

На правах рукописи

ИГНАТОВ Федор Владимирович

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

**01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

**диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

НОВОСИБИРСК – 2008

Работа выполнена в Институте ядерной физики
им. Г.И. Будкера СО РАН.

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:

Хазин — доктор физико-математических наук.
Борис Исаакович

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

Ачасов — кандидат физико-математических наук.
Михаил Николаевич

Кожевников — доктор физико-математических наук.
Аркадий Алексеевич

**ВЕДУЩАЯ
ОРГАНИЗАЦИЯ:** — ГНЦ РФ “Институт теоретической
и экспериментальной физики”,
г. Москва.

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2008 г.
в “_____” часов на заседании диссертационного совета Д.003.016.02
Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН.

Адрес: 630090, г. Новосибирск-90,
проспект академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯФ
им. Г.И. Будкера СО РАН.

Автореферат разослан “_____” _____ 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физ.-мат. наук,
профессор

В.С. Фадин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

С 1992 по 2000 годы в Новосибирском институте ядерной физики имени Г.И.Будкера проводились эксперименты с детектором КМД-2 на накопителе со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М в диапазоне энергий от 360 до 1400 МэВ в системе центра масс.

Эта область энергий изучается со времени появления методики встречных пучков. Первые эксперименты были проведены на накопителях АСО (Орсэ, Франция) и ВЭПП-2 (Новосибирск) в конце 60-х годов. В 70–80-х годах проводились исследования на детекторах МЗН и ДМ1 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 комплекса ВЭПП-2М и созданию детекторов нового поколения КМД-2 и Сферического Нейтрального Детектора (СНД), работавших на накопителе до 2000 года. В этих экспериментах было получено множество данных о сечениях электрон-позитронной аннигиляции в адроны при низких энергиях, необходимых для решения многих проблем в физике частиц. Хотя адронные сечения измерены в широком диапазоне энергий на многих детекторах, однако последовательной теории КХД для описания адронных взаимодействий при низких энергиях до сих пор не существует. В частности, нужны более точные измерения для определения параметров легких векторных мезонов и поведения сечений между резонансами, обеспечивающих уникальную информацию о взаимодействиях легких кварков.

Основной целью данной работы является измерение сечения рождения двух заряженных пионов в области энергий от 1 до 1.4 ГэВ. Ранее формфактор в этой области энергий был детально измерен лишь в эксперименте на детекторе ОЛЯ с систематической погрешностью $10 \div 15\%$.

Данные о сечении позволяют получить информацию о поведении формфактора пиона, характеризующем его внутреннюю структуру, что важно для построения теоретических моделей, описывающих взаимодействие кварков при низких энергиях. Во времениподобной области формфактор можно определить из полного сечения электрон-позитронной аннигиляции в пару заряженных пионов. Кроме того, знание зависимости сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ от энергии важно для расчета аномального магнитного момента мюона $(g-2)_\mu$ и его сравнения с прецизионными измерениями, одно из которых было выполнено в БНЛ, США. Такое сравнение является чувствительным тестом Стандартной Модели.

История измерения пионного формфактора во времениподобной области насчитывает более 40 лет. В первых экспериментах на накопителях АСО(Орсэ, Франция) и ВЭПП-2 (Новосибирск) в конце 60-х годов было наблюено резонансное поведение формфактора, впервые измерены параметры ρ мезона и подтверждена применимость модели векторной доминантности. В последующие годы измерения продолжались на накопителях SPS, АСО, ВЭПП-2М, ADONE. Наиболее точные данные до эксперимента КМД-2 были получены в конце 70-х – начале 80-х годов детекторами КМД и ОЛЯ.

