

На правах рукописи

ЛОГАШЕНКО Иван Борисович

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА
 $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ И АНОМАЛЬНОГО
МАГНИТНОГО МОМЕНТА МЮОНА**

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

АВТОРЕФЕРАТ

**диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук**

НОВОСИБИРСК – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера Сибирского отделения Российской академии наук.

НАУЧНЫЙ КОНСУЛЬТАНТ:

ЭЙДЕЛЬМАН – доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, г. Новосибирск.
Семен Исаакович

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

ДОРОХОВ – доктор физико-математических наук, Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, ведущий научный сотрудник.
Александр Евгеньевич

СОКОЛОВ – доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение «Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова НИЦ «Курчатовский институт», г. Протвино, ведущий научный сотрудник.
Анатолий Александрович

ПАХЛОВА – доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, ведущий научный сотрудник.
Галина Владимировна

ВЕДУЩАЯ – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований РАН, г. Москва.
ОРГАНИЗАЦИЯ:

Защита диссертации состоится « 5 » октября 2018 г. в « 10:00 » часов на заседании диссертационного совета Д 003.016.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН.

Адрес: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 11.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН.

Автореферат разослан « 14 » июня 2018 г.

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

В. С. Фадин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Стандартная модель, современная теория микромира, построенная в конце шестидесятих годов XX столетия, вплоть до сегодняшнего дня демонстрирует исключительную способность к описанию явлений, наблюдаемых в мире элементарных частиц. Тем не менее, ряд наблюдений, в первую очередь астрофизических, позволяют утверждать, что Стандартная модель неполна на фундаментальном уровне. Поэтому одним из основных направлений исследований в области физики высоких энергий является поиск в лабораторных экспериментах явлений, которые не могут быть описаны в рамках Стандартной модели.

Основным направлением поисков является проведение экспериментов при все больших энергиях частиц. Большие надежды возлагаются на продолжающиеся эксперименты на Большом Адронном Коллайдере (БАК), на котором возможно рождение частиц с массой до нескольких ТэВ. Другим направлением поисков является проведение экспериментов при относительно небольших энергиях, но с очень высокой точностью. Целью таких экспериментов является поиск очень редких явлений, запрещенных или сильно подавленных в Стандартной модели, или поиск отличий измеренного значения наблюдаемой величины от ее значения, предсказанного в рамках теории. Измерение аномального магнитного момента мюона представляет собой самый яркий пример эксперимента последнего типа.

Магнитный момент μ элементарной частицы, или ее гиромагнитное отношение g , является одним из фундаментальных свойств частицы. Отличие g от 2, или ненулевое значение аномального магнитного момента $a = (g - 2)/2$, является результатом взаимодействия частицы с виртуальными частицами — флуктуациями квантовых полей, составляющих вакуум. Именно поэтому, измеряя величину аномального магнитного момента, можно оценить интегральный вклад всех существующих полей (взаимодействий), включая те, которые не описаны в рамках Стандартной модели.

Наилучшая точность как расчета, так и измерения аномального магнитного момента достигнута для электрона. Однако этой точности недостаточно, чтобы наблюдать возможный вклад полей за рамками Стандартной модели. Аномальный магнитный момент мюона оказывается в $\sim (m_\mu/m_e)^2 \approx 43000$ более чувствительным инструментом поиска новых взаимодействий. Даже с учетом худшей точности и расчета, и измере-

ния, чувствительность a_μ к вкладу неизвестных взаимодействий почти на 2 порядка выше, чем чувствительность a_e .

Первые измерения, которые подтвердили ненулевое значение аномального магнитного момента мюона, были проведены в конце 50-х годов. Следующая серия измерений была проведена в ЦЕРН в 60-х-70-х годах XX столетия. Методика последнего из экспериментов, CERN-III, стала стандартной для всех последующих экспериментов. Достигнутая точность в 7.3 ppm впервые позволила “увидеть” не только вклад квантовой электродинамики, но и вклад сильных взаимодействий с 10% точностью. Наиболее точный на настоящий момент эксперимент E821 по измерению аномального магнитного момента был проведен в конце 90х - начале 2000х годов в Брукхейвенской Национальной лаборатории. В целом, схема эксперимента повторяла схему последнего эксперимента, проведенного в ЦЕРН (CERN III). Однако множество улучшений отдельных систем и использование новых подходов в схеме эксперимента позволили эксперименту в БНЛ достичь точность 0.54 ppm, в 14 раз превышающую точность эксперимента в ЦЕРН.

Как было отмечено ранее, наибольший интерес вызывает не сама величина аномального магнитного момента мюона, а ее отличие от расчетного значения. В рамках Стандартной модели выделяется три вклада в a_μ — вклады электромагнитных, электрослабых и сильных взаимодействий. Точность вычисления электромагнитного и электрослабого вкладов, лучше 0.001 ppm и 0.01 ppm соответственно, значительно превышает точность измерения a_μ . В случае сильных взаимодействий ситуация принципиально отличается. Величина этого вклада достаточно велика, ~ 60 ppm, а точность вычисления на сегодняшний день оценивается в $50 \cdot 10^{-11}$, что очень близко к точности измерения a_μ и значительно хуже точности вычисления остальных вкладов. Особенность вычисления a_μ^{Had} состоит в том, что из-за непертурбативности КХД его нельзя провести из “первых принципов” в рамках теории возмущений. Фактически, единственный метод, с помощью которого удастся вычислить a_μ^{Had} на сегодняшний день, состоит в интегрировании полного сечения аннигиляции e^+e^- в адроны. Особенность интеграла состоит в том, что область низких энергий усиливается приблизительно как $\sim 1/s$, поэтому основной вклад набирается в области низких энергий.

Полное сечение аннигиляции e^+e^- в адроны, или близко связанное с ним отношение $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, хорошо предсказывается в рамках КХД в области высоких энергий, когда становятся применимы методы теории возмущений. Однако в области низких энергий единственный способ узнать $R(s)$ — измерить его в экспери-

менте. Во всех существующих расчетах a_μ^{Had} интегрирование в области низких энергий производится по экспериментальным данным, а в области высоких энергий — с использованием предсказаний пертурбативной КХД. Энергия, при которой происходит переход от экспериментальных данных к расчетным, отличается для различных расчетов и варьируется в диапазоне от 1.8 до 5 ГэВ. Таким образом, от точности измерения $R(s)$ в области низких энергий, от порога $2m_\pi$ до приблизительно 2 ГэВ в системе центра масс, напрямую зависит точность расчета адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона и точность сравнения измеренного и расчетного значений a_μ . При этом определяющую роль играет систематическая ошибка измерений, т.к. она не усредняется при интегрировании.

В обсуждаемой области энергий измерить $R(s)$ инклюзивно, т.е. напрямую измерить сечение $e^+e^- \rightarrow X$, где X представляет собой любое адронное состояние, с высокой точностью очень сложно. Это связано с тем, что в этой области энергий мала средняя множественность частиц в событии, поэтому, для определения с высокой точностью эффективности регистрации, необходимо детальное знание динамики данного процесса (другими словами, угловые и энергетические распределения вторичных частиц). Однако именно в этой области энергий КХД не может предсказать соответствующие распределения. Поэтому для измерения $R(s)$ используется эксклюзивный подход — измеряется сечение $\sigma_X(s)$ для каждого возможного конечного состояния X отдельно и $R(s)$ вычисляется как сумма всех эксклюзивных сечений. Получается, что каждое возможное конечное состояние вносит свой независимый вклад в a_μ^{Had} , и все эти вклады суммируются.

