$ . Соответствующая корреляция появляется и в спектре энерговыделений в калориметре. Для ее учета, функция  $f_{ee}(E^+, E^-) = f_{e^+}(E^+)f_{e^-}(E^-)$

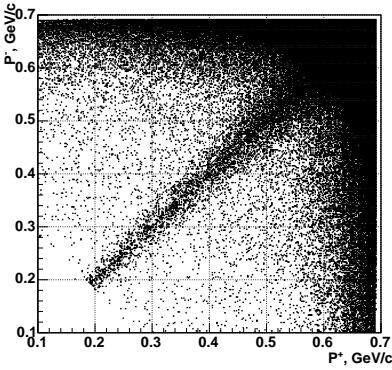


Рис. 9: Двумерное распределение зависимости импульса электрона от импульса позитрона.

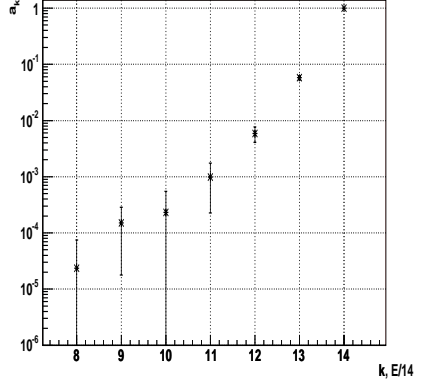


Рис. 10: Коэффициенты корреляции  $a_k$  в зависимости от  $E \frac{k}{14}$ , связанные с излучением двух фотонов.

модифицировалась следующим образом:

$$f_{ee}(E^+, E^-) = \sum_{k=1}^n a_k \left( \prod_{i=1}^{k-1} (1 - a_i) \right) f_{e^+} \left( E^+ \frac{n}{k} \right) f_{e^-} \left( E^- \frac{n}{k} \right) \left( \frac{n}{k} \right)^2, \quad a_n = 1,$$

где коэффициенты  $a_k$  определялись из моделирования для каждой энергетической точки и фиксировались при разделении (Рис.10), причем  $n$  было выбрано равным 14, что соответствует наблюдаемому в эксперименте отношению  $E_0/\sigma$ . При таком описании энергетического распределения каждый множитель фактически переносит отклик calorиметра из событий без излучения фотонов, в события с импульсами конечных частиц  $P^+, P^- \sim E_{beam} \frac{k}{n}$ , причем предполагается, что разрешение calorиметра пропорционально энергии частицы  $\sigma \sim E_0$ , что в данном диапазоне энергий соответствует экспериментальным данным.

Если не учитывать корреляции, то при минимизации систематическая ошибка определения формфактора при самой большой энергии пучков составляет  $\sim 1\%$ .

Пример полученного распределения для электронов после разделения приведен на рисунке 7.

## 6.2 Энерговыделение космических частиц

Так как космические события не привязаны к месту встречи пучков, их можно выделить, наложив условие на положение вершины события  $\rho_{vtx} > 0.3$  см и потребовав, чтобы энерговыделение в калориметре одной из частиц в событии было меньше 200 МэВ. Энерговыделение космических частиц описывалось функцией:

$$f_{csm}(E) = p_2 \cdot [p_1 \cdot g_l(E, E_0, \sigma, \eta_1) + (1 - p_1) \cdot g_l(E, E_0 + \alpha \cdot \sigma, \beta \cdot \sigma, \eta_2)] \\ + (1 - p_2) \cdot g(E, k \cdot E_0, \sigma_1).$$

В минимизации используются только “хвосты“ этих распределений, выходящие за пределы области минимально ионизирующих частиц и нормированные на количество космических событий в этой области. Относительное число событий в “хвостах“ распределений составляет  $1 \div 2\%$ . Пример аппроксимации приведен на рисунке 11. После определения формы распределения, все параметры при разделении фиксировались. Так как граница отбора по импульсу зависит от энергии пучка, то параметры распределения космических частиц определялись в каждой энергетической точке

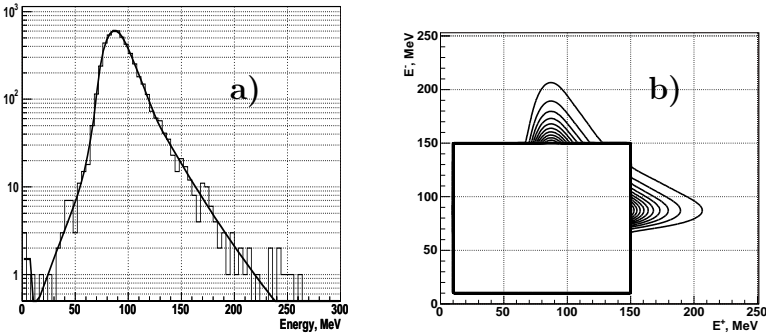


Рис. 11: Распределение по энерговыделению для космических событий (a), двумерная функция распределения, используемая при минимизации (b).

## 6.3 Энерговыделение мюонов

Форма спектра энерговыделений мюонов за пределами области минимально ионизирующих частиц, как и для космических частиц, определялась с использованием экспериментальных событий. Для их отбора накладывались более жесткие условия на положение вершины  $\rho_{vtx} < 0.05$

см и  $|Z_{vtx}| < 5$  см, а также требовалось, чтобы для каждого трека сработали оба слоя мюонной системы.

Функция распределения бралась такая же, как и для космических событий, но со своими параметрами. Пример распределения при энергии пучка 600 МэВ приведен на рисунке 12.

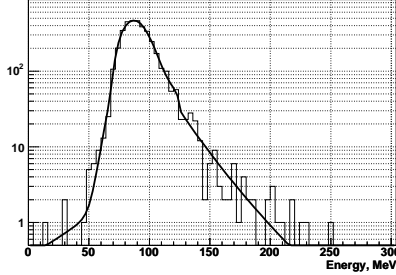


Рис. 12: Энерговыведение мюонов в калориметре.

## 6.4 Энерговыведение пионов

Так как толщина калориметра CsI равна 15 см, а ядерная длина в CsI составляет около 35 см, то около половины пионов испытывают ядерное взаимодействие в кристаллах CsI, а энерговыведение остальных обусловлено ионизационными потерями. Форма распределения для минимально ионизирующей части в диапазоне  $10 \text{ МэВ} < E < E_{cutmip} = 150 \text{ МэВ}$  (когда энергия другой частицы больше  $E_{cutmip}$ ) была выбрана в виде:

$$f_{mip}^{\pi}(E) = p_2 \cdot [p_1 \cdot g_1(E, E_0, \sigma, \eta_1) + (1 - p_1) \cdot g_1(E, E_0, \beta \cdot \sigma, \eta_2)] \\ + (1 - p_2) \cdot g(E, E_{cutmip}, \sigma_1).$$

Часть, связанная с ядерными взаимодействиями, описывалась в функции максимального правдоподобия распределением вида:

$$f_{NI}^{\pi}(E) = \frac{\sum_{i=0}^N g(E, E_{cutmip} + 2\sigma i, \sigma) \cdot \prod_{k=0}^i p_k}{\sum_{i=0}^N \prod_{k=0}^i p_k}, \\ \sigma = \frac{E_0 - E_{cutmip}}{N + 1} \frac{1}{2}, \quad E_0 = E_{beam} \cdot a, \quad 0 < p_k < 1,$$

где  $E_{beam}$  – энергия пучка, а  $N$  выбиралось равным 6. Так как положительные и отрицательные пионы испытывают разные ядерные взаимодействия, то параметры функции распределения зависели от знака частицы.



## 7 Определение формфактора пиона

Борновское сечение  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  без учета излучения начальных и конечных частиц определяется выражением:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}^B = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}^{pointlike} \cdot |F_\pi|^2 = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{s}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot |F_\pi|^2,$$

где  $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}^{pointlike}$  – сечение, вычисленное в предположении отсутствия внутренней структуры пиона. Формфактор пиона  $|F_\pi|$  описывает отличие вершины взаимодействия фотона с пионным током от случая точечной частицы. В формфактор также включается вклад поляризации вакуума в фотонный пропагатор.

