

1-2005-2

ЖС-911

На правах рукописи
УДК 539.12

ЖУРАВЛЕВ
Вадим Витальевич

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РОЖДЕНИЯ
ТАУ-ЛЕПТОННЫХ ПАР В ДВУХФОТОННЫХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ, УСТАНОВЛЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ
НА АНОМАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ
ТАУ-ЛЕПТОНА И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ
ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

346.6e1

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
А.Г.Ольшевский

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Н.Б.Скачков (ОИЯИ),
кандидат физико-математических наук
В.В.Язьков (НИИЯФ МГУ)

Ведущая организация: ИФВЭ, Протвино

Защита диссертации состоится “___” “_____” 2005 г.
в “___” часов на заседании диссертационного совета Д-720.001.03 в
Объединенном институте ядерных исследований, г.Дубна Московской
области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “___” “_____” 2005 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор

/Ю.А.Батусов/

1. Общая характеристика работы

Целью диссертационной работы являлось экспериментальное определение сечения процесса рождения пар тау-лептонов в двух-фотонных столкновениях в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ при энергиях столкновений электрона и позитрона в диапазоне 183 – 207 ГэВ, поиск аномального магнитного и дипольного электрического момента тау-лептона, а также экспериментальная проверка теории струн с субмиллиметровыми пространственными измерениями.

Исследования, положенные в основу диссертационной работы, были выполнены автором в эксперименте ДЕЛФИ в течение 1997-2003 гг.

Научная новизна исследования. Впервые с высокой точностью были измерены сечения рождения пар тау-лептонов в двухфотонных столкновениях, установлен лучший предел на аномальный магнитный момент тау-лептона, установлен предел на дипольный электрический момент того же порядка, что и лучший предел, а также впервые установлен предел на массовый параметр теории струн.

Практическая ценность. Полученные результаты с высокой точностью подтвердили предсказание квантовой электродинамики в четвертом порядке теории возмущений. Полученные пределы на электромагнитные моменты тау-лептона вошли в таблицы *Particle Data Group*. Объединение результатов, полученных для проверки теорий с дополнительными пространственными измерениями с результатами других экспериментов позволяет исключить значительную область значений параметра теорий.

Автором была разработана и осуществлена процедура физического анализа данных эксперимента ДЕЛФИ. В частности, был проведен отбор событий рождения тау пар в двухфотонных столкновениях, определение эффективности триггера установки к таким событиям, разработана процедура оценки систематических погрешностей. Полученные результаты и разработанные процедуры

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

использовались другими членами коллаборации ДЕЛФИ в дальнейшем физическом анализе.

Результаты, выносимые на защиту:

- Проведена обработка данных ДЕЛФИ, полученных при наиболее высоких энергиях столкновений (интегральная светимость – 650 пб^{-1}) и разработан метод отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$.
- Улучшена точность измерения ионизационных потерь для частиц с низкими импульсами при помощи разработанного алгоритма калибровки dE/dx и разработан метод определения триггерной эффективности детектора, позволивший уменьшить систематическую погрешность измерения сечения до 3%.
- Измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ для энергий в диапазоне 183 – 206 ГэВ с точностью 4%.
- Установлен лучший в мире предел на аномальный магнитный момент тау-лептона и установлен предел на электрический дипольный момент тау-лептона, сравнимый с другими современными пределами.
- Проведена проверка теории струн с дополнительными субмиллиметровыми пространственными измерениями и установлен предел на массовый параметр этой теории.

Апробация работы. Основные результаты были опубликованы в отечественных и зарубежных изданиях [1], [2], [3], [5], а также были представлены автором на международных конференциях [4], [6], [7].

Структура и объем диссертации. Работа содержит 92 страницы, включая 30 рисунков и 18 таблиц. Диссертация состоит из шести глав, в том числе Введения и Заключения.

2. Содержание работы

Во Введении сформулированы цели диссертационной работы, перечислены выносимые на защиту результаты, подчеркнуты их новизна и практическая ценность.