Оказывается, что из всех конечных состояний доминирующий вклад в a_μ^{Had} , около 80%, вносит самый простой адронный канал $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Кроме того, т.к. это сечение довольно быстро спадает при энергиях выше 1 ГэВ, основной вклад в интеграл вносит область энергий $\rho(770)$ мезона. Из-за доминирующего вклада в a_μ^{Had} , измерение сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ вызвало широкий интерес и было проведено несколькими группами. Все существующие измерения можно разбить на две группы — прямые измерения со сканированием энергии и измерения методом радиационного возврата. В области энергий до 2 ГэВ в с.ц.м. наиболее точные прямые измерения сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ были проведены с детекторами КМД-2 и СНД на коллайдере ВЭПП-2М. Измерения методом радиационного возврата были проведены на В-фабрике BaBar, φ -фабрике KLOE и, совсем недавно, с детектором BES-3.

С учетом всех существующих на сегодняшний день измерений $R(s)$,

точность вычисления a_μ в рамках Стандартной модели достигла уровня 0.3–0.4 ppm. Между результатом измерения аномального магнитного момента мюона в эксперименте E821 и его предсказанием в рамках Стандартной модели наблюдается разница на уровне 3.5–4 стандартных отклонений. С учетом сложности эксперимента и расчетов, такой уровень различия преждевременно интерпретировать как надежно установленный факт проявления взаимодействий за рамками Стандартной модели. Тем не менее, этот результат вызвал огромный интерес научного сообщества, и он на сегодняшний день является наиболее значимым наблюдением расхождения с предсказанием Стандартной модели в лабораторном эксперименте.

Цель работы

В работе рассматриваются два эксперимента, представляющие обе стороны поисков вклада взаимодействий за рамками Стандартной модели в аномальный магнитный момент мюона. Целью первого эксперимента является прецизионное измерение сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в области энергий до 1.4 ГэВ в системе центра масс, ключевого ингредиента при вычислении вклада сильных взаимодействий в a_μ . Измерения проводились с детектором КМД-2 на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-2М в Институте ядерной физики СО РАН им. Г.И.Будкера (Новосибирск). Целью второго эксперимента являлось измерение аномального магнитного момента мюона. Измерения проводились в Брукхэйвенской Национальной Лаборатории (США).

Личный вклад автора

Оба эксперимента проводились коллективами, состоящими из нескольких десятков человек. В обоих экспериментах автор внес существенный вклад. В экспериментах с детектором КМД-2 автором была разработана система сбора данных и система управления, обеспечена эксплуатация и текущая модернизация системы на протяжении всего жизненного цикла детектора. Автором была разработана методика анализа данных для измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ и методика $e/\mu/\pi$ разделения на основе анализа энергосыделения частиц в калориметре. Автор лично участвовал в наборе экспериментальной статистики и проводил анализ данных. В эксперименте по измерению аномального магнитного момента мюона автором был разработан основной алгоритм реконструкции данных для измерения частоты прецессии мюона и реализована система обработки данных эксперимента, включающая программное обеспечение для реконструкции и анализа данных и для организации процесса обра-

ботки. Автор лично участвовал в наборе экспериментальной статистики, проводил анализ данных, провел анализ систематических ошибок измерения частоты прецессии мюона, связанных с реконструкцией данных, наложением сигналов, калибровкой калориметров.

Научная новизна

Результаты измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ являются наиболее точными прямыми измерениями в области энергий до 1.4 ГэВ в системе центра масс. Использование этих результатов позволило заметно уменьшить неопределенность величины вклада сильных взаимодействий в a_μ и достичь точности вычисления, приблизительно равной точности измерения. Результат измерения аномального магнитного момента мюона является наиболее точным измерением этой величины. Наблюдается различие в 3–4 стандартных отклонения между измеренным значением a_μ и его предсказанием в рамках Стандартной модели. Это отклонение на сегодняшний день является самым существенным указанием на наличие взаимодействий за рамками Стандартной модели, наблюдаемых в лабораторных экспериментах.

Научная и практическая ценность

Результаты работы внесены в таблицы свойств элементарных частиц и базы данных сечений процессов в физике элементарных частиц.

Результаты измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ используются при расчете ряда величин и функций в физике элементарных частиц: аномального магнитного момента электрона, мюона и τ -лептона, постоянной тонкой структуры при энергиях Z -бозона, электромагнитного радиуса пиона, адронной поляризации вакуума.

Разработанный автором алгоритм реконструкции данных эксперимента по измерению a_μ успешно использовался с модификациями в эксперименте MULAN по прецизионному измерению времени жизни мюона.

Разработанные методы измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ легли в основу используемых в настоящее время подходов в экспериментах с детектором КМД-3.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Разработана система автоматизации детектора КМД-2, включающая в себя комплекс программного обеспечения, предназначенного для выполнения следующих задач: чтения данных из электроники детектора; анализа данных в режиме реального времени и реализации на его основе третичного триггера и системы оперативного контроля качества данных; организации системы мониторинга

детектора; организации системы управления детектором. Система автоматизации успешно проработала в течение всего срока эксплуатации детектора КМД-2.

2. Разработана методика измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с детектором КМД-2, включая методики отбора и идентификации событий и вычисления необходимых поправок. Проведен анализ возможных вкладов в систематическую ошибку.
3. Проведен цикл экспериментов с детектором КМД-2 по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Набран интеграл светимости в диапазоне энергий от 0.37 до 1.38 ГэВ в системе центра масс. Достигнута наилучшая в мире систематическая точность прямого измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Результаты измерений используются для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона.
4. Разработаны алгоритмы реконструкции и калибровки данных с калориметров эксперимента E821. Реализован комплекс программного обеспечения для обработки данных эксперимента. Проведен анализ возможных вкладов в систематическую ошибку измерения частоты прецессии мюона, связанных с реконструкцией данных и наложением сигналов от нескольких электронов.
5. Проведен цикл экспериментов по измерению аномального магнитного момента мюона. Достигнута точность измерения 0.54 ppm, что в 14 раз лучше точности предыдущих измерений.

Апробация работы

Материалы работы опубликованы в ведущих зарубежных и российских научных журналах и неоднократно докладывались на международных конференциях и семинарах, в частности: Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions (SUSY01, Дубна, 2001), Heavy Quarks and Leptons (HQL2004, Пуэрто Рико, 2004), Les Rencontres De Physique De La Vallee D'Aoste (Италия, 2004), Europhysics Conference on High Energy Physics (EPS2005, Португалия, 2005), Всероссийское совещание по прецизионной физике и фундаментальным физическим константам (Дубна, 2009), Fundamental Constants Meeting (Германия, 2015), International Conference on High Energy Physics (ICHEP2016, США, 2016) и других.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 252 страницы с 111 рисунками и 14 таблицами. Список литературы содержит 249 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель, обсуждены научная новизна и практическая значимость представляемой работы, представлены выносимые на защиту результаты.

В первой главе приводится краткий обзор современного состояния проблемы.