Из экспериментальных данных формфактор вычисляется как:

$$|F_\pi|^2 = \frac{N_{\pi^+\pi^-}}{N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-}} \quad (4)$$

$$\times \frac{\sigma_{e^+e^-}^B \cdot (1 + \delta_{e^+e^-}) \cdot \varepsilon_{e^+e^-} + \sigma_{\mu^+\mu^-}^B \cdot (1 + \delta_{\mu^+\mu^-}) \cdot \varepsilon_{\mu^+\mu^-}}{\sigma_{\pi^+\pi^-}^{pointlike} \cdot (1 + \delta_{\pi^+\pi^-}) \cdot \varepsilon_{\pi^+\pi^-} \cdot (1 - \Delta_{\pi loss})} - \Delta_{3\pi, 4\pi, K^+K^-},$$

где  $N_{\pi^+\pi^-}/(N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-})$  – найденное в процессе минимизации отношение количества зарегистрированных пионов к количеству мюонов и электронов,  $\delta$  – радиационные поправки,  $\varepsilon$  – эффективность регистрации,  $\Delta_{3\pi, 4\pi, K^+K^-}$  – коррекция на вклады от других процессов,  $\Delta_{loss}$  – поправка на потерю пионов в вакуумной трубе и объеме дрейфовой камеры из-за ядерных взаимодействий. Поправка на потерю пионов из-за ядерных взаимодействий и распадов на лету определялась из моделирования путем сравнения количества отбираемых пионов с учетом и без учета ядерных взаимодействий. Величина поправки на ядерное взаимодействие приведена на рисунке 13. Характер зависимости поправки на потерю пионов из-за ядерных взаимодействий от энергии определяется падением сечения ядерных взаимодействий и ужесточением отбора по среднему импульсу с ростом энергии. Поправка на потерю пионов из-за распадов на лету для рассматриваемых энергий пренебрежимо мала и составляет величину меньше 0.03%.

## 8 Радиационные поправки

В работе [19] приведена методика расчета радиационных поправок к процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  на основе формул из

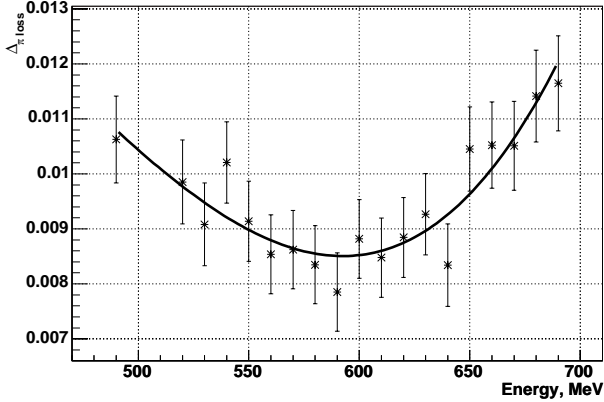


Рис. 13: Поправка на потерю пионов из-за ядерного взаимодействия в зависимости от энергии эксперимента.

работ [20, 21]. В них корректно учитываются излучение многих фотонов вдоль конечных и начальных частиц, излучение одного фотона на большой угол и вклад поляризации вакуума в фотонный пропагатор. Так как поляризацию вакуума принято включать в определение формфактора, то для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  ее вклад не включался в радиоправку.

Количество отбираемых коллинеарных событий зависит от углового и импульсного разрешений дрейфовой камеры. Для их учета в программе счета радиоправок углы вылета и импульсы частиц дополнительно разыгрывались в соответствие с экспериментальным значением разрешений, после чего накладывались используемые критерии отборов. Для нахождения разрешения детектора экспериментальные распределения по расколлинеарности и среднему импульсу аппроксимировались распределением, полученным на основе генератора, используемого для расчета радиоправок и затем свернутого с экспериментальным разрешением. Разрешение детектора рассматривалось отдельно для электронов и минимально ионизирующих частиц. Тип частицы определялся по энерговыделению в калориметре. Пионы и мюоны брались в области минимально ионизирующих частиц и считалось, что разрешения для них одинаковы. Как видно из рисунка 3, на котором сплошной линией приведен результат аппроксимации для электронов, такой подход приводит к хорошему описанию экспериментальных данных. Влияние экспериментального разрешения на величину радиационной поправки приведено на рисунке 14.

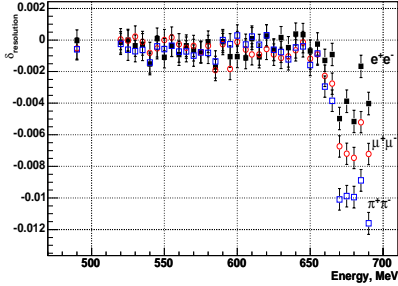


Рис. 14: Изменение величины радиационной поправки, связанное с конечным разрешением детектора.

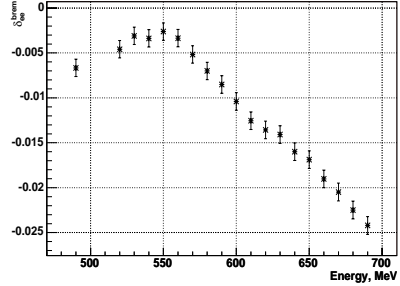


Рис. 15: Поправка на тормозное излучение электронов на вакуумной трубе к величине радиационной поправки.

Для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  учитываются энергетические потери электронов и позитронов, связанные с тормозным излучением на вакуумной трубе и на первых 10 см дрейфовой камеры. Количество вещества, которое пересекают частицы, летящие под углом  $90^\circ$  к оси пучков, приведено в таблице 2. Средние энергетические потери электронов после пересечения описанного в таблице вещества составляют около 8 МэВ. Спектральное распределение тормозного излучения взято из [22]. При расчетах также учитывалось, что количество пересекаемого вещества зависит от полярного угла вылета частицы. Поправка к величине радиационной поправки на тормозное излучение электронов на вакуумной трубе при используемых условиях отбора приведена на рисунке 15. Так как толщина ниобиевой фольги известна с точностью 10%, то вклад в систематическую ошибку сечения электрон-позитронного рассеяния составляет  $\sim 0.05 \div 0.25\%$ .

Таблица 2: Количество вещества вакуумной трубы и первых 10 сантиметров.

	Be	Nb(High97)	Mylar	Gas(10cm)	Wires(10cm)	Total
$X, g/cm^2$	0.142	0.0750	0.0215	0.02	0.012	0.270
$X/X_0, 10^{-3}$	2.19	7.3	0.487	0.86	0.7	11.54

Результирующая зависимость радиоправки от энергии в с.ц.м. для используемых условий отбора приведена на рисунке 16. Более жесткий отбор по импульсу на высоких энергиях повлиял на ход зависимости ра-

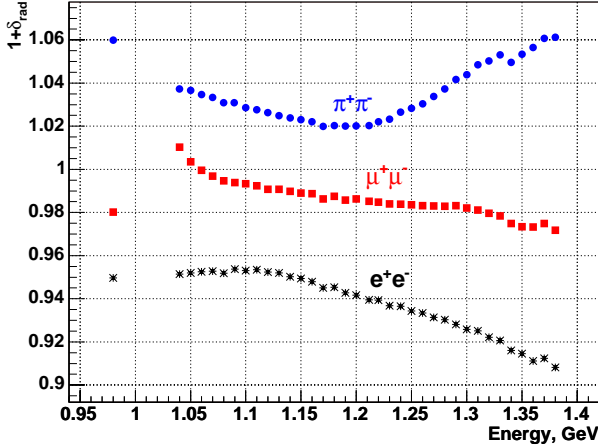


Рис. 16: Радиационные поправки к процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в зависимости от энергии эксперимента.

радиационных поправок от энергии для  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ . Для процесса рождения  $\pi^+\pi^-$  с увеличением энергии происходит удаление от  $\rho(770)$  резонанса, поэтому вероятность сброса на него падает, а еще при более высоких энергиях сказывается влияние резонанса  $\rho(1450)$ .

Согласно работе [19], точность расчетов радиоправок оценивается в 0.2% для всех процессов.

## 9 Эффективность реконструкции треков

При отборе коллинеарных событий используется только информация с дрейфовой камеры, поэтому, отобрав нужные события (тестовые события) по калориметру CsI, и проверив, есть ли в дрейфовой камере восстановленные треки, можно определить эффективность реконструкции события.

Для отбора тестовых событий применялись следующие условия отбора:

- В событии сработал заряженный триггер.
- Как и при отборе коллинеарных событий, области по азимутальным углам, в которых присутствуют неработающие кристаллы CsI, исключались.