Дополнительным источником экспериментальных данных о поведении сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области низких энергий могут служить спектральные функции распада $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$. Используя гипотезу сохранения векторного тока и изоспиновую симметрию, можно связать изовекторную компоненту процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ со спектральной функцией $v_{1,\pi^-\pi^0}$. Детальные измерения спектральных функций распадов τ -лептона были проведены детекторами ALEPH, OPAL и CLEO-II. В скором будущем появятся новые данные с детекторов BaBar и Belle. В данный момент данные о сечении $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ плохо согласуются с поведением спектральной функции, определенной из распадов τ -лептона. Это расхождение требует дополнительного исследования. Новые, более точные данные, как со стороны экспериментов по электрон-позитронной аннигиляции, так и распадов τ -лептона, помогут объяснить природу этого расхождения, основные причины которого, по-видимому, лежат в нетривиальном учете изоспин-нарушающих поправок и изоскалярной составляющей сечения.

Как уже упоминалось выше, знание сечений процессов электрон-позитронной аннигиляции в адроны при низких энергиях требуется, в частности, для определения с лучшей точностью отношения:

$$R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-), \quad (1)$$

которое используется при вычислении ряда физических величин, в том числе, бегущей константы связи $\alpha_{QED}(s)$ и адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона a_μ^{had} .

Лидирующий адронный вклад в a_μ можно выразить через дисперсионный интеграл:

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

В области высоких энергий величина $R(s)$ может быть вычислена в рамках КХД, а для низких энергий, при вычислении интеграла (2) используются экспериментальные значения $R(s)$. Наличие s^2 в знаменателе подынтегрального выражения усиливает вклад области низких энергий. Численная оценка величины этого интеграла составляет $(693.2 \pm 5.1) \cdot 10^{-10}$, или, в относительных единицах, (59.4 ± 0.5) ppm. Наиболее точное экспериментальное значение величины a_μ , полученное экспериментом E821 в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (БНЛ), имеет относительную точность 0.54×10^{-6} . Это значение на 3.4 стандартных отклонения превышает теоретический расчет в рамках Стандартной Модели. Экспериментальный и теоретический вклады в ошибку разницы примерно одинаковы.

В настоящее время обсуждается возможность измерения аномально-го магнитного момента мюона с относительной точностью ~ 0.14 ppm, что в несколько раз улучшит точность эксперимента E821. Отсюда следует, что точность вычисления a_μ^{had} также должна быть улучшена в несколько раз. Тем самым определяются требования к точности вычисления эффектов поляризации вакуума в фотонном пропагаторе и радиационных поправок, относительная точность которых должна быть не хуже, чем $\sim 0.2\%$.

Другая величина, вычисляемая на основе данных о $R(s)$, это $\alpha(M_Z^2)$ - значение электромагнитной константы связи на массе Z бозона. На данный момент она известна с наихудшей точностью из трех параметров (константа Ферми $\delta G_\mu/G_\mu \sim 0.9 \cdot 10^{-5}$, $\delta M_Z/M_Z \sim 2.3 \cdot 10^{-5}$ и $\delta\alpha(M_Z^2)/\alpha(M_Z^2) \sim 2.4 \cdot 10^{-4}$), которые используются для определения предсказаний электрослабой части Стандартной Модели. Точность определения $\alpha(M_Z^2)$ является одним из главных ограничивающих факторов для прецизионной физики электрослабых взаимодействий. Именно она ограничивает точность косвенного определения массы хиггсовского бозона в Стандартной Модели.

Цель работы состояла в следующем:

- Создание алгоритма калибровки дрейфовой камеры детектора КМД-2.
- Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области энергий 1.04 – 1.38 ГэВ.
- Вычисление поляризации вакуума в области энергий ВЭПП-2000 с систематической точностью лучше 0.1 %.

Научная новизна работы

В диапазоне энергий от 1.04 до 1.38 ГэВ измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Результаты согласуются с предыдущими измерениями и имеют лучшую статистическую и систематическую точность.

Впервые поляризация вакуума в области энергий коллайдера ВЭПП-2М вычислена с относительной точностью лучше 0.1%.

Показано, что для вычисления поляризации вакуума можно пользоваться как “одетыми” так и “голыми” сечениями.

Научная и практическая ценность работы

Полученные результаты по измерению сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ позволяют улучшить точность вычисления различных физических величин, например, параметров ρ , ρ' , ρ'' - мезонов.

Адронные сечения электрон-позитронной аннигиляции применяются в различных дисперсионных вычислениях, в частности, эти сечения активно используются многими группами физиков при вычислении адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона и бегущей константы электромагнитного взаимодействия.