Впервые величина аномального магнитного момента была измерена для электрона при изучении сверхтонкой структуры атомных переходов в 1947 году. Ю. Швингер первым показал, что наличие аномального магнитного момента связано с радиационными поправками, и вычислил его величину для электрона в первом порядке теории возмущений: $a_e = \alpha/2\pi$, что находилось в блестящем согласии с результатами измерений. Этот результат, а также вычисление величины Лэмбовского сдвига, также открытого в 1947 году, стали триумфом квантовой электродинамики. В последующие годы был проведен ряд измерений a_e со все возрастающей точностью и на сегодняшний день достигнута относительная точность 0.24 миллиардных долей (ppb). Однако величина аномального магнитного момента электрона практически полностью определяется электромагнитными взаимодействиями, поэтому сверхточные измерения a_e можно использовать для проверки квантовой электродинамики, на сегодняшний день до 5 порядка по теории возмущений, а также для уточнения параметров КЭД — например, для получения наиболее точного значения постоянной тонкой структуры α .

Доминирование электромагнитных взаимодействий ослаблено в случае аномального магнитного момента мюона — большая масса мюона усиливает вклад массивных полей в $\sim (m_\mu/m_e)^2 \approx 43000$ раз. Поэтому с самого начала был большой интерес к измерениям a_μ , даже с точностью, значительно уступающей точности измерений a_e , именно как к более чувствительному инструменту по проверке теорий за рамками квантовой электродинамики.

Первые измерения a_μ были проведены на циклотроне Nevis в 1957-1960 годах. Следующая серия измерений была проведена в ЦЕРН в 60-х-70-х годах XX столетия и в ходе этих экспериментов сложилась современная методика измерения a_μ . Достигнутая точность в 7.3 миллионных долей (ppm) последнего из экспериментов в ЦЕРН, CERN-III, позволила наблюдать не только вклад квантовой электродинамики, но и вклад сильных взаимодействий с 10% точностью.

Наиболее точный на настоящий момент эксперимент E821 по измерению аномального магнитного момента был проведен в конце 90х - начале 2000х годов в Брукхейвенской Национальной лаборатории. В целом, схема эксперимента повторяла схему CERN III. Однако множество улучшений отдельных систем и использование новых подходов в схеме эксперимента позволили эксперименту в БНЛ достичь точность 0.54 ppm, в 14 раз превышающую точность эксперимента в ЦЕРН. Это измерение подробно описано в главе 3.

В настоящее время начинается набор данных в новом эксперименте E989 по измерению a_μ в Фермилаб (США). Хотя в этом эксперименте используется схема CERN-III и E821, и, более того, используется то же накопительное кольцо, что и в E821, за счет многочисленных улучшений отдельных подсистем и за счет увеличения статистики в 20 раз, планируется достичь точности измерения 0.14 ppm — четырехкратного улучшения относительно E821. Одновременно ведется подготовка другого эксперимента по измерению аномального магнитного момента мюона, E34 в J-PARC (Япония). В этом проекте предполагается использовать другую схему измерения, отличающуюся от схемы CERN-III, основанную на использовании ультрахолодного пучка мюонов. Систематические ошибки измерений в Фермилаб и J-PARC будут практически независимы. Подготовка этого эксперимента пока находится на стадии разработки.

Целью измерений a_μ является проверка Стандартной модели и поиск новых взаимодействий. Окончательной целью экспериментов является измерение разницы

$$\Delta a_\mu = a_\mu(\text{experiment}) - a_\mu(\text{theory}).$$

Описанные измерения позволяют получить только $a_\mu(\text{experiment})$. Необходимо провести теоретические расчеты с высокой точностью, чтобы получить вторую часть выражения, $a_\mu(\text{theory})$.

В Стандартной модели значимый вклад в аномальный магнитный момент мюона вносят все взаимодействия, кроме гравитационного — электромагнитное, сильное и слабое:

$$a_\mu = a_\mu^{QED} + a_\mu^{had} + a_\mu^{weak}. \quad (1)$$

Вклад электромагнитных взаимодействий (КЭД) является доминирующим — следующий по величине вклад сильных взаимодействий составляет менее 10^{-4} величины a_μ^{QED} . На сегодняшний день проведены вычисления до 5 порядка теории возмущений:

$$a_\mu^{QED} = 116\,584\,718.859\,(.026)(.009)(.017)(.006)\,[.034] \times 10^{-11},$$

где приведенные ошибки соответствуют: точности определения α , точности определения отношения масс лептонов, численной точности вычисления вкладов 4 и 5 порядков. Точность определения a_μ^{QED} составляет 0.034×10^{-11} , или 0.29 ppb, что на несколько порядков лучше, чем ожидаемая точность 140 ppb измерения a_μ в Фермилаб.

Вклад слабых взаимодействий вычислен во втором порядке по теории возмущений:

$$a_\mu^{weak} = (153.6 \pm 1.0) \times 10^{-11},$$

где в приведенной ошибке учитывается точность определения m_H и m_t , точность вычисления диаграмм с внутренними кварковыми линиями и возможная величина вклада третьего порядка. Точность вычисления a_μ^{EW} более, чем на порядок лучше ожидаемой точности измерения a_μ в Фермилаб.

Вклад сильных взаимодействий в a_μ , хотя и подавлен на 4 порядка относительно вклада электромагнитных взаимодействий, является очень значительным по сравнению с точностью эксперимента. Поэтому важно вычислить a_μ^{had} с высокой относительной точностью $\sim 10^{-2} \div 10^{-3}$. Принято выделять во вкладе сильных взаимодействий три составляющие: вклад первого порядка (адронной поляризации вакуума) $a_\mu^{had;LO}$, вклад второго порядка $a_\mu^{had;NLO}$ и вклад рассеяния “света-на-свете” (light-by-light) $a_\mu^{had;LbL}$:

$$a_\mu^{had} = a_\mu^{had;LO} + a_\mu^{had;NLO} + a_\mu^{had;LbL}. \quad (2)$$

Способ расчета лидирующего вклада $a_\mu^{had;LO}$ был предложен в конце 60-х годов и до сих пор остается единственным способом, с помощью которого можно достичь требуемой точности. Этот метод основан на использовании дисперсионного интеграла:

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

где $R(s) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{адроны})(s) / \frac{4\pi|\alpha(s)|^2}{3s}$. Это соотношение дает

возможность вычислить $a_\mu^{had;LO}$, зная полное сечение рождения адронов $\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{адроны})$ при различных энергиях \sqrt{s} в с.д.м.

В области малых энергий (приблизительно до 2 ГэВ в с.д.м.) экспериментальные данные являются единственным источником $R(s)$, способа вычислить эту величину из первых принципов не существует. В области

высоких энергий ситуация обратная — $R(s)$ может быть вычислена в рамках пертурбативной КХД, и точность вычислений выше, чем точность существующих измерений. Оказывается, что основной вклад в дисперсионный интеграл вносит область малых энергий — так, например, вклад области энергий $\sqrt{s} < 2$ ГэВ составляет около 93% от полной величины $a_{\mu}^{had;LO}$.