1. Требовался хотя бы один хороший трек, на продолжении которого в калориметре зарегистрирован кластер:
  - $|P - E_{beam}| < 3 \cdot \sigma_P$  – импульс трека должен в пределах трех стандартных отклонений от энергии пучка. Это условие необходимо для подавления фоновых событий.
  - $\rho_{dist} < 0.15$  см – трек находится вблизи оси пучков, что требуется для подавления космических событий.
  - $|\phi_{tr} \pm \delta\phi_{tr} - \phi_{cl}| < 0.075$  – условие того, что кластер достаточно близок к треку. Здесь  $\delta\phi_{tr} = \text{asin}(66.3 \text{ MeV}/P_{\perp})$  угол поворота частицы в магнитном поле, а знак перед этим слагаемым определяется знаком частицы.
  - $|\theta_{tr} - \delta\theta_{tr} - \theta_{cl}| < 0.4$ , где  $\delta\theta_{tr} = Z_{tr}/50$  см поправка, учитывающая сдвиг точки вылета трека относительно  $Z=0$ . При этом  $Z_{tr}$  определяется как положение ближайшей к оси пучков точки трека.
2. В калориметре зарегистрировано только два кластера, удовлетворяющих условиям коллинеарности:
  - $||\Delta\phi_{cl}| - 2\delta\phi_{tr}| < 0.1$ , где поперечный импульс считался равным  $E_{beam} \cdot \sin(\theta_{cl})$ .
  - $|\Delta\theta_{cl} + 2\delta\theta_{tr}| < 0.425$ , где  $Z$  вершины бралось как среднее по  $Z_{tr}$  найденных хороших треков.
  - $1.05 < \theta_{cl} < \pi - 1.05$ , условие на полярный угол для каждого кластера.
  - Напротив каждого кластера требовалось срабатывание двух слоев  $Z$  камеры, для гарантии того, что кластер появился от заряженной частицы, а не от фотона.

При вычислении эффективности реконструкции рассматривались два типа событий: электроны ( $0.5 \cdot E_{beam} < E_{cl}^{1,2} < 1.5 \cdot E_{beam}$ ) и минимально ионизирующие частицы ( $50 \text{ МэВ} < E_{cl}^{1,2} < 150 \text{ МэВ}$ ). Так как ионизационные потери пионов и мюонов одинаковы, то эффективность их восстановления в дрейфовой камере считалась равной (поправка на потери пионов из-за ядерного взаимодействия вычислялась отдельно).

На тестовые события накладывались отборы, аналогичные условиям отборов коллинеарных событий. После их применения неэффективность реконструкции равна отношению количества событий не прошедших эти отборы к числу событий, прошедших отборы  $1 - \varepsilon_{reconstruction} = N_{notpass}/N_{pass}$ . Поскольку при расчете радиационных поправок уже учитывается вероятность потери события из-за невыполнения условий на

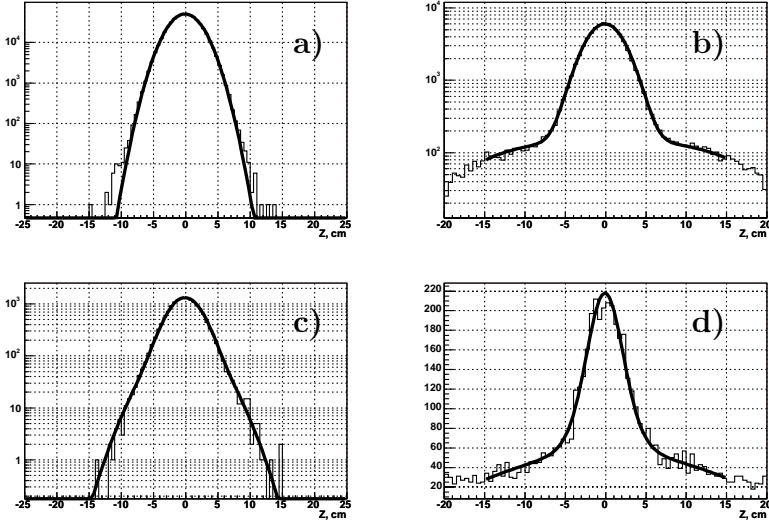


Рис. 17: Распределение тестовых событий по  $Z$  координате точки трека, ближайшей к оси пучков. События прошедшие отборы коллинеарных частиц: а) –  $e^+e^-$ , б) – мюоны и пионы. События с не реконструированным одним треком не прошедшие отборы: в) –  $e^+e^-$ , д) – мюоны и пионы. Линии соответствуют аппроксимации, используемым для определения числа событий.

$|\Delta\theta|$  и  $|\Delta\phi|$  и средний импульс, то при определении эффективности реконструкции ограничения на  $|\Delta\theta|$  и  $|\Delta\phi|$  были убраны, а условие на средний импульс определялось как  $200 \text{ МэВ}/c < (p^+ + p^-)/2 < E_{beam} + 300 \text{ МэВ}/c$ .

Ограничение на величину энерговыделения в калориметре хорошо отбирает электроны. Минимально ионизирующие события, наряду с пионами и мюонами, включают большое количество космических событий с заметно худшей эффективностью восстановления из-за того, что их момент пролета не связан с моментом столкновения пучков. Для определения количества пучковых событий рассматривались распределения тестовых событий по  $Z$  координате точки трека ближайшей к оси пучков. На рисунке 17 приведены эти распределения, просуммированные по всем энергетическим точкам. Распределение по  $Z$  для пучковых минимально ионизирующих событий определялось с помощью событий  $e^+e^-$ , а для опре-

деления формы распределения космических событий отбирались тестовые события с расстоянием до оси пучков в пределах  $0.5 \text{ см} < \rho_{tr} < 1 \text{ см}$ . Зная эти распределения, можно определить число  $\mu^+\mu^-$  и  $\pi^+\pi^-$  событий в тестовых событиях, как прошедших, так и не прошедших отборы.

На рисунке 18 приведены неэффективности реконструкции для каждой энергетической точки. Эффективность реконструкции составляет  $97 \div 98\%$  за исключением двух точек, где плохо восстанавливались треки в целом секторе дрейфовой камеры. При определении формфактора пиона играет роль только разница эффективностей регистрации разных процессов. Как показано на рисунке 18, разница в эффективностях между электронами и мюонами составляет  $0.16 \pm 0.09\%$ .

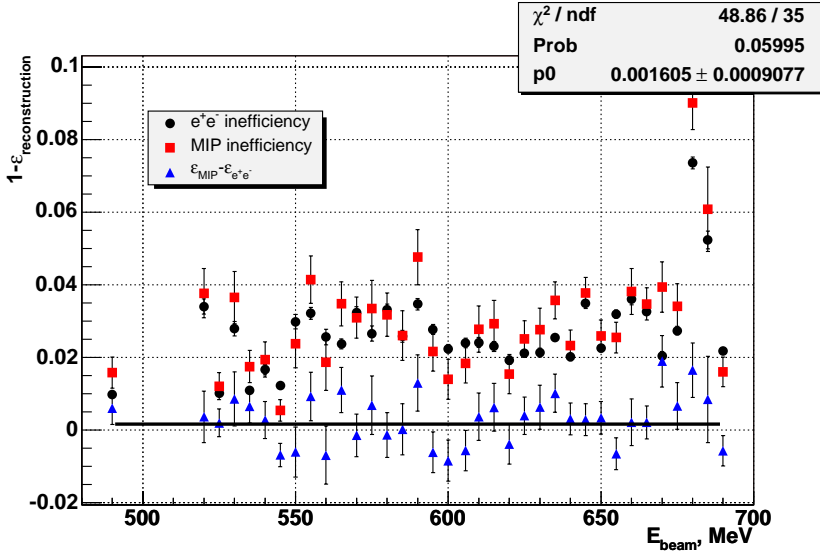


Рис. 18: Неэффективности реконструкции события для каждой энергетической точки. Разность неэффективностей реконструкции событий  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-$ ,  $\pi^+\pi^-$  приведена треугольниками.

На правильную реконструкцию события в дрейфовой камере влияет пространственное разрешение, шумовые срабатывания проволочек и несработавшие проволочки, причем их несрабатывание может быть связано как с неисправностью каналов электроники, так и с поглощением первичной ионизации в газе. Основными вкладами в неэффективность являются отсутствие одной вершины с двумя треками 0.3%, недостаточное число точек на треке 0.3%, сильно завышенная величина восстанов-

ливаемого импульса 0.5% и неправильное определение заряда частицы 1.5%. Ошибка в знаке заряда происходит из-за лево-правой неопределенности в дрейфовой камере КМД-2[24], когда программа реконструкции неправильно определяет положение одного из фрагментов трека. После сшивки с фрагментом из соседнего суперслоя получаются правильные величины импульса и угла, но неправильный заряд. На таких событиях часто виден непришитый третий фрагмент трека.