Поляризация вакуума в области энергий коллайдера ВЭПП-2М вычислена с относительной точностью лучше 0.1%, что необходимо для будущих прецизионных измерений адронных сечений.

Апробация работы

Работы, положенные в основу диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на научных семинарах в ведущих отечественных и зарубежных центрах, таких как ИЯФ СО РАН (Новосибирск), ИТЭФ (Москва), BNL (США), Frascati (Италия). Кроме того, результаты работы докладывались на Сессии-конференции: “Физика фундаментальных взаимодействий” (Москва, февраль 2004 и декабрь 2005) и на Международных конференциях: НЕР 2001 (Будапешт, Венгрия, июнь 2001), Егисе 2001 (Эриче, Италия, август 2002), DAFNE 2004 (Фраскати, Италия, июнь 2004).

Структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех основных глав и заключения. Объем диссертации составляет 174 страниц, включая 113 рисунков и 13 таблиц. Список литературы включает 220 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении кратко сформулированы основные задачи данной работы. Обсуждены актуальность работы, результаты предыдущих аналогичных экспериментов. Описаны структура и содержание диссертации.

В первой главе диссертационной работы представлено описание ускорительного-накопительного комплекса ВЭПП-2М и детектора КМД-2, на котором в течение 1992–2000 гг. велся набор экспериментальных данных во всем диапазоне энергий ускорителя. Вертикальный и горизонтальный разрезы детектора схематически показаны на Рис. 1. Координаты, углы вылета и импульсы заряженных частиц измеряются координатной системой детектора, состоящей из дрейфовой и Z-камер, расположенных в магнитном поле величины 10 кГс. Цилиндрический и 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.

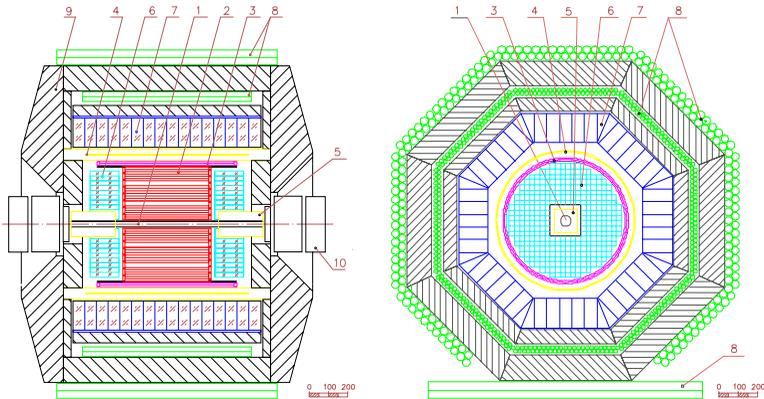


Рис. 1. Детектор КМД-2. 1 - вакуумная камера, 2 - дрейфовая камера, 3 - Z-камера, 4 - основной сверхпроводящий соленоид, 5 - компенсирующие соленоиды, 6 - торцевой (BGO) калориметр, 7 - цилиндрический (CsI) калориметр, 8 - пробежная система, 9 — ярмо магнита, 10 - квадрупольные линзы.

Во второй главе рассмотрен основной элемент трековой системы детектора – дрейфовая камера. Описан алгоритм восстановления треков. Приведена методика калибровки параметров камеры для получения наи-

лучшего координатного и импульсного разрешений. Выявлены основные факторы, влияющие на разрешение дрейфовой камеры.

Третья глава посвящена измерению сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области энергий от 1.04 до 1.38 ГэВ в системе центра масс с детектором КМД-2. В процессе сканирования энергий выше ϕ мезона с детектором КМД-2 был набран интеграл светимости около 6 пб^{-1} , что соответствует примерно 75 тысячам зарегистрированных событий $\pi^+\pi^-$. Набор велся в 35 точках по энергии пучка от 520 до 690 МэВ с шагом 5 МэВ.