В области малых энергий измерить полное сечение рождения адронов с высокой точностью невозможно. Вместо этого производятся эксклюзивные измерения сечений каждого отдельного адронного конечного состояния: $e^+e^- \rightarrow 2\pi, 3\pi, 4\pi, 2K, \dots$, а $a_{\mu}^{had;LO}$ вычисляется как сумма вкладов отдельных адронных конечных состояний. Основной вклад в $a_{\mu}^{had;LO}$, около 3/4, дает процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, что обусловлено как большой величиной сечения благодаря $\rho(770)$ резонансу, так и усилением $1/s$ подинтегральной функции в дисперсионном интеграле.

Наиболее точные прямые измерения сечений рождения адронов были проведены в экспериментах КМД-2 и СНД на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М (Новосибирск). В частности, в серии измерений сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с детектором КМД-2, подробно описанной в главе 2, была достигнута точность лучше 1%, наилучшая точность на сегодняшний день для прямых измерений. В настоящее время на новом e^+e^- коллайдере ВЭПП-2000 в Новосибирске проводятся эксперименты с детекторами КМД-3 и СНД, одной из основных целей которых является прецизионное измерение сечений рождения адронов в области энергий до 2 ГэВ.

За последнее десятилетие была развита новая методика измерения адронных сечений — метод радиационного возврата (ISR, initial state radiation). Идея метода заключается в извлечении энергетической зависимости сечения $\sigma(e^+e^- \rightarrow X)(s)$ из спектра инвариантных масс адронной системы X в процессе $e^+e^- \rightarrow X + \gamma$, где фотон γ излучается одной из начальных частиц. Преимуществом метода радиационного возврата является то, что набор статистики происходит при постоянной энергии \sqrt{s} пучков в коллайдере — сканирование доступной области энергии $\sqrt{s'} < \sqrt{s}$ производится автоматически за счет регистрации событий с разной энергией, унесенной излученным фотоном. Недостатком метода является то, что сечение регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow X + \gamma$ на 2-3 порядка меньше сечения процесса $e^+e^- \rightarrow X$ из-за дополнительной вершины излучения. Измерения методом ISR стали возможны благодаря появлению новых e^+e^- коллайдеров с высокой светимостью — B - и ϕ -фабрик. Наиболее детальное измерение сечений методом радиационного возврата было проведено в эксперименте ВаВаг.

Доминантное сечение $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ измерено методом ISR с рекорд-

ной систематической точностью 0.5% в эксперименте ВаВаг. Кроме этого, серия измерений сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ проведена в эксперименте KLOE и, совсем недавно, в эксперименте BES-III. На сегодняшний день статистика измерений адронных сечений методом радиационного возврата значительно превышает статистику прямых измерений на ВЭПП-2М. Однако при детальном сравнении оказывается, что между результатами измерений методом ISR наблюдаются отличия, не согласующиеся с заявленным уровнем систематических ошибок.

Результат одного из последних вычислений $a_\mu^{had;LO}$ составляет

$$a_\mu^{had;LO} = (688.07 \pm 4.14) \times 10^{-10} \quad (0.60\%).$$

Наибольший вклад в ошибку, около 0.35%–0.4%, вносит точность измерений сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Важную роль в дальнейшем уменьшении ошибки определения $a_\mu^{had;LO}$ будут играть измерения адронных сечений в продолжающихся в настоящее время экспериментах КМД-3 и СНД. Благодаря рекордной светимости коллайдера ВЭПП-2000, статистика в обоих экспериментах в несколько раз превысит статистику измерений методом радиационного возврата.

Вклад сильных взаимодействий второго порядка $a_\mu^{had;NLO}$ также может быть вычислен с помощью дисперсионных соотношений. Точность определения $a_\mu^{had;NLO}$ не вносит заметного вклада в общую ошибку вычисления a_μ^{had} :

$$a_\mu^{had;NLO} = (-9.84 \pm 0.07) \times 10^{-10}.$$

Наибольшую сложность для расчета представляет вклад рассеяния света на свете $a_\mu^{had;LBL}$, который тоже возникает во втором (NLO) порядке. Вычисление этого вклада является очень активной и обширной областью теоретических исследований. При использовании различных подходов при вычислении, величина этого вклада варьируется в диапазоне $(10.5 \div 13.6) \times 10^{-10}$, а ошибка вычислений оценивается в $(2.5 \div 4.0) \times 10^{-10}$. Именно точность вычисления $a_\mu^{had;LBL}$ может в будущем ограничивать общую точность вычисления a_μ , поэтому в настоящее время активно разрабатываются новые методы его оценки.

Объединяя перечисленные вклады, получаем следующую оценку величины аномального магнитного момента мюона в рамках Стандартной модели:

$$a_\mu(SM) = 116\,591\,821(45) \times 10^{-11} \quad (0.39 \text{ ppm}).$$

Во второй главе описан цикл экспериментов с детектором КМД-2 по наиболее точному на сегодняшний день прямому измерению сечения

процесса $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$, ключевого сечения для вычисления вклада сильных взаимодействий в аномальный магнитный момент мюона.

Конструкция детектора КМД-2 показана на рисунке 1. Трековая система детектора включает в себя дрейфовую камеру (2) и Z-камеру (3), помещенные в магнитное поле величиной 10-12 кГс, создаваемое сверхпроводящим соленоидом (4) толщиной 0.4 радиационных длин. Калориметрическая система детектора состоит из цилиндрического калориметра (7) на основе кристаллов CsI и торцевого калориметра (6) на основе кристаллов BGO. Пробежная система (8) установлена снаружи ярама магнита и предназначена для идентификации космических частиц или энергичных мюонов, рождающихся внутри детектора.

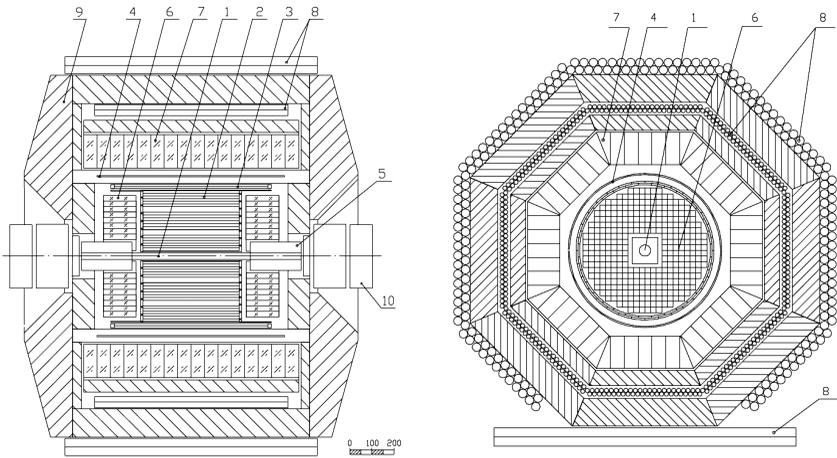


Рис. 1. Детектор КМД-2. 1 – вакуумная камера, 2 – дрейфовая камера, 3 – Z-камера, 4 – основной сверхпроводящий соленоид, 5 – компенсирующие соленоиды, 6 – торцевой (BGO) калориметр, 7 – цилиндрический (CsI) калориметр, 8 – пробежная система, 9 – ярмо магнита, 10 – квадрупольные линзы.

Для регистрации сигналов с систем детектора использовалась специализированная электроника в стандарте КЛЮКВА, разработанная в ИЯФ СО РАН. Система запуска детектора включает в себя “заряженный” триггер, формирующий решение на основе сигналов с трековой системы, и “нейтральный” триггер, формирующий решение на основе сигналов с калориметра. Наличие независимых триггерных подсистем позволило определить эффективность триггера при дальнейшем анализе данных.