На рисунке 19 приведена зависимость неэффективности реконструкции события в зависимости от азимутального угла  $\phi$  и полярного угла  $\theta$ . Выбросы соответствуют прохождению частицы по краю ячейки в дрейфовой камере, где на реконструкцию сильно влияет поглощение в газе и плохое пространственное разрешение восстанавливаемых хитов.

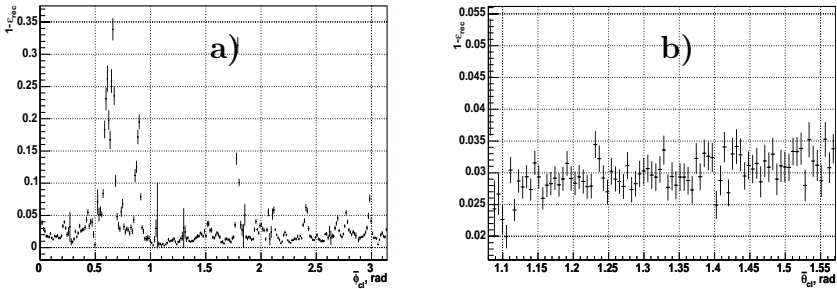


Рис. 19: Зависимость неэффективности реконструкции события в зависимости от азимутального угла  $\phi$  (a), и от полярного угла  $\theta$  (b).

## 10 Эффективность триггера

При сканировании высоких энергий, для запуска детектора использовалось совпадение сигналов заряженного триггера и триггера CsI. Заряженный триггер срабатывает на основе информации с дрейфовой и Z-камер. Так как при этих энергиях импульсы пионов, мюонов и электронов практически не отличаются друг от друга, то эффективность заряженного триггера для разных типов событий считалась одинаковой, и она сокращается при определении формфактора пиона.

Для триггера CsI требовалось наличие энерговыделения больше 20 МэВ хотя бы в одной линейке цилиндрического калориметра. Из-за существенного различия энерговыделений пионов, мюонов и электронов, необходимо определить эффективность срабатывания триггера CsI для каждого типа частиц. Для этого использовались коллинеарные события,



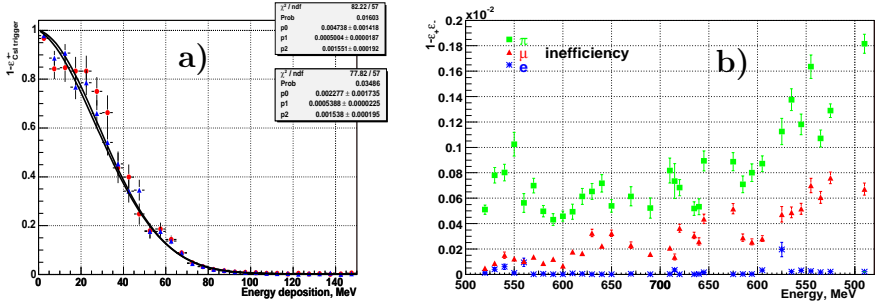


Рис. 20: Неэффективность триггера CsI в зависимости от энергии кластера пришитого к треку (а). Неэффективность срабатывания триггера CsI для отдельного трека в зависимости от энергии (б). Энергетические точки вдоль оси абсцисс приведены в той последовательности, в которой проводилось сканирование

отобранные так, как говорилось выше. В пределах азимутального угла один радиан от точки входа частицы в калориметр проверялось наличие триггерного сигнала в линейках калориметра. Если отобрать события, в которых триггерный сигнал присутствует для треков одного знака, то по информации о наличии сигнала для треков другого знака можно определить эффективность срабатывания CsI триггера. Таким образом находилась зависимость неэффективности срабатывания триггера от энергии кластера в калориметре  $\epsilon(E)$ , которая показана на рисунке 20,а). Эта зависимость сворачивалась с полученными после процедуры разделения распределениями энерговывделений частиц с учетом того обстоятельства, что эти распределения уже не содержат событий, которые не дали триггерного сигнала:

$$\epsilon_{+} = \int \frac{\epsilon_{+}(E)}{1 - \epsilon_{+}(E) \cdot \epsilon_{-}} \cdot f_{type}^{+}(E) dE.$$

Таким образом определяется неэффективность  $\epsilon$  для частиц каждого знака и полная эффективность CsI триггера  $1 - \epsilon_{+}\epsilon_{-}$ . Величина неэффективности приведена на рисунке 20,б) и не превышает 0.2%. На графике видно увеличение неэффективности в процессе сканирования, которое велось сначала от малых энергий пучков к большим, а потом наоборот.

## 11 Вклад фоновых событий

Основными источниками фона для процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  являются реакции  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ . Их вклад определялся на основе моделирования, причем для событий  $\pi^+\pi^-\pi^0$  использовалась модель промежуточного состояния  $\rho - \pi$  [25], а  $\pi^+\pi^-\pi^0$  события разыгрывались по фазовому объему. Определялась эффективность с которой события этих процессов удовлетворяют условиям отбора коллинеарных событий и, после нормировки на сечения из работ [26, 27], находился их вклад в формфактор пиона, приведенный на рисунке 21.

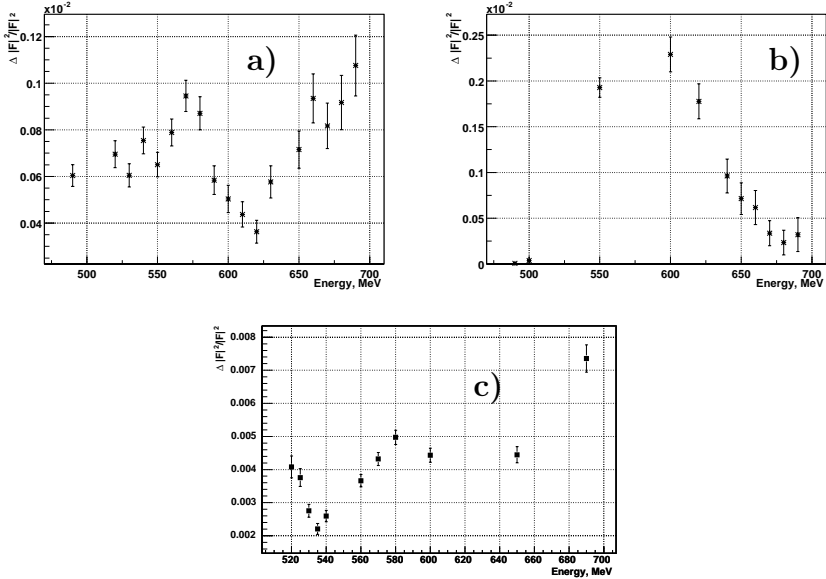


Рис. 21: Поправка к формфактору пиона от фоновых процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  (а),  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  (б) и  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  (с).

Количество событий  $K^+K^-$ , проходящих отбор по среднему импульсу, зависит только от разрешения дрейфовой камеры. Поэтому, для проверки правильности моделирования, разрешение дрейфовой камеры определялось из экспериментальных, отобранных по калориметру событий  $e^+e^-$ , и пересчитывалось для импульсов каонов ( $\sigma_P/P \sim P$ ). Сравнение с моделированием доли событий  $K^+K^-$  проходящих отборы при минимальном импульсе  $1.15P_K$ , приведено на рисунке 22,а). Оба метода: полное моделирование каонов и пересчет разрешения в дрейфовой камере из экспериментальных событий  $e^+e^-$  согласуются в пределах 0.4%.

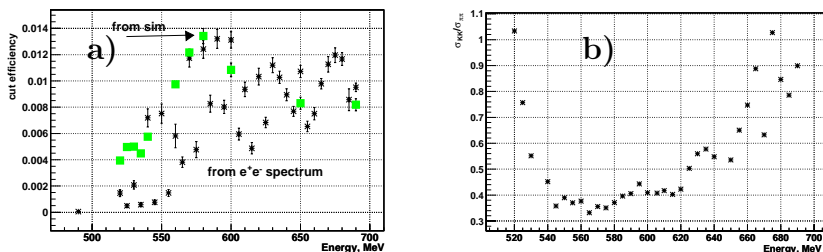


Рис. 22: Доля каонов, проходящих отборы (а). Отношение сечения рождения каонов к сечению рождения пионов (б).