Во второй главе приводится общее описание ускорителя ЛЭП и эксперимента ДЕЛФИ. Описываются экспериментальная установка, система сбора данных, программы реконструкции и моделирования установки.

ДЕЛФИ одна из четырех экспериментальных установок работавших на ускорителе ЛЭП. Детектор измерял треки и энергии частиц, рожденных в результате столкновений электронов и позитронов, в геометрии, близкой к 4π , а также обеспечивал идентификацию частиц.

В данной работе анализировались данные, собранные в период ЛЭП-2 (1997-2000 гг), при энергиях столкновений 183-206 ГэВ.

Ниже перечислены подсистемы ДЕЛФИ, использовавшиеся в данной работе. Время-проекционная камера ТРС являлась основным трековым детектором установки ДЕЛФИ. Помимо координат точек трека камера также измеряла энергетические потери заряженных частиц. Внутренний детектор ID и внешний детектор OD служили дополнительными трековыми приборами в центральной части установки, а камеры FCA и FCB - в ее торцевых частях. Энергии электронов и фотонов измерялись калориметром НРС в центральной части и калориметрами FEMC и STIC торцевых частях. Энергию долгоживущих адронов измерял адронный калориметр HCAL. Наконец, мюонная система позволяла осуществлять идентификацию мюонов.

Система триггера служила для эффективной регистрации физически интересных событий и подавления фоновых событий. Триггерная система ДЕЛФИ состояла из четырех последовательных уровней (T1, T2, T3, T4) с повышающимся качеством отбора физических событий. Первые два уровня были реализованы на уровне электроники и были синхронизированы с сигналом

столкновения пучков. Таким образом, решения этих двух уровней триггера принимались через фиксированное время после столкновения пучков. Третий и четвертый уровни триггера были реализованы на программном уровне и работали асинхронно с сигналом столкновения пучков. Скорость счета триггера первого уровня составляла приблизительно 700 Гц, второго уровня – 5 Гц, третьего и четвертого уровней – 1-2 Гц.

При положительном решении триггера второго уровня информация с подсистем установки считывалась в локальные компьютеры, с которыми была соединена каждая из подсистем. Эти данные сохранялись в памяти компьютеров до решения триггера 3-го уровня. При положительном решении триггера 3-го уровня данные с компьютеров подсистем передавались на центральный компьютер и объединялись в блок (событие), который записывался на магнитную ленту при положительном решении триггера 4-го уровня. Формат записи данных имел название “исходные данные” (Raw Data) и представлял собой набор блоков оцифрованных откликов подсистем ДЕЛФИ. Последующая предварительная обработка этих данных производилась с помощью программы реконструкции. Полученные в результате предварительной обработки данные, именуемые “DST” (Data Summary Tape) использовались для дальнейшего описываемого здесь анализа.

Кроме данных, полученных в результате работы установки, в анализе использовались “моделированные данные”, то есть полученные с помощью программы моделирования детектора DELSIM. Задача этой программы – создать данные, как можно более близкие к тем, которые получены на экспериментальной установке. Эти данные далее проходили такую же цепочку реконструкции и физического анализа как и реальные данные, полученные в результате работы установки. С помощью этих “моделированных” данных изучалось влияние как самой экспериментальной установки, так и цепочки обработки данных на окончательный физический результат.

В третьей главе описывается теория двухфотонных

столкновений, приводятся необходимые для физического анализа формулы и определения, описываются Монте Карло генераторы, отбор событий двухфотонных столкновений, а также отбор событий рождения пар тау-лептонов в двухфотонных столкновениях. Описывается процедура калибровки измерений ионизационных потерь, процедура измерения эффективности триггера, а также оценка остаточного фона и систематической погрешности. Далее приводится процедура определения сечений рождения пар тау-лептонов в двухфотонных соударениях.

Рождение пар лептонов во взаимодействии двух фотонов было зарегистрировано в процессе

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^- \quad (l = e, \mu, \tau) \quad (1)$$

Диаграммы, дающие вклад в этот процесс представлены на рис. 1. Основной вклад в эту реакцию дает мультипериферическая диаграмма, рис. 1а - диаграмма четвертого порядка КЭД.