Система автоматизации включала в себя систему контроля и управления и систему сбора данных. Система сбора данных осуществляла чтение данных из крейтов КЛЮКВА, производила быстрый анализ данных и запись их на магнитную ленту. Система контроля и управления отвечала за мониторинг детектора, взаимодействие с оператором, управление работой подсистем детектора. Для управления системами детектора, управления триггером, мониторинга детектора и т.п. использовалось большое количество различных плат, выполненных в стандарте КАМАК.

Для разработки программного обеспечения системы автоматизации использовался программный каркас XONLINE, который был разработан в ИЯФ СО РАН. Сбор данных с оцифровывающих плат осуществлялся комплексом из пяти прикладных программ, функции системы контроля и управления реализовывались комплексом из двух десятков программ.

Для организации анализа данных в режиме реального времени, необходимого для реализации третичного триггера и для мониторинга потока событий, была разработана оригинальная библиотека, которая предоставляла пользователю инструменты для описания алгоритма анализа, не фиксируя собственно алгоритм. Пользователь описывал конкретный алгоритм с помощью специально разработанного языка, который потом компилировался во внутренний код и исполнялся для каждого события с детектора. В реально используемой версии алгоритма заполнялось около 100 гистограмм, характеризовавших работу всех систем детектора и подобранных с таким расчетом, чтобы в случае сбоя достаточно точно локализовать причину. По концу захода весь набор гистограмм сохранялся в файле, который впоследствии использовался в качестве своеобразного “паспорта” захода.

Набор данных с детектором КМД-2 продолжался с 1993 по 2000 год в ходе более 10 экспериментальных сезонов, каждый продолжительностью в несколько месяцев. Измерение сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ проводилось по данным, набранным в шести сеансах. Наиболее важная область ρ -мезона, от 0.6 до 1.0 ГэВ в с.ц.м., была просканирована дважды, в 1994-1995 годах и в 1998 году. Область самых низких энергий, от 0.37 до 0.52 ГэВ в с.ц.м., была просканирована в 1996 году, а самых высоких, от 1.04 до 1.37 ГэВ в с.ц.м. — в 1997 году.

Для анализа были отобраны события, в которых в дрейфовой камере зарегистрированы две частицы, разлетающиеся в противоположные стороны из места встречи. В отобранное множество входят сигнальные события рождения двух пионов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, события Баба-рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, события рождения пар мюонов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и космические мюоны, пролетевшие вблизи центра детектора и реконструирован-

ные как пара частиц, вылетевших из центра.

Для идентификации событий космического фона используется пространственное распределение вершины — точки минимального сближения частиц с осью пучков. Для частиц, рожденных в e^+e^- аннигиляции, вершина располагается вблизи оси пучков в центральной части детектора, а для частиц космического фона пространственное распределение вершины близко к равномерному.

Для идентификации трех классов конечных состояний, рожденных в e^+e^- аннигиляции (пар e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$), используется метод максимального правдоподобия. В области энергий $\sqrt{s} \geq 0.6$ ГэВ разделение основано на анализе двумерного распределения энергодвыделения частиц в калориметре (рисунок 2а). Модельные плотности вероятности для каждого типа конечного состояния определялись с помощью моделирования и с помощью специально отобранных событий соответствующего типа. Ряд параметров, определяющих форму плотностей вероятности, подбирался в процессе минимизации функции правдоподобия. Отношение числа событий Баба-рассеяния и событий с рождением пары мюонов фиксировалось равным расчетному с учетом радиационных поправок и эффективностей регистрации.

В области энергий $\sqrt{s} \leq 0.52$ ГэВ разделение основано на анализе двумерного распределения импульсов частиц (рисунок 2б).

После определения числа частиц каждого типа формфактор пиона

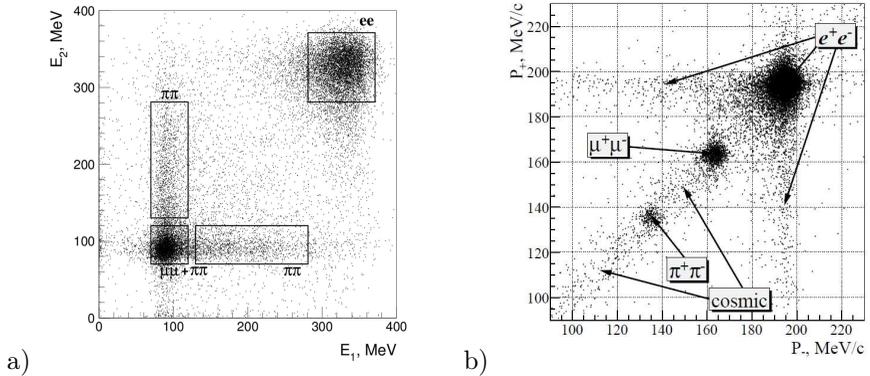


Рис. 2. Двумерные распределения, использованные для идентификации пар e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$: а) двумерное распределение энергодвыделения отобранных частиц в калориметре; б) двумерное распределение импульсов отобранных частиц.

вычисляется по следующей формуле:

$$|F_\pi|^2 = \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee} + N_{\mu\mu}} \cdot \frac{\sigma_{ee}^B \cdot (1 + \delta_{ee}) \varepsilon_{ee} + \sigma_{\mu\mu}^B \cdot (1 + \delta_{\mu\mu}) \varepsilon_{\mu\mu}}{\sigma_{\pi\pi}^B \cdot (1 + \delta_{\pi\pi}) (1 - \Delta_H) (1 - \Delta_D) \varepsilon_{\pi\pi}} - \Delta_{bg},$$

где экспериментальное отношение $N_{\pi\pi}/(N_{ee} + N_{\mu\mu})$ получено в результате минимизации функции правдоподобия, σ_a^B — сечения регистрации процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ (для точечных пионов) в борновском приближении в телесном угле детектора, δ_a — радиационные поправки, ε_a — эффективность регистрации событий соответствующего процесса, Δ_H и Δ_D — поправки, связанные с потерями пионов из-за ядерного взаимодействия с веществом вакуумной трубы и из-за распада на лету, и Δ_{bg} — поправка, связанная с наличием в отобранном множестве событий небольшого фона от процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, 4π , K^+K^- . Сечение рождения пары пионов связано с формфактором пиона соотношением

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{\pi\alpha^2}{3s} \left(1 - \frac{4m_\pi^2}{s}\right)^{3/2} \cdot |F_\pi|^2.$$

В работе подробно описана методика разделения конечных состояний и процедуры определения поправок и эффективностей, необходимых для измерения сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, а также приводится подробный анализ систематических ошибок.

Результат измерений показан на рисунке 3. На рисунке показаны измеренный формфактор пиона и результаты его аппроксимации в рамках двух моделей: Гунариса-Сакураи (GS) и Кюна-Сантамарии (KS).