Зависимость вкладов фоновых процессов от энергии обусловлена двумя факторами: при увеличении энергии увеличивается сечение фоновых процессов относительно сечения  $\pi^+\pi^-$  и уменьшается эффективность прохождения условий отбора для коллинеарных событий из-за ужесточения отбора по импульсу. Как видно из рисунков 21, относительный вклад этих процессов не превышает 0.8%.

## 12 Систематическая ошибка

На рисунке 23 приведены зависимости от энергии в с.д.м. сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  внутри полярного угла  $1.1 < \theta < \pi - 1.1$ . Отношение числа мюонов к числу пионов изменяется от 0.7 до 7 при изменении энергии в с.д.м. от 0.98 до 1.38 ГэВ. Так как мюоны и минимально ионизирующие пионы имеют одинаковые энерговыделения, то неправильное определение числа мюонов прямо влияет на определяемое число пионов. Таким образом, основной вклад в систематическую ошибку формфактора дает ошибка в определении количества мюонов, которая при максимальной энергии эксперимента увеличивает в 7 раз свой относительный вклад в неопределенность числа пионов.

Соответствующий вклад в систематическую ошибку формфактора пиона можно записать в виде:  $-(\Delta_\mu - \Delta_e) \cdot N_\mu / N_\pi + \Delta_e - \Delta_\pi$ , где  $\Delta$  - относительная ошибка определения соответствующего количества частиц на основе видимых сечений рождения. В этом выражении  $(\Delta_\mu - \Delta_e) \cdot N_\mu$  - ошибка используемого при разделении количества мюонов из-за неправильно зафиксированного отношения  $N_\mu / N_\pi$ , по выражению 2. Последнее слагаемое  $(\Delta_e - \Delta_\pi)$  связано с пересчетом найденного отношения  $N_\pi / (N_\mu + N_e)$  в формфактор пиона, в соответствие с выражением 4.

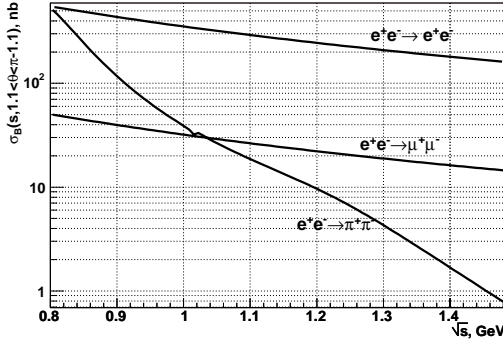


Рис. 23: Сечение коллинеарных процессов в угле  $1.1 < \theta < \pi - 1.1$

Суммарная величина систематической ошибки не превышает трети от статистической ошибки в каждой экспериментальной точке. Основные вклады в систематическую ошибку приведены в таблице 3 и описаны ниже.

Таблица 3: Вклад различных факторов в систематическую ошибку. Приведенный интервал соответствует сканируемому диапазону энергий.

Источник ошибки	Величина ошибки $\sqrt{s} = 1.04 \div 1.38$ ГэВ
Телесный угол регистрации	$0.2 \div 0.5$ %
Эффективность регистрации	$0.5 \div 2$ %
Потеря пионов	$0.2$ %
Тормозное излучение $e^+e^-$ на трубе	$0.05 \div 1.7$ %
Радиационные поправки	$0.5 \div 2$ %
Фоновые события	$0.6 \div 1.6$ %
Калибровка энергии	$0.7 \div 1.1$ %
Процедура разделения частиц	$0.2 \div 1.5$ %
	$1.2 \div 4.2$ %

Статистическая ошибка в точке  $5 \div 13$  %

**Телесный угол регистрации.** Важным фактором, который определяет точность измерения полярного угла вылета частицы, является точность измерения  $Z$ -координаты в  $Z$ -камере. Согласно работе [28], систематическая ошибка определения  $Z$ -координаты в ней составляет 0.1 мм.

При длине трека  $\sim 30$  см это ведет к систематической ошибке определения полярного угла  $3 \cdot 10^{-4}$  радиан, а систематический сдвиг сечения  $e^+e^-$  составит 0.1%,  $\mu^+\mu^- \sim 0.07\%$  и  $\pi^+\pi^- \sim 0.05\%$ .

Из-за того, что  $\frac{d\sigma(\theta)}{d\theta} \neq const$ , конечное угловое разрешение детектора приводит к смещению измеряемого видимого сечения на величину  $\Delta\sigma(\theta) = \frac{1}{2}\sigma_\theta^2 \cdot d^2\sigma(\theta)/d^2\theta$ . При статистическом разрешении по полярному углу 0.01 радиан, количество отбираемых событий  $e^+e^-$  изменяется на 0.09%,  $\mu^+\mu^- \sim 0.0014\%$ , и  $\pi^+\pi^- \sim -0.013\%$ . Статистическое угловое разрешение учитывается при расчете радиационной поправки.

Для проверки влияния отбора по телесному углу производилась процедура разделения процессов при углах  $\theta_{\min} = 1.1$  и 1.0 радиан. Относительная разница в получаемом формфакторе приведена на рисунке 24 и равна  $0.3 \pm 0.5\%$ , что согласуется с нулем.

**Эффективность регистрации.** Как было показано в разделе 12, неэффективность реконструкции треков составляет 2-3%. Поскольку величина формфактора определяется из отношений сечений, то важна только разница эффективностей реконструкции между электронами и минимально ионизирующими частицами, величина которой составляет  $\varepsilon_\mu - \varepsilon_e = 0.16 \pm 0.09\%$ . Вклад в систематическую ошибку, связанный с эффективностью реконструкции оценивается в 0.2%.

**Потеря пионов.** Поправка на потерю пионов из-за ядерных взаимодействий и распадов на лету определялась из моделирования сравнением количества отбираемых пионов с включенным и выключенным ядерным взаимодействием. Величина поправки приведена на рисунке 13. Ядерные взаимодействия моделировались с помощью пакета FLUKA [23]. Систематическая ошибка определения поправки на потерю пионов оценена из экспериментальной точности сечений ядерных взаимодействий ( $\sim 10\%$ ), используемых в этом пакете и составляет 0.2%.

**Тормозное излучение  $e^+e^-$  на вакуумном промежутке.** Как упоминалось выше, величина поправки на тормозное излучение электронов составляет  $\sim 0.5 \div 2.5\%$  (Рис.15). Точность ее учета оценивается в 10%. Соответствующий вклад в систематическую ошибку формфактора составляет  $\sim 0.05 \div 1.7\%$ .

**Радиационные поправки.** Точность формул, использованных для расчета радиационных поправок, оценивается в 0.2% для каждого процесса [19]. Систематические ошибки вычислений радиационных поправок для разных процессов считались независимыми.

Для проверки правильности расчета радиоправок, изучалась стабильность величины формфактора при изменении критерия отбора по  $\Delta\theta$  коллинеарных событий с  $|\Delta\theta| < 0.25$  на  $|\Delta\theta| < 0.1$ . На рисунках 26 и 27 приведены относительные изменения радиоправок и формфактора при таком изменении условий отбора. Как видно из рисунков, при изменении величины радиационной поправки в  $5 \div 10\%$ , формфактор меняется на  $0.4 \pm 0.3\%$ , что совместимо с нулем.

**Фоновые события.** Вклад неколлинеарных процессов не превышает 0.3% (Рис.21). Более критичным является вклад процесса рождения пары  $K^+K^-$ , величина которого определяется разрешением дрейфовой камеры. Величина поправки составляет  $0.4 \div 0.7\%$ . Точность оценки эффективности прохождения событиями  $K^+K^-$  условий отбора оценивается на уровне 0.3%, при величине самой эффективности  $0.4 \div 1.5\%$ . Суммарный вклад от фоновых физических процессов в систематическую ошибку оценивается в  $\sim 0.3\%$ .

Правильность определения числа космических событий контролировалась по распределению вершины события вдоль оси пучков. По этому распределению определялось число космических и физических событий. Форма распределения вершины события для физических и космических событий определялась также, как при расчете эффективности реконструкции треков (Рис.17). Разница получаемого числа космических событий по сравнению с методом, описанным в разд. 4, составляет  $0.5 \div 1.6\%$ . Эта величина взята в качестве оценки систематической ошибки.