Для выделения событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ отбирались события с двумя треками, которые удовлетворяют условию коллинеарности, и вершина события лежит близко к месту встречи пучков. Средний импульс ограничивался сверху для уменьшения количества космических событий и снизу, чтобы подавить события $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$.

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 $\rho\pi$, а $\pi^+\pi^-2\pi^0$ события равномерно разыгрывались по фазовому объему. Определялась эффективность, с которой события этих процессов удовлетворяют условиям отбора коллинеарных событий и, после нормировки на экспериментальные сечения, находился их вклад в формфактор пиона. Относительный суммарный вклад этих процессов не превышает 0.8 %.

Для определения числа событий каждого процесса среди коллинеарных событий использовались двумерные распределения энерговыделений в CsI калориметре как показано на Рис. 2. События разделялись минимизацией функции 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 (π , μ , e , $cosmic$). Электроны и позитроны производят в калориметре электромагнитный ливень, поэтому они заметно отличаются по энерговыделению от других заряженных частиц. Энерговыделение 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 с учетом разрешений и эффективностей регистрации в детекторе. Количество космических частиц определяется по распределению расстояния вершины события до места встречи пучков.

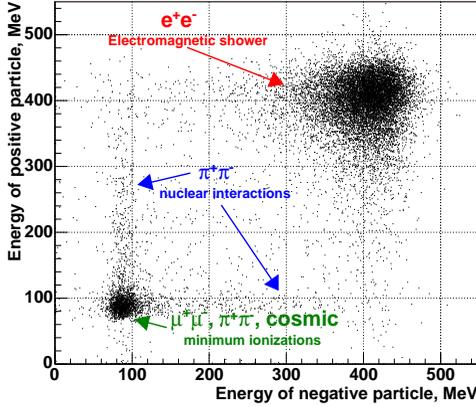


Рис. 2. Распределение коллинеарных частиц по энерговыведению в калориметре.

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

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

где $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}^{pointlike}$ – сечение, вычисленное в предположении отсутствия внутренней структуры пиона. Формфактор пиона F_π 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:

$$\begin{aligned} |F_\pi|^2 &= \frac{N_{\pi^+\pi^-}}{N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-}} \times \\ &\times \frac{\sigma_{e^+e^-}^B \cdot (1 + \delta_{e^+e^-}) \cdot \varepsilon_{e^+e^-} + \sigma_{\mu^+\mu^-}^B \cdot (1 + \delta_{\mu^+\mu^-}) \cdot \varepsilon_{\mu^+\mu^-}}{\sigma_{\pi^+\pi^-}^{pointlike} \cdot (1 + \delta_{\pi^+\pi^-}) \cdot \varepsilon_{\pi^+\pi^-} \cdot (1 - \Delta_{\pi loss})} \\ &\quad - \Delta_{3\pi, 4\pi, K^+K^-}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $N_{\pi^+\pi^-}/(N_{e^+e^-} + N_{\mu^+\mu^-})$ – найденное в процессе минимизации отношение числа зарегистрированных пионов к числу мюонов и электро-

нов, δ – радиационные поправки, ε – эффективность регистрации, $\Delta_{3\pi,4\pi,K+K^-}$ – поправка на вклады других процессов, Δ_{loss} – поправка на потерю пионов в вакуумной трубе и объеме дрейфовой камеры из-за ядерных взаимодействий.

Поправка на потерю пионов из-за ядерных взаимодействий определялась из моделирования сравнением количества отбираемых пионов с учетом и без учета ядерных взаимодействий. Величина поправки составила $0.8 \div 1.2$ %.

При отборе коллинеарных событий используется только информация с дрейфовой камеры, поэтому, отобрав нужные (тестовые) события по калориметру CsI, и проверив, есть ли в дрейфовой камере восстановленные треки, можно определить эффективность реконструкции события. Эффективность реконструкции составляет $97 \div 98$ %. Согласно формуле 4, при определении формфактора пиона играет роль только различие эффективностей регистрации разных процессов, которое между электронами и мюонами составила 0.16 ± 0.09 %.