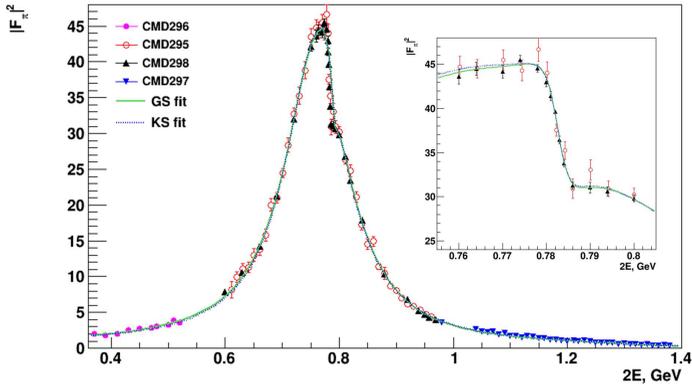


Рис. 3. Результат измерения формфактора пиона $|F_\pi|^2$ с детектором КМД-2.

В работе приведено сравнение измерений КМД-2 с предыдущими измерениями сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ в экспериментах КМД и ОЛЯ, с измерением этого сечения в эксперименте СНД и с результатами измерений методом радиационного возврата в экспериментах BABAR, KLOE и BES-III. Приведено сравнение как энергетической зависимости сечений, так и вкладов в дисперсионный интеграл, вычисленных с использованием измерений в различных экспериментах.

Третья глава посвящена описанию эксперименту E821 по измерению аномального магнитного момента мюона в Брукхейвенской лаборатории (БНЛ). Набор данных был произведен в ходе 5 независимых сезонов, с 1997 по 2001 год, при этом основная статистика была набрана в двух последних сезонах, в 2000 году для отрицательно заряженного мюона и в 2001 году для положительно заряженного мюона.

Общая схема эксперимента следующая (рисунок 4). Пучок протонов с импульсом 24 ГэВ/с из основного кольца AGS ударялся в никелевую мишень. Пионы с импульсом около 3 ГэВ/с, вылетевшие из мишени под малым углом, отбирались с помощью системы поворотных магнитов и коллиматоров и направлялись в прямолинейный канал длиной около 80 метров, в котором значительная доля пионов распадалась. На выходе из

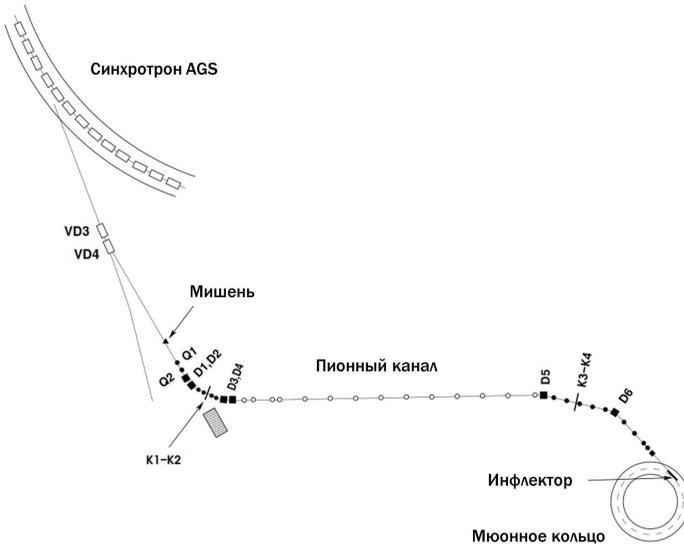


Рис. 4. Общая схема эксперимента E821 в Брукхейвенской национальной лаборатории (США) по измерению аномального магнитного момента мюона.

канала с помощью другой системы поворотных магнитов и коллиматоров отбирались мюоны, которые в системе отсчета пиона вылетели вдоль направления его движения. Сформированный таким образом пучок мюонов оказывается практически полностью поляризованным, $P_\mu \approx 95\%$.

Поляризованный пучок мюонов инжектировался в накопительное кольцо сквозь сверхпроводящий инфлектор и захватывался на равновесную орбиту с помощью быстрого кикера. В накопительном кольце было сформировано очень однородное магнитное поле, в котором мюоны движутся по круговой орбите радиусом 711 мм. Циклотронная частота обращения мюонов по орбите ω_c и частота вращения спина в однородном магнитном поле ω_s составляют соответственно:

$$\omega_c = \frac{eB}{\gamma m}, \quad \omega_s = \frac{g_\mu eB}{2m} + (1 - \gamma) \frac{eB}{\gamma m}.$$

Частота прецессии спина относительно направления движения мюона $\omega_a = \omega_s - \omega_c$, оказывается прямо пропорциональной величине аномального магнитного момента $a_\mu = (g_\mu - 2)$:

$$\omega_a = a_\mu \frac{eB}{m}.$$

Параметры канала подобраны таким образом, чтобы средний импульс мюонного пучка составлял 3.094 ГэВ/с ($\gamma = 29.3$). При таком импульсе электрическое поле не влияет на частоту прецессии спина мюона, что позволяет использовать электростатические квадрупольные, расположенные по периметру кольца, для фокусировки и удержания мюонного пучка.

Инжектированный пучок продолжает циркулировать в накопительном кольце в течение приблизительно 1 мс (более 10 времен жизни мюона), пока почти все мюоны не распадутся. Поляризация мюонов измеряется с помощью регистрации энергии электронов, рожденных при распаде мюона. Электроны регистрируются с помощью системы из 24 калориметров, расположенных с внутренней стороны накопительного кольца равномерно по его периметру. Из-за нарушения четности в слабых взаимодействиях, в системе покоя мюона существует корреляция между направлением вылета электрона и направлением спина мюона. В лабораторной системе, эта корреляция проявляется себя как связь доли электронов с энергией выше некоторой и углом между направлением спина и импульса, что проявляется как модуляция регистрируемого числа электронов с энергией, выше пороговой, с частотой прецессии:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\gamma\tau_\mu) [1 - A \cos(\omega_a t + \phi)].$$

Максимальная модуляция $A \approx 0.4$ наблюдается при пороге около 1.8 ГэВ. Цель эксперимента состоит в прецизионном измерении $N(t)$ и определении ω_a .

Чтобы извлечь аномальный магнитный момент, кроме ω_a необходимо определить с высокой точностью и величину магнитного поля B . Магнитное поле величиной 14513 кГс формируется тремя сверхпроводящими катушками с радиусом, приблизительно равным радиусу накопительного кольца. Для того, чтобы достичь высокой однородности магнитного поля, используется сложная структура С-образного ярма магнита накопительного кольца. Область однородного поля диаметром около 90 мм, в которой удерживаются мюоны, формируется между полюсами, сделанными из высококачественной стали. С помощью более 1000 шимов различного типа и системы планарных катушек-корректоров удалось добиться однородности магнитного поля, усредненного по азимуту, порядка 10^{-6} . Для измерения магнитного поля использовалась комплексная система датчиков ЯМР. Абсолютное значение магнитного поля калибровалось с помощью уникального сферического датчика ЯМР, заполненного сверхчистой водой. Такое измерение производится достаточно редко, один-два раза за экспериментальный сезон, в специальных условиях и в одной выделенной точке накопительного кольца. Полная карта поля в кольце измеряется раз в несколько дней с помощью матрицы из 17 датчиков ЯМР, расположенных на тележке, которая может перемещаться вдоль кольца внутри вакуумной камеры. Датчики на тележке откалиброваны по сферическому датчику ЯМР. Для непрерывного мониторингования магнитного поля сверху и снизу вакуумной камеры установлены 378 неподвижных датчиков ЯМР. Стоит отметить, что тот же сферический датчик ЯМР использовался в эксперименте по измерению сверхтонкой структуры мюония, в котором измерена константа $\lambda = \omega_\mu/\omega_p$, где $\omega_{p,\mu}$ — частоты прецессии свободного протона и мюона в магнитном поле, соответственно. Данная константа используется для определения a_μ :

$$a_\mu = \frac{\omega_a/\omega_p}{\lambda - \omega_a/\omega_p},$$

где ω_a — измеренная частота прецессии спина, а ω_p — частота прецессии свободного протона в магнитном поле накопительного кольца.