Вклад космических событий зависит от отбора по минимальному расстоянию от оси пучков  $\rho_{vtx}$ . Процедура разделения проводилась для значений этого параметра 0.15 и 0.5 см. Относительная разница значения полученного формфактора приведена на рисунке 25 и составляет  $0.04 \pm 0.6\%$ .

**Калибровка энергии.** Неточность установки энергии пучков без применения метода резонансной деполяризации не превышает  $\Delta E/E < 10^{-3}$ . Отношение  $N_\mu/N_e$  используемое при минимизации слабо зависит от энергии. Для данной точности установки энергии пучка, изменение этого отношения не превышает 0.04%. Нормировочный коэффициент в формуле 4 для отношения  $(\sigma_{e^+e^-} + \sigma_{\mu^+\mu^-})/\sigma_{\pi^+\pi^-}$  меняется при сдвиге энергии на  $0 \div 0.12\%$ . Таким образом калибровка энергии не вносит неточность в саму процедуру определения формфактора, а только в значение энергии для которой выдается формфактор. Систематическая ошибка, связанная с калибровкой энергии равна  $d|F_\pi(E)|^2/dE \cdot \Delta E$  и составляет  $0.7 \div 1.1\%$ .

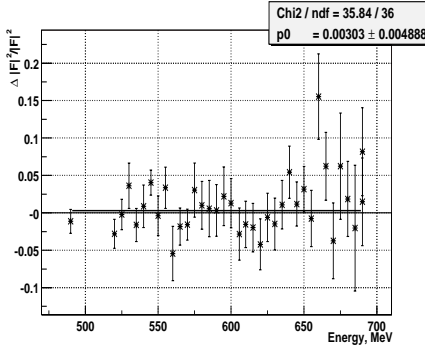


Рис. 24: Относительная разница значений формфактора измеренного при  $\theta_{min} = 1.0$  и  $1.1$  радиан.

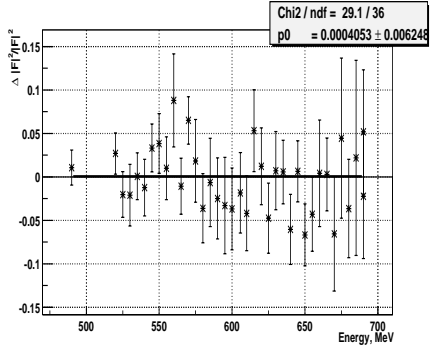


Рис. 25: Относительная разница значений формфактора при  $\rho_{min} = 0.15$  и  $0.5$  см.

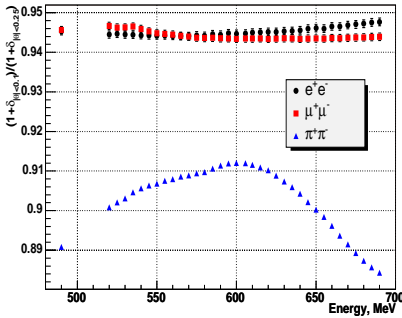


Рис. 26: Различия радиоправки при  $|\Delta\theta| = 0.25$  и  $0.1$ .

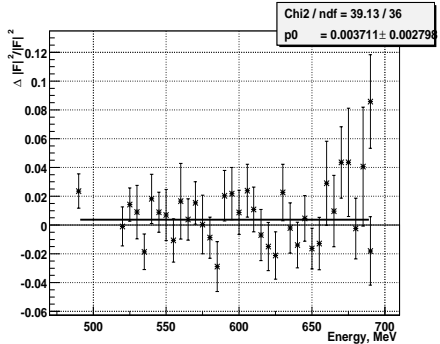


Рис. 27: Относительная разница значений формфактора при  $|\Delta\theta| = 0.25$  и  $0.1$ .

**Процедура разделения частиц.** Методика разделения проверялась с помощью моделирования событий  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  и  $\pi^+\pi^-$  при ослабленных кинематических условиях отбора ( $|\Delta\theta| < 0.5$ ,  $|\Delta\phi| < 0.3$ ,  $\theta_{min} = 1$ ). В каждой энергетической точке моделировалось 28 наборов данных. Количество моделируемых событий было пропорционально сечению их рождения в этих условиях, и в каждом наборе данных количество событий примерно совпадает с экспериментально зарегистрированным числом. Для учета влияния эффективности регистрации на величину формфактора, значение величины поглощения первичной ионизации в газе выбиралось

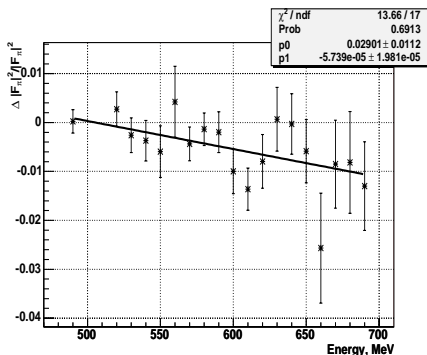


Рис. 28: Систематический сдвиг формфактора, связанный с процедурой минимизации

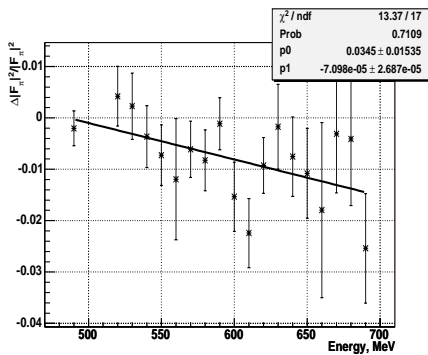


Рис. 29: Разница в значение формфактора полученного при разделении моделируемых событий по отношению к использованному в первичном генераторе

равным наибольшей из наблюдаемых в эксперименте, поскольку чувствительность проверки в этом случае максимальна.

На рисунке 28 приведено относительное изменение формфактора полученного в результате разделения моделируемых событий, когда число событий каждого типа заранее известно. Приведенные ошибки соответствуют ошибкам среднего по нескольким наборам данных. Точность разделения при самой большой энергии равна примерно 1%.

Так как количество моделируемых событий каждого типа было пропорциональным сечению соответствующего процесса, то в таком моделирование можно проверить правильность учета всех применяемых поправок. В моделирование учитывались поправки на потерю пионов из-за ядерного взаимодействия, учитывались энергетические потери электронов на трубе, разрешение дрейфовой камеры при расчете радиоправок, вычислялась эффективность регистрации (разница эффективностей регистрации  $e^+e^-$  и  $\mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$  в моделировании составила  $\varepsilon_{MIP} - \varepsilon_{e^+e^-} = 0.189 \pm 0.004\%$ ). На рисунке 29 приведено отличие величины получаемого формфактора от ожидаемого, которое закладывалось в моделирование. Величина расхождения при самой большой энергии составляет 1.5%, из которых 1% вклад от процедуры разделения (Рис.28), а оставшиеся 0.5% характеризуют систематическую точность учета перечисленных поправок.



## 13 Формфактор пиона

В Таблице 4 приведены значения формфактора и сечений рождения пионов для каждой энергетической точки.

Для описания поведения формфактора от энергии использовалась модель Гунариса-Сакураи [29]. Для описания данных в интервале  $\sqrt{s} = 360 \div 1380$  МэВ, кроме вклада от  $\rho(770)$  мезона учитывалась его интерференция с  $\omega$  и  $\phi$  мезонами, а также вклады возбужденных состояний  $\rho$  мезона –  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$ . Пионный формфактор записывался в виде [30]:

$$|F_\pi(s)|^2 = \left| \left[ \text{BW}_{\rho(770)}^{\text{GS}}(s) \cdot \left( 1 + \delta_\omega \frac{s}{m_\omega^2} \text{BW}_\omega(s) + \delta_\phi \frac{s}{m_\phi^2} \text{BW}_\phi(s) \right) \right. \right. \quad (5)$$

$$\left. \left. + \beta \text{BW}_{\rho(1450)}^{\text{GS}}(s) + \gamma \text{BW}_{\rho(1700)}^{\text{GS}}(s) / 1 + \beta + \gamma \right|^2,$$

где  $\text{BW}_\rho^{\text{GS}}(s)$  – описание  $\rho$  мезона в модели Гунариса-Сакураи,  $\text{BW}_\omega(s)$ ,  $\text{BW}_\phi(s)$  –  $\omega$ ,  $\phi$  резонансы, которые из-за малой ширины брались в простой форме Брейт-Вигнера:

$$\text{BW}_V(s) = -\frac{m_V^2}{s - m_V^2 + i \cdot m_V \cdot \Gamma_V}.$$

$\delta_\omega$ ,  $\delta_\phi$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  – параметры модели, описывающие относительные вклады  $\rho - \omega$ ,  $\rho - \phi$  интерференций и состояний  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$ . Результат аппроксимации экспериментальных данных приведен на рисунке 30.