Точность расчетов радиоправок оценивается в 0.2% для всех процессов. 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 критерии отборов. Для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ учитываются энергетические потери электронов и позитронов, связанные с тормозным излучением на вакуумной трубе и первых 10 см дрейфовой камеры.

Суммарная величина систематической ошибки составляет $1.2 \div 4.2$ % и не превышает трети от статистической ошибки в каждой экспериментальной точке. Основные вклады в систематическую ошибку приведены в Таблице 1. Рост систематической ошибки с энергией связан с тем, что ошибка в числе мюонов дает прямой вклад в ошибку числа пионов, а отношение числа мюонов к числу пионов изменяется от 1 до 7 при изменении энергии в с.д.м. от 1.0 до 1.38 ГэВ.

Одна из проверок методики разделения была проведена с использованием моделированных событий e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$. При обработки моделирования учитывались поправки на потерю пионов из-за ядерного взаимодействия, энергетические потери электронов на вакуумном промежутке, разрешение дрейфовой камеры при расчете радиоправок, вычислялась эффективность реконструкции моделируемых событий (разница эффективностей регистрации e^+e^- и $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ в моделировании составила $\varepsilon_{MIP} - \varepsilon_{e^+e^-} = 0.189 \pm 0.004$ %). Таким образом, использование

Таблица 1. 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÷0.5 %
Эффективность регистрации	0.5÷ 2 %
Потеря пионов	0.2 %
Тормозное излучение e^+e^- на трубе	0.05÷1.7 %
Радиационные поправки	0.5÷ 2 %
Фоновые события	0.6÷1.6 %
Калибровка энергии	0.7÷1.1 %
Процедура разделения частиц	0.2÷1.5 %
	1.2 ÷ 4.2 %
Статистическая ошибка в точке	5 ÷ 13 %

полного моделирования позволило проверить правильность учета всех применяемых поправок. Отличие величины получаемого формфактора от используемого в моделировании изменялось от 0.2 до 1.5 % в зависимости от энергии. Величина расхождения при самой большой энергии 1.5 %, из которых 1 % составил вклад от процедуры разделения, а оставшиеся 0.5 % характеризуют систематическую точность учета перечисленных поправок.

Зависимость формфактора от энергии параметризовалась с помощью модели Гунариса-Сакураи. Для описания данных в интервале $\sqrt{s} = 360 \div 1380$ МэВ, кроме вклада от $\rho(770)$ мезона учитывалась его интерференция с ω и ϕ мезонами, а также вклады возбужденных состояний ρ мезона - $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Пионный формфактор записывался в виде:

$$|F_\pi(s)|^2 = \left| \left(\text{BW}_{\rho(770)}^{\text{GS}}(s) \cdot \left(1 + \delta_\omega \frac{s}{m_\omega^2} \text{BW}_\omega(s) + \delta_\phi \frac{s}{m_\phi^2} \text{BW}_\phi(s) \right) + \beta \text{BW}_{\rho(1450)}^{\text{GS}}(s) + \gamma \text{BW}_{\rho(1700)}^{\text{GS}}(s) \right) / (1 + \beta + \gamma) \right|^2, \quad (5)$$

где $\text{BW}_\rho^{\text{GS}}(s)$ — параметризация ρ мезона в модели Гунариса-Сакураи, $\text{BW}_\omega(s), \text{BW}_\phi(s)$ — ω, ϕ резонансы, которые из-за малой ширины описывались простой формой Брейт-Вигнера:

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

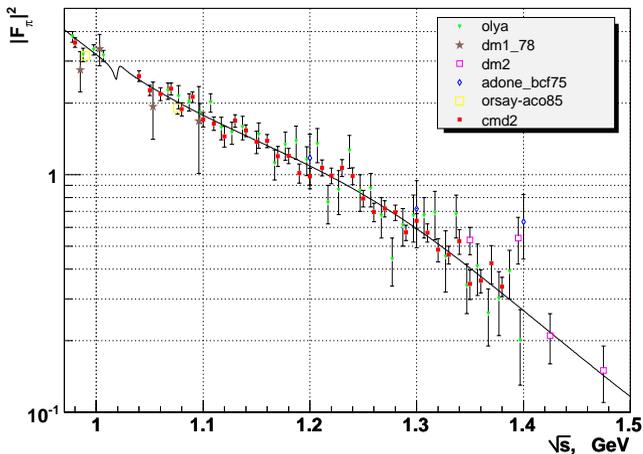


Рис. 3. Формфактор пиона $|F_\pi|^2$.