Следующие эффекты вносят вклад в систематическую ошибку измерения магнитного поля: точность абсолютной калибровки сферического датчика ЯМР и датчиков, расположенных на тележке; точность определения положения тележки во время измерения карты поля; точность

интерполяции поля между измерениями карты поля; точность вычисления среднего по ансамблю мюонов поля и другие. Систематическая точность измерения ω_p заметно улучшалась со временем от 0.4 ppm в сезоне 1999 года до 0.17 ppm в последнем сезоне 2001 года.

Для измерения ω_a необходимо измерить время попадания электрона (позитрона) в калориметр с систематической точностью около 10 пс. Электроны регистрируются калориметрами, сигналы с которых обрабатываются специально разработанными электронными модулями WFD (WaveForm Digitizer), которые оцифровывают форму сигналов с калориметра с шагом 2.5 нс.

Алгоритм реконструкции энергии электрона и времени прихода сигнала основан на аппроксимации формы сигналов усредненной формой, индивидуальной для каждого канала электроники. Для калибровки усредненных форм сигналов разработан специализированный алгоритм, суть которого состоит в следующем. Зарегистрированный сигнал от одной вспышки в калориметре представляет собой последовательность амплитуд, измеренных с шагом 2.5 нс. Для каждого сигнала записывается 16 или более последовательных значений, при этом типичная ширина сигнала составляет ≈ 5 нс, или 2-3 измерения. По величине максимальной амплитуды и величинам амплитуд до и после максимальной вычисляется *псевдовремя* τ — величина, монотонно связанная с временем прихода сигнала t внутри периода оцифровки (т.е. t и τ изменяются в пределах от 0 до 2.5 нс). Для определения неизвестной функции $t(\tau)$, используется предположение, что время прихода сигналов в пределах периода оцифровки равномерно. Подбирается такая функция преобразования $t(\tau)$, чтобы наблюдаемое распределение величины t по большому массиву одиночных сигналов с калориметра было равномерным. После определения времени прихода сигналов, усредненная форма сигнала получается с помощью усреднения амплитуд большого количества одиночных сигналов, сдвинутых во времени таким образом, чтобы время их прихода совпадало.

В модулях WFD оцифровка в каждом канале производится с помощью двух АЦП, каждое из которых оцифровывает один и тот же сигнал с периодом 5 нс и сдвигом в 2.5 нс. Оказалось, что формы сигналов, приходящих на каждое АЦП, слегка разные, поэтому описанная процедура выполняется независимо для каждого АЦП. Таким образом, для каждого канала электроники одновременно определяются две усредненные формы сигналов.

После реконструкции энергий и времен прихода сигналов с калориметров набирается гистограмма, пример которой показан на рисунке 5. В первом приближении, частота прецессии определяется с помощью аппроксимации этой гистограммы функцией $N(t)$ с 5 свободными парамет-

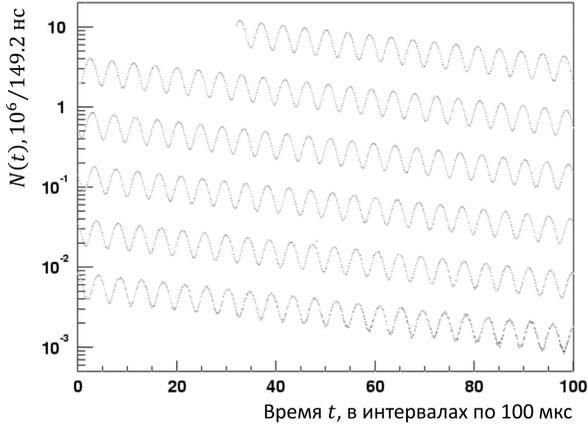


Рис. 5. Распределение по времени $N(t)$ для электронов с энергией выше 1.8 ГэВ для данных, набранных в 2001 году.

рами: N_0 , τ_μ , A , ϕ и ω_a . Однако, множество дополнительных эффектов вносят искажения процентного уровня в форму гистограммы.

1. Две частицы могут попасть в калориметр одновременно и быть реконструированы как одна частица. Это приводит к просчетам, доля которых падает со временем, по мере уменьшения интенсивности накопленного пучка.
2. Накопительное кольцо представляет собой накопитель со слабой фокусировкой. Частицы в этом кольце совершают бетатронные колебания. Из-за неидеальности захвата пучка на равновесную орбиту и несоответствия эмиттанса пучка акцептансу кольца, пучок совершает когерентные бетатронные колебания. Так как отклик детекторов зависит от положения вершины распада мюона, гистограмма времен прихода сигналов оказывается промодулированной частотой когерентных колебаний.
3. Часть мюонов вылетает из кольца до того, как успевают распасться, что приводит к появлению дополнительного спадающего фактора.

Полное описание гистограммы требует около 20 свободных параметров.

В работе приведен подробный анализ этих эффектов, методы их учета или компенсации и дана оценка соответствующих вкладов в систематическую ошибку измерения ω_a . Следующие эффекты вносят вклад в систематическую ошибку измерения частоты прецессии спина: наложение сигналов от электронов, одновременно попавших в калориметр; когерентные бетатронные колебания; зависимость отклика детекторов от загрузки; выбывание мюонов из пучка; остаточное влияние электрического поля и другие. Систематическая точность измерения ω_a незначительно отличалась для разных экспериментальных сезонов и варьировалась от 0.21 до 0.31 ppm.

Анализ данных каждого сезона проводился независимо как минимум двумя группами — одна работала над определением величины магнитного поля ω_p , другая — над определением частоты прецессии спина ω_a . Была применена методика “слепого” анализа — в ходе анализа данных результаты измерений ω_p и ω_a сдвигались на небольшую величину, известную только представителям соответствующей группы. Это не позволяло в ходе анализа узнать результат измерений аномального магнитного момента. Только после полного завершения анализа данных и оценки всех систематических ошибок смещения убирались и становился известен окончательный ответ.

На рисунке 6 показаны результаты измерения аномального магнитного момента мюона по данным, набранным в каждом сезоне. Для полу-

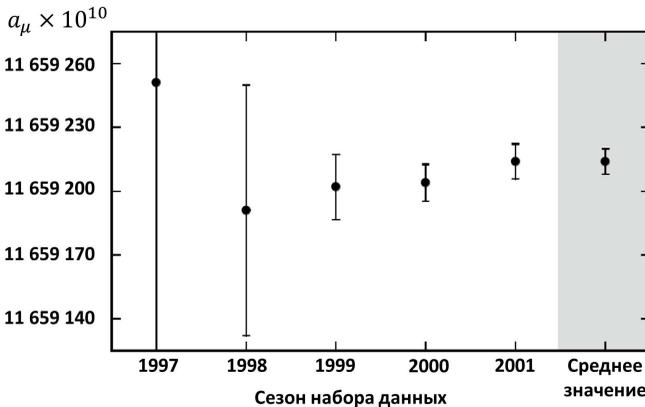


Рис. 6. Результаты измерения аномального магнитного момента мюона по данным, набранным в сезонах 1997, 1998, 1999, 2000 и 2001 годов. Правая точка показывает окончательный результат, полученный усреднением данных 1999-2001 годов.