## 14 Заключение

В работе проведен анализ и измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  в диапазоне энергий  $1040 \div 1380$  МэВ в системе центра масс с лучшей в мире точностью. Систематическая ошибка измерений составила  $1.2 \div 4.2\%$ , при статистической ошибке  $5 \div 13\%$ . Измеренное сечение хорошо согласуется с предыдущими экспериментами. Для описания формфактора в этой области необходим учет вкладов  $\rho(1450)$  и  $\rho(1700)$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 03-02-16477, 03-02-16280, 04-02-16217, 04-02-16223 и 04-02-16434.

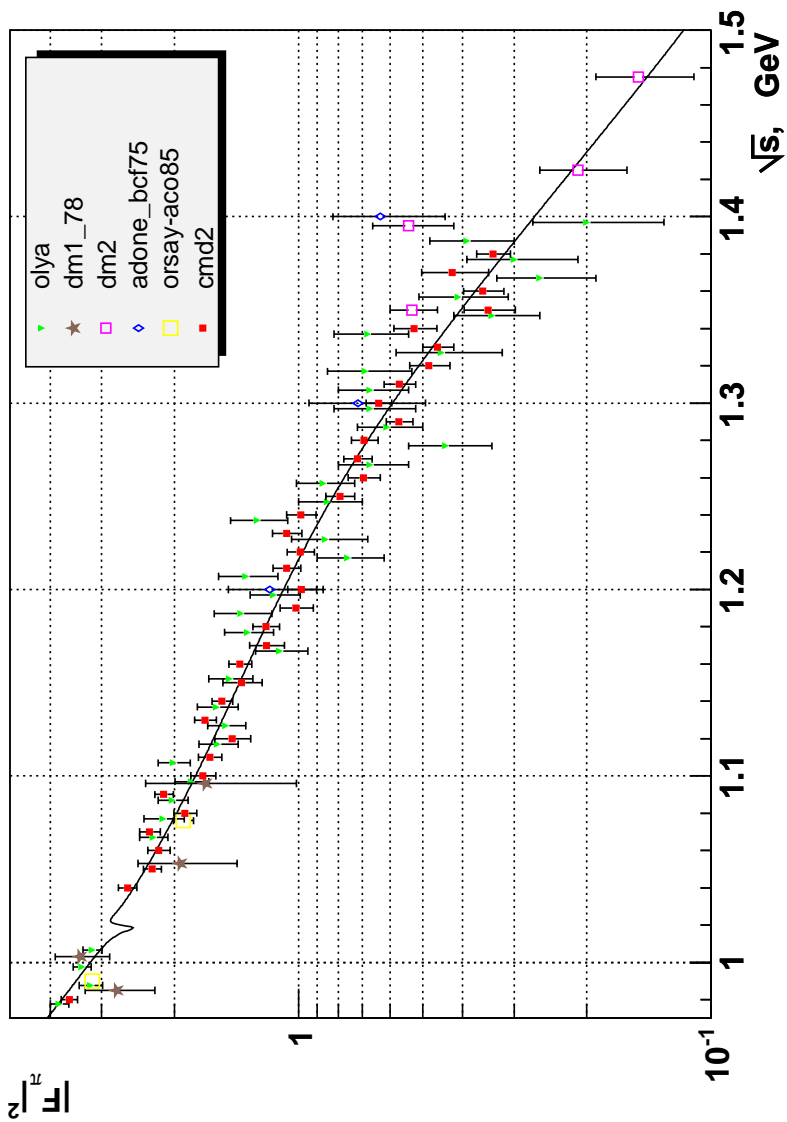


Рис. 30: Формфактор пиона  $|F_\pi|^2$ .

Таблица 4: Экспериментальные значения формфактора пиона  $|F_\pi|^2$ .  
 Ошибка приведена только статистическая.

$E$ , МэВ	$N_{ee}$	$N_{\mu\mu}$	$N_{bg}$	$N_{\pi\pi}$	$ F_\pi ^2$
490.0	12112	1134	522	1646	$3.595 \pm 0.163$
520.0	12098	1160	285	1178	$2.597 \pm 0.134$
525.0	19355	1843	739	1644	$2.262 \pm 0.112$
530.0	11101	1052	258	911	$2.184 \pm 0.135$
535.0	14517	1373	508	1251	$2.295 \pm 0.130$
540.0	12880	1214	289	912	$1.884 \pm 0.119$
545.0	14317	1346	245	1142	$2.120 \pm 0.110$
550.0	11801	1109	264	756	$1.703 \pm 0.120$
555.0	18016	1689	551	1111	$1.640 \pm 0.106$
560.0	8997	844	312	492	$1.449 \pm 0.146$
565.0	17459	1639	477	1110	$1.683 \pm 0.103$
570.0	21166	1988	499	1227	$1.531 \pm 0.088$
575.0	9160	860	327	477	$1.373 \pm 0.150$
580.0	22017	2068	599	1159	$1.386 \pm 0.087$
585.0	14378	1352	486	654	$1.196 \pm 0.115$
590.0	21170	1992	616	969	$1.199 \pm 0.088$
595.0	22167	2092	966	861	$1.013 \pm 0.093$
600.0	27772	2624	1092	1049	$0.982 \pm 0.079$
605.7	20547	1943	537	848	$1.069 \pm 0.082$
610.0	24695	2336	668	947	$0.989 \pm 0.075$
615.0	18733	1774	499	779	$1.069 \pm 0.088$
620.0	22847	2165	700	883	$0.988 \pm 0.081$
625.0	28326	2689	586	883	$0.793 \pm 0.064$
630.0	25726	2445	546	708	$0.695 \pm 0.063$
635.0	32139	3056	630	919	$0.719 \pm 0.057$
640.0	38505	3664	671	1067	$0.693 \pm 0.052$
645.0	48074	4583	853	1104	$0.570 \pm 0.042$
650.0	45381	4330	797	1175	$0.639 \pm 0.046$
655.0	34733	3320	559	807	$0.569 \pm 0.050$
660.0	21881	2095	300	433	$0.483 \pm 0.054$
665.0	40606	3887	457	770	$0.459 \pm 0.040$
670.0	24223	2320	414	525	$0.523 \pm 0.062$
675.0	29074	2788	530	420	$0.346 \pm 0.049$
680.0	38744	3728	663	580	$0.357 \pm 0.040$
685.0	12389	1191	190	221	$0.424 \pm 0.078$
690.0	64315	6195	1078	917	$0.337 \pm 0.032$

## Список литературы

- [1] *J.E. Augustin et al.* Study of electron-positron annihilation into  $\pi^+\pi^-$  on the  $\rho^0$  resonance, Phys. Lett. B **28** (1969) 508.
- [2] *V.L. Auslender, G.I. Budker, E.V. Pakhtusova, Y.N. Pestov, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky and A.G. Khabakhpashev.* Study of rho meson resonance with electron - positron colliding beams, Novosibirsk, preprint, IYF-68-243 (1968), SLAC-TRANS-0087.
- [3] *V.E. Balakin, G.I. Budker, E.V. Pakhtusova, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky, G.M. Tumaikin and A.G. Khabakhpashev.* Investigation of the phi-meson resonance by electron-positron colliding beams, Phys. Lett. B **34** (1971) 328.
- [4] *V.E. Balakin et al.* Measurement of the electron-positron annihilation cross-section into  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$  pairs at the total energy 1.18-1.34 GeV, Phys. Lett. B **41** (1972) 205.
- [5] *S.R. Amendolia et al.* Measurement of the pion form-factor in the timelike region for  $Q^2$  values between  $0.1 (\text{GeV}/c)^2$  and  $0.18 (\text{GeV}/c)^2$ , Phys. Lett. B **138** (1984) 454.
- [6] *D. Benaksas et al.*  $\pi^+\pi^-$  production by  $e^+e^-$  annihilation in the rho energy range with the orsay storage ring, Phys. Lett. B **39** (1972) 289.
- [7] *G. Cosme et al.* Measurement of the electron - positron annihilation cross-section into  $\pi^+\pi^-$  at the energies 915 MeV, 990 MeV And 1076 MeV, LAL-1287
- [8] *A. Quenzer et al.* Pion form-factor from 480 MeV to 1100 MeV. (talk), Phys. Lett. B **76** (1978) 512.
- [9] *D. Bisello et al., [DM2 Collaboration].* The pion electromagnetic form-factor in the timelike energy range  $1.35 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 2.4 \text{ GeV}$ , Phys. Lett. B **220** (1989) 321.
- [10] *L.M. Barkov et al.* Electromagnetic pion form-factor in the timelike region, Nucl. Phys. B **256** (1985) 365.
- [11] *B. Esposito et al.* Measurements of the em timelike form-factors for kaon and pion at  $\sqrt{s} = 1.5 \text{ GeV}$ , Lett. Nuovo Cim. **28** (1980) 337.