Кинематика $\gamma\gamma$ системы определена 4-импульсами сталкивающегося и рассеянного электрона и позитрона, p_1, p'_1, p_2 и p'_2 . 4-импульсы фотонов определяются как $q_i = p_i - p'_i$. Фотоны имеют отрицательную виртуальность q_i^2 . По аналогии с глубоко-неупругими реакциями часто используется квадрат переданного импульса $Q_i^2 = -q_i^2$.

Из-за фотонного пропагатора в мультипериферической диаграмме (рис. 1а), фотоны в этом процессе излучаются преимущественно под малыми углами к пучку, порядка m_e/E , E – энергия пучков. Это приводит к низким переданным импульсам системы l^+l^- . Распределение по инвариантной массе системы l^+l^- имеет пик при близких к нулевым значениям вследствие характеристического спектра тормозного излучения $\sim 1/E_\gamma$.

Связь между сечением процесса $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ и сечением процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ в пределе $Q_i^2 \rightarrow 0$ выражается с помощью приближения эквивалентных фотонов:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-} = dn_1 dn_2 d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-}(W^2), \quad (2)$$

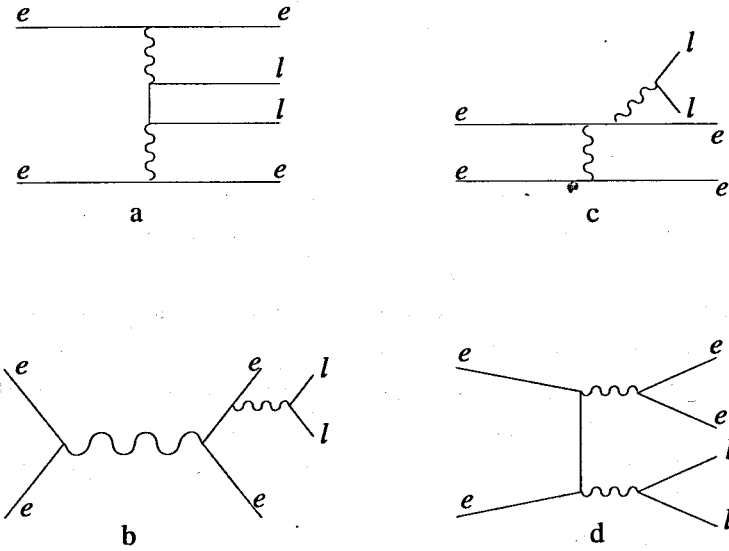


Рис. 1: Диаграммы, дающие вклад в процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ ($l = e, \mu, \tau$). а - мультипериферическая диаграмма, б - аннигиляция, с - тормозное излучение, д - конверсия.

где $s = 4E^2$ - энергия столкновений электрона с позитроном и

$$dn_i = \frac{\alpha}{\pi} \left[1 - \omega_i + \frac{\omega_i^2}{2} - \frac{m_e^2 \omega_i^2}{Q_i^2} \right] \frac{d\omega_i}{\omega_i} \frac{dQ_i^2}{Q_i^2} \quad (3)$$

дифференциальная светимость i -того фотона по квадрату переданного импульса Q_i^2 и приведенной энергии $\omega_i = E_\gamma/E_{beam}$.

Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ вычисляется интегрированием формулы (2) по энергиям фотонов и по переданным импульсам до Q_{max} , величина которого определяется из максимального угла рассеяния пучковых частиц $Q_{max}^2 = 4EE' \sin^2(\theta_{max}/2)$. Максимальный угол рассеяния задан экспериментальными ограничениями топологии сигнального процесса.