$\delta_\omega, \delta_\phi, \beta$ и γ — параметры модели, описывающие относительные вклады $\rho - \omega$, $\rho - \phi$ интерференций и состояний $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$. Для аппроксимации использовались все данные по формфактору с детектора КМД-2, и чтобы описать $\rho(1700)$ были добавлены данные DM2. Результат аппроксимации экспериментальных данных приведен на Рис. 3, из которого видно, что выбранная модель хорошо описывает экспериментальные данные ($\chi^2/ndf = 137/125$).

Описание формфактора пиона в виде записанном в формуле (5), где ρ' и ρ'' мезоны описываются параметризацией Гунарис-Сакураи, предполагает, что возбужденные состояния ρ мезона могут распадаться только в $\pi^+\pi^-$. Такая параметризация достаточно популярна во многих работах и уже позволяет хорошо описывать формфактор пиона. С другой стороны, в распадах ρ' доминирует распад на 4π , что сильно меняет зависимость ширины ρ' от энергии, и, в принципе, может повлиять на получаемые параметры $\rho(770)$. Чтобы посмотреть, как ведут себя получаемые параметры ρ мезонов, в зависимость ширины распада ρ' и ρ'' от энергии был добавлен распад на 4π . Для ограничения роста ширины с энергией вводился барьерный фактор Блатта-Вейскопфа, так, чтобы $\sqrt{s} \cdot \Gamma(s) \rightarrow const$ при $s \rightarrow \infty$. Чтобы учесть аналитичность массового оператора, соответствующего пропагатору ρ мезона, его реальная часть определялась из зависимости ширины от энергии на основе дисперсион-

ного соотношения:

$$\delta m^2(s) = \delta m^2(0) + s \frac{d\delta m^2(0)}{ds} + \frac{s^2}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} ds' \frac{\sqrt{s'}\Gamma(s')}{s'^2(s' - s - i\epsilon)}.$$

Все кривые, соответствующие учету того или иного из перечисленных выше факторов, почти неотличимы в области энергий $\sqrt{s} < 1.4$ ГэВ. Изменение параметризации ρ' и ρ'' приводит к изменению получаемых величин параметров ρ мезона: $\Delta m_\rho = \pm 0.5$ МэВ, $\Delta \Gamma_\rho = \pm 1.4$ МэВ, $\Delta Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) = \pm 0.025$ %, что находится на уровне статистических ошибок этих параметров.

В четвертой главе описана процедура вычисления поляризации вакуума лептонами и адронами с учетом всех поправок порядка $\mathcal{O}(\alpha)$ и приведены компактные формулы для учета вклада узких резонансов. Используя данные всех доступных экспериментов по измерению электрон-позитронной аннигиляции в адроны, поляризация вакуума в области энергий ВЭПП-2000 вычислена с точностью лучше 0.1 %. В области ω и ϕ мезонов точности вычислений равны, соответственно, 0.14 % и 0.5 %.

Вычислить поляризацию вакуума из первых принципов затруднительно, так как промежуточные состояния, содержащие адронные петли, требуют вычислений на основе непертурбативной КХД. Тем не менее, поляризационный оператор может быть посчитан из экспериментальных данных, если использовать условия аналитичности и унитарности:

$$\begin{aligned} \Pi(s) &= \frac{s}{4\pi^2\alpha} \left[\text{PV} \int_{4m_l^2}^{\infty} \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow all}^{dress}(s') ds'}{s-s'} - i\pi \sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow all}^{dress}(s) \right], \\ \mathcal{P}(s) &= \frac{s}{4\pi^2\alpha} \left[\text{PV} \int_{4m_l^2}^{\infty} \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow all}^{bare}(s') ds'}{s-s'} - i\pi \sigma_{e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow all}^{bare}(s) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В дисперсионном соотношении (6) стоят либо *одетые* сечения и, соответственно, вычисляется фотонная собственно-энергетическая функция $\Pi(s)$, либо *голые* сечения и вычисляется поляризационный оператор фотона $\mathcal{P}(s)$. Обе функции связаны друг с другом соотношением:

$$1 + \Pi(s) = \frac{1}{1 - \mathcal{P}(s)}. \quad (7)$$

Вычисление поляризации вакуума тем или иным методом имеет как свои преимущества так и свои недостатки. Экспериментальные данные