- [12] *D. Bollini, P. Giusti, T. Massam, L. Monari, F. Palmonari, G. Valenti and A. Zichichi.* The pion electromagnetic form-factor in the timelike range  $1.44 \text{ GeV}^2 - 9.0 \text{ GeV}^2$ , *Lett. Nuovo Cim.* **14** (1975) 418.
- [13] *D. Bollini, P. Giusti, T. Massam, L. Monari, F. Palmonari, G. Valenti and A. Zichichi.* Search for rho like vector mesons in the mass range 1.2 GeV to 3.0 GeV, *Lett. Nuovo Cim.* **15** (1976) 393.
- [14] *G.W. Bennett et al.* Precise measurement of the negative muon anomalous magnetic moment, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 161802 (2004).
- [15] *M. Gourdin and E. De Rafael.* Hadronic contributions to the muon g-factor, *Nucl. Phys. B* **10**, 667 (1969).
- [16] *В.В. Анашин, И.Б. Вассерман, В.Г. Вещеревич и др.* Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП, Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск, 1984.
- [17] *Г.А. Аксенов, В.М. Аульченко, Л.М. Барков и др.* Проект детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985.
- [18] *E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, S.E. Baru et al.* General purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at The VEPP-2M Collider, *ICFA Instrumentation Bulletin*, 1988, **v.5** p.18.
- [19] *A.B. Arbuzov, G.V. Fedotovitch, F.V. Ignatov et al.* Monte-Carlo generator for the processes  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$  and  $K^+K^-, K_L K_S$  with precise radiative corrections at low energies, Preprint INP 04-70, Novosibirsk, 2004.
- [20] *A.B. Arbuzov, E.A. Kuraev, V.A. Astakhov et al.* Radiative corrections for pion and kaon production at  $e^+e^-$  colliders of energies below 2 GeV, *JHEP* **10** (1997) 006.
- [21] *A.B. Arbuzov, E.A. Kuraev, G.V. Fedotovitch et al.* Large angle QED processes at  $e^+e^-$  colliders at energies below 3 GeV, *JHEP*, **10** (1997) 001.
- [22] *S. Eidelman et al.* Review of Particle Physics, *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [23] *A. Fassio et al.* The physics models of FLUKA: Status and recent development, eConf C0303241 (2003) MOMT005 [arXiv:hep-ph/0306267].

- [24] *Ф.В. Игнатов и др.* Дрейфовая камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-64, Новосибирск, 1999.
- [25] *R.R. Akhmetshin et al.* Study of the process  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$  with CMD-2 detector, Phys. Lett. B **489** (2000) 125.
- [26] *R.R. Akhmetshin et al.*  $a_1(1260)\pi$  dominance in the process  $e^+e^- \rightarrow 4\pi$  at energies 1.05 GeV to 1.38 GeV, Phys. Lett. B **466** (1999) 392.
- [27] *Д.А. Горбачев.* Измерение сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в диапазоне энергий 1.04 – 1.38 ГэВ с детектором КМД-2, Квалификационная работа на соискание степени магистра, Новосибирск, 2001.
- [28] *Э.В. Анашкин.* Z-камера детектора КМД-2, ИЯФ 99-84, Новосибирск, 1999.
- [29] *G.J. Gounaris and J.J. Sakurai.* Finite-width corrections to the vector-meson-dominance prediction for  $\rho \rightarrow e^+e^-$ , Phys. Rev. Lett. **21** (1968) 244.
- [30] *R. R. Akhmetshin et al.* Measurement of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  cross section with CMD-2 around  $\rho$  meson, Phys. Lett. B **527** (2002) 161.

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Набор экспериментальных данных</b>	<b>4</b>
<b>3</b>	<b>Отбор коллинеарных событий</b>	<b>7</b>
<b>4</b>	<b>Разделение событий</b>	<b>9</b>
<b>5</b>	<b>Коррекция зависимости энергосвечения от полярного угла вылета частиц</b>	<b>12</b>
<b>6</b>	<b>Параметризация формы энергосвечения</b>	<b>13</b>
6.1	Энергосвечение электронов и позитронов . . . . .	13
6.2	Энергосвечение космических частиц . . . . .	15
6.3	Энергосвечение мюонов . . . . .	15
6.4	Энергосвечение пионов . . . . .	16
<b>7</b>	<b>Определение формфактора пиона</b>	<b>17</b>
<b>8</b>	<b>Радиационные поправки</b>	<b>17</b>
<b>9</b>	<b>Эффективность реконструкции треков</b>	<b>20</b>
<b>10</b>	<b>Эффективность триггера</b>	<b>24</b>
<b>11</b>	<b>Вклад фоновых событий</b>	<b>26</b>
<b>12</b>	<b>Систематическая ошибка</b>	<b>27</b>
<b>13</b>	<b>Формфактор пиона</b>	<b>33</b>
<b>14</b>	<b>Заключение</b>	<b>33</b>

*В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин, В.Ш. Банзаров, Л.М. Барков, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь, А.В. Брагин, А.А. Валишев, Н.И. Габышев, Д.А. Горбачев, А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, С.К. Дхаван, Д.А. Епифанов, А.С. Зайцев, С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.В. Карпов, И.А. Кооп, П.П. Кроковный, А.С. Кузьмин, И.Б. Логашенко, П.А. Лукин, А.П. Лысенко, А.И. Мильштейн, К.Ю. Михайлов, И.Н. Нестеренко, М.А. Никулин, А.В. Отбоев, В.С. Охажкин, Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, А.С. Попов, С.И. Редин, Б.Л. Робертс, Н.И. Ротт, А.А. Рубан, Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибидапов, В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, В.П. Смазгин, И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович, Б.И. Хазин, В.В. Хьюз, А.Г. Шапов, Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин*

**Измерение формфактора пиона  
в диапазоне энергий 1.04 – 1.38 ГэВ с детектором КМД-2**

*V.M. Aulchenko, R.R. Akhmetshin, V.Sh. Banzarov, L.M. Barkov, N.S. Bachtovoi, D.V. Bondarev, A.E. Bondar, A.V. Bragin, A.A. Valishev, N.I. Gabyshev, D.A. Gorbachev, A.A. Grebenyuk, D.N. Grigoriev, S.K. Dhavan, D.A. Epifanov, A.S. Zaitsev, S.G. Zverev, F.V. Ignatov, V.F. Kazanin, S.V. Karpov, I.A. Koop, P.P. Krokovny, A.S. Kuzmin, I.B. Logashenko, P.A. Lukin, A.P. Lysenko, A.I. Milstein, K.Yu. Mikhailov, I.N. Nesterenko, M.A. Nikulin, A.V. Otboev, V.S. Okhapkin, E.A. Perevedentsev, A.A. Polunin, A.S. Popov, S.I. Redin, B.L. Roberts, N.I. Root, A.A. Ruban, N.M. Ryskulov, A.L. Sibidapov, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky, V.P. Smakhtin, I.G. Snopkov, E.P. Solodov, J.A. Thompson, G.V. Fedotovitch, B.I. Khazin, V.W. Hughes, A.G. Shamov, Yu.M. Shatunov, B.A. Shwarz, S.I. Eidelman, Yu.V. Yudin.*

The measurement of pion formfactor  
in the c.m. energy range 1.04 to 1.38 GeV at CMD-2 detector

ИЯФ 2005-29

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 20.04.2005 г.

Сдано в набор 24.05.2005 г.

Подписано в печать 24.05.2005 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.5 печ.л., 2.0 уч.-изд.л.

Тираж 135 экз. Бесплатно. Заказ № 29

Обработано на ИВМ РС и отпечатано на  
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.