Вычисленное с помощью приближения эквивалентных фотонов сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-$ составляет:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-l^+l^-} = \frac{28\alpha^4}{27\pi m_l^2} (l^3 - Al^2 + Bl + C), \quad (4)$$

где

$$A = \frac{178}{28} \approx 6.36; \quad (5)$$

$$B = -\frac{1}{28} (42l_\mu^2 + 196.4l_\mu + \frac{7}{75} + 21\pi^2 + 152) \approx -258; \quad (6)$$

$$C = \frac{1}{28} (14l_\mu^3 + 184.8l_\mu^2 + (1109 + \frac{31}{150} - 7\pi^2)l_\mu + (36 + \frac{7}{15})\pi^2 + \frac{51403}{18} - 189\zeta(3) - \frac{12748}{125}) \quad (7)$$

и

$$l_\mu = \ln \frac{m_l^2}{m_e^2} \quad l = \ln \frac{s}{m_e^2} \quad (8)$$

В этом анализе использовалось следующее экспериментальное определение сигнального процесса: инвариантная масса тау-пары должна быть меньше 40 ГэВ/c², обе сталкивающиеся частицы должны отклониться от оси пучка не более чем на 10 градусов и как

минимум одна из них должна отклониться от оси пучка не более чем на 2 градуса.

Изучаемый процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ моделировался с помощью генератора Берендса, Давервельдта и Кляйсса RADCOR (BDKRC), который вычисляет сечения для мультипериферической диаграммы с учетом радиационных поправок к электронной и позитронной линиям.

Распад тау был смоделирован с помощью программы TAUOLA, которая учитывает излучение фотона продуктами распада тау. Генератор BDKRC также использовался для оценки остаточного фона от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$. Для моделирования остаточного фона от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ использовался генератор Берендса, Давервельдта и Кляйсса DIAG36 (BDK). Этот генератор вычисляет вклады 36 диаграмм с конечным состоянием $e^+e^-e^+e^-$, а также учитывает конечные массы фермионов, однако не учитывает радиационные поправки. Рождение адронов в двухфотонных соударениях моделировалось генератором PYTHIA 6.1. Четырех-фермионные процессы, отличные от мультипериферических, моделировались генератором WPHACT.

Генерированные события проходили через программу моделирования установки и реконструировались той же программой, что и экспериментальные данные.

Рассматривались только каналы распада тау с одной заряженной частицей, причем один тау-лептон должен был распасться на электрон, а другой - на отличную от электрона заряженную частицу (адрон или мюон). Доля таких событий составляет 22.6% от полного числа рождений пар тау-лептонов.

В этом анализе использовались следующие критерии для отбора треков:

- восстановленный импульс частицы, вычисленный из кривизны трека должен быть не менее 100 МэВ/с,
- относительная погрешность измерения импульса должна быть не более 100%,

- длина трека должна быть более 30 см,
- расстояние от первой измеренной точки трека до оси пучка не должно быть не более 25 см,
- перигей трека (точка максимального сближения экстраполяции трека с осью пучка) был на расстоянии не более 5 см
- перигей трека отстоял не более чем на 10 см от точки взаимодействия вдоль оси пучка,
- полярный угол трека θ должен быть в диапазоне от 20 до 160 градусов от оси пучка.

Отбор событий был разделен на 2 последовательных этапа: предварительный отбор двухфотонных событий и отбор пар тау-лептонов. В предварительном отборе использовались следующие критерии.

- В событии должно быть ровно два хорошо восстановленных трека, произведенных частицами с противоположными зарядами и хотя бы одна из них должна иметь импульс более 300 МэВ/с.
- Суммарная энергия этих двух частиц должна быть меньше 30 ГэВ. Этот критерий использовался для подавления остаточного фона от процессов двухфермионного рождения.
- Для увеличения доли событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, для которых характерен ненулевой баланс поперечного импульса из-за нейтрино в конечном состоянии, акопланарность¹ треков должна быть больше 0.5° и поперечная компонента векторной суммы импульсов частиц должна быть больше 500 МэВ/с.
- Чтобы отобрать события с высокой триггерной эффективностью, поперечная энергия, определенная как

$$E_t = E_1 \sin \theta_1 + E_2 \sin \theta_2,$$

¹ Акопланарность была определена как $180^\circ - |\phi_2 - \phi_1