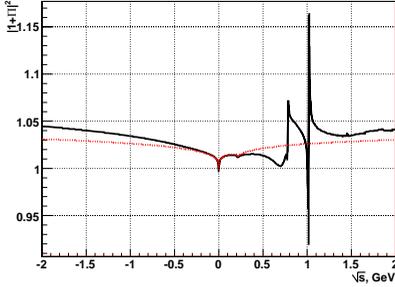


Рис. 4. Поляризация вакуума в области энергий ВЭПП-2М. Штриховая линия соответствуют вкладу лептонной составляющей.

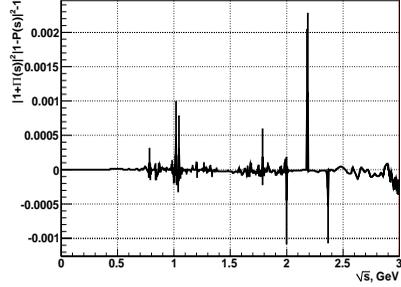


Рис. 5. Сравнение результатов по вычислению поляризации вакуума с использованием “толых” и “одежных” сечений.

по адронным сечениям принято представлять с учетом эффекта поляризации вакуума в промежуточном фотоне, чтобы параметры промежуточных частиц соответствовали физическим величинам. Приводимые в таблицах элементарных частиц параметры всех узких резонансов извлекаются из анализа *одетых* сечений, поэтому выглядит более логичным использовать дисперсионное соотношение для собственно-энергетической функции фотона. Тем не менее, в этом случае необходимо добавлять в лептонные и адронные сечения, посчитанные на основе пертурбативной КХД, вклад, связанный с поляризацией вакуума в промежуточном фотоне. Если же использовать дисперсионное соотношение для поляризационного оператора, то необходимо “раздеть” экспериментальные адронные сечения и в качестве параметров узких резонансов использовать параметры “толых”-частиц. В обоих способах вычисления поляризации вакуума необходимо производить итерационным методом. В случае узких резонансов необходимо уже в первой итерации использовать параметры “толых”-частиц. Это связано с тем, что величина поляризации вакуума вблизи таких резонансов $|\mathcal{P}| \gg 1$, и итерационная процедура вычисления расходится.

На Рис. 4 представлен результат вычисления поляризации вакуума $|1 + \Pi(s)|^2$ в зависимости от энергии. Для сравнения показан вклад в поляризацию вакуума лептонной составляющей $1/|1 - \mathcal{P}(s)|^2$. На Рис. 5 приведена величина $|1 + \Pi(s)|^2 \cdot |1 - \mathcal{P}(s)|^2 - 1$, как функция энергии в системе центра масс. Это произведение дает сравнение двух методов вы-

числения вакуумной поляризации фотона с применением *одетых*, либо *голых* сечений. В идеальном случае оба метода должны точно совпадать. Как видно из рисунка, на ϕ мезоне расхождение достигает 0.1 %, что связано с интегрированием экспериментальных данных и лежит в пределах статистической точности.

В Заключение приведены основные результаты работы:

1. Данная работа показала, что, используя реальные события, можно с высокой точностью откалибровать камеру. Получаемые импульсное и координатное разрешения согласуются друг с другом, а их поведение довольно хорошо объясняется реальными параметрами газовой смеси.
2. В работе проведен анализ и измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 1040 ÷ 1380 МэВ в системе центра масс с лучшей в мире точностью. Систематическая ошибка измерений составила 1.2 ÷ 4.2 %, при статистической ошибке 5 ÷ 13 %. Измеренное сечение хорошо согласуется с предыдущими экспериментами. Для описания формфактора в этой области необходим учет вкладов $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$.
3. Рассмотрены разные параметризации $\rho(1450)$ и $\rho(1700)$ мезонов, которые во всех случаях хорошо описывают экспериментальные данные по формфактору пиона. Изменение параметризации ρ' и ρ'' приводит к изменению параметров ρ мезона: $\Delta m_\rho = \pm 0.5$ МэВ, $\Delta \Gamma_\rho = \pm 1.4$ МэВ, $\Delta Br(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-) = \pm 0.025$ %, что находится в пределах статистической ошибки этих параметров. Поведение формфактора пиона при энергиях $\sqrt{s} > 1$ ГэВ в основном определяется $\rho' - \rho''$ - интерференцией, причем в области ρ'' присутствуют только точки с DM2 которые имеют большие статистические и систематические ошибки. Было бы очень желательно иметь в этой области энергий дополнительные данные, которые появятся на детекторе КМД-3 в эксперименте по прямому измерению адронных сечений в области энергий $\sqrt{s} < 2$ ГэВ, а также данные детекторов BELLE и BaBar, где формфактор пиона измеряется методом радиационного возврата.
4. Приведена методика вычисления поляризации вакуума с учетом всех поправок порядка $\mathcal{O}(\alpha)$. В области энергий коллайдера ВЭПП-2000, за исключением области резонансов, точность вычисления поляризации вакуума составила $2\text{ReP} < 0.1$ %. В области ω и ϕ мезонов точность вычисления равна соответственно 0.14 % и 0.5 %. Два

метода вычисления вакуумной поляризации фотона с применением *одетых*, либо *голых* сечений хорошо согласуются друг с другом.

Основные положения диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] D.V. Chernyak, D.A. Gorbachev, F.V. Ignatov *et al.*, “The performance of the drift chamber for the CMD-2 detector,” Nucl. Instrum. Meth. A **419** (1998) 370.
- [2] Ф.В. Игнатов, П.А. Лукин, А.С. Попов *и др.*, “Дрейфовая камера КМД-2,” Препринт ИЯФ 1999-64, Новосибирск, 1999.
- [3] I.B. Logashenko, R.R. Akhmetshin, ..., F.V. Ignatov *et al.*, “Measurement of hadronic cross-sections in e^+e^- collisions below 1.4-GeV at CMD-2,” *prepared for HEP 2001, Budapest, Hungary, 12-18 Jul 2001*, Published in “Budapest 2001, High energy physics,” hep2001/173
- [4] F. Ignatov for CMD-2 Collaboration, “New data on $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross section with CMD-2 in energy range $\sqrt{s} = 0.37$ GeV To 1.38 GeV,” *prepared for DAFNE 2004, Rome, Frascati, Italy, 7-11 Jun 2004*, Published in “Frascati 2004, DAPHNE 2004,” 451-455.
- [5] В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин, ..., Ф.В. Игнатов *и др.*, “Изменение формфактора пиона в диапазоне энергий 1.04 - 1.38 ГэВ с детектором КМД-2,” Препринт ИЯФ 2005-29, Новосибирск, 2005.
- [6] Y.M. Bystritskiy, E.A. Kuraev, A.V. Bogdan, F.V. Ignatov and G.V. Fedotovich, “New formulation of $(g - 2)_\mu$ hadronic contribution,” JETP Lett. **83** (2006) 51 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **83** (2006) 57].
- [7] A.B. Arbuzov, G.V. Fedotovich, F.V. Ignatov, E.A. Kuraev and A.L. Sibidanov, “Monte-Carlo generator for e^+e^- annihilation into lepton and hadron pairs with precise radiative corrections,” Eur. Phys. J. C **46** (2006) 689.
- [8] V.M. Aulchenko, R.R. Akhmetshin, ..., F.V. Ignatov *et al.*, “Measurement of the pion form factor in the energy range 1.04 GeV - 1.38 GeV with the CMD-2 detector,” JETP Lett. **82** (2005) 743 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **82** (2005) 841].