чения окончательного результаты были усреднены результаты, полученные по данным сезонов 1999, 2000 и 2001 года. Результаты измерения по данным сезонов 1997 и 1998 годов не учитывались по двум причинам: во-первых, их статистический вклад в окончательный результат пренебрежимо мал; во-вторых, при анализе этих данных часть систематических поправок не было сделано, что увеличило соответствующую систематическую ошибку. При усреднении результатов 1999-2001 года была учтена корреляция между вкладами в систематическую ошибку для данных разных сезонов.

Окончательный результат измерения аномального магнитного момента мюона в эксперименте E821 составляет:

$$a_\mu(E821) = 11\,659\,208.9(6.3) \times 10^{-10} \quad (0.54 \text{ ppm}).$$

Приведенная ошибка включает в себя статистическую $5.4 \cdot 10^{-10}$ (0.46 ppm) и систематическую $3.3 \cdot 10^{-10}$ (0.28 ppm). Данный результат предполагает сохранение СРТ-инвариантности, т.к. усредняются результаты, полученные для μ^+ и μ^- . Полученные результаты измерений не противоречат СРТ-инвариантности:

$$\frac{\omega_a}{\omega_p}(\mu^+) - \frac{\omega_a}{\omega_p}(\mu^-) = (36 \pm 37) \times 10^{-10}.$$

Разница между измеренным значением a_μ и результатом его расчета в рамках Стандартной модели, описанного в первой главе, составляет

$$\Delta a_\mu = a_\mu(E821) - a_\mu(SM) = (268 \pm 77) \times 10^{-11} \quad (3.5\sigma). \quad (3)$$

Использование других расчетов вклада сильных взаимодействий приводит к несколько другим значениям $a_\mu(SM)$, но это не меняет общую картину: разница между измеренным и расчетными значениями остается в пределах между 3.5 и 4.3 стандартных отклонений.

В заключении приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. Разработана система автоматизации детектора КМД-2, включающая в себя комплекс программного обеспечения, предназначенного для выполнения следующих задач: чтения данных из электроники детектора; анализа данных в режиме реального времени и реализации на его основе третичного триггера и системы оперативного контроля качества данных; организации системы мониторинга детектора; организации системы управления детектором. Система

автоматизации успешно проработала в течение всего срока эксплуатации детектора КМД-2.

2. Разработана методика измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ с детектором КМД-2, включая методики отбора и идентификации событий и вычисления необходимых поправок. Проведен анализ возможных вкладов в систематическую ошибку.
3. Проведен цикл экспериментов с детектором КМД-2 по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Набран интеграл светимости в диапазоне энергий от 0.37 до 1.38 ГэВ в системе центра масс. Достигнута наилучшая в мире систематическая точность прямого измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$. Результаты измерений используются для вычисления адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона.
4. Разработаны алгоритмы реконструкции и калибровки данных с калориметров эксперимента E821. Реализован комплекс программного обеспечения для обработки данных эксперимента. Проведен анализ возможных вкладов в систематическую ошибку измерения частоты прецессии мюона, связанных с реконструкцией данных и с наложением сигналов от нескольких электронов.
5. Проведен цикл экспериментов по измерению аномального магнитного момента мюона. Достигнута точность измерения 0.54 ppm, что в 14 раз лучше точности предыдущих измерений.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. R.M. Carey, . . ., I.B. Logashenko et al. New measurement of the anomalous magnetic moment of the positive muon
Phys. Rev. Lett. - 1999. - Vol.82. - P. 1632.
2. H.N. Brown, . . ., I.B. Logashenko et al., Improved measurement of the positive muon anomalous magnetic moment
Phys. Rev. D. - 2000. - Vol.62. - P. 091101.
3. H.N. Brown, . . ., I.B. Logashenko et al., Precise measurement of the positive muon anomalous magnetic moment
Phys. Rev. Lett. 2001. - Vol.86. - P. 2227.
4. 2002 G.W. Bennett, . . ., I.B. Logashenko et al., Measurement of the positive muon anomalous magnetic moment to 0.7 ppm
Phys. Rev. Lett. - 2002. - Vol.89. - P. 101804. Erratum: Phys. Rev. Lett. 2002. - Vol.89. - P. 129903.

5. R.R. Akhmetshin, . . . , I.B. Logashenko et al., Measurement of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross-section with CMD-2 around rho meson
Phys. Lett. - 2002 Vol. 527. - P. 161.
6. R.R. Akhmetshin, . . . , I.B. Logashenko et al., Reanalysis of hadronic cross-section measurements at CMD-2
Phys. Lett. B. - 2004 B. - Vol. 578. - P. 285.
7. G.W. Bennett, . . . , I.B. Logashenko et al., Measurement of the negative muon anomalous magnetic moment to 0.7 ppm
Phys. Rev. Lett. - 2004. Vol.92. - P. 161802.
8. V.M. Aulchenko, . . . , I.B. Logashenko et al., Measurement of the pion form-factor in the range 1.04-GeV to 1.38-GeV with the CMD-2 detector
JETP Lett. - 2005. - Vol. 8. P. 743. [Письма в ЖЭТФ. -2005. - V. 82. - P. 841].
9. G.W. Bennett, . . . , I.B. Logashenko et al. Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL
Phys. Rev. D. - 2006. - Vol.73. - P. 072003.
10. R.R. Akhmetshin, . . . , I.B. Logashenko et al., Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross section with the CMD-2 detector in the 370 - 520-MeV c.m. energy range
JETP Lett. 2006. - Vol. 84. - P. 413. [Письма в ЖЭТФ. - 2006. - Том. 84ю - С. 491]00.
11. E.V. Anashkin, . . . , I.B. Logashenko et al., The CMD-2 cryogenic magnetic detector // Instrum. Exp. Tech. - 2006. - Vol. 49. - P. 798 [Приборы и техника эксперимента - 2006. - Том. 49. - С. 63].
12. R.R. Akhmetshin, . . . , I.B. Logashenko et al., High-statistics measurement of the pion form factor in the rho-meson energy range with the CMD-2 detector // Phys. Lett. B. - 2007. - Vol. 648. - P. 28.
13. G.W. Bennett, . . . , I.B. Logashenko et al. Search for Lorentz and CPT violation effects in muon spin precession // Phys. Rev. Lett. - 2008. - Vol.100. - P. 091602.
14. G.W. Bennett, . . . , I.B. Logashenko et al. An Improved Limit on the Muon Electric Dipole Moment // Phys. Rev. D. - 2009. - Vol.80. - P. 052008.

ЛОГАШЕНКО Иван Борисович

**Измерение сечения процесса
 $e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и аномального
магнитного момента мюона**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Сдано в набор 27.03.2018 г.

Подписано к печати 28.03.2018 г.

Формат 60×90 1/16 Объём 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 3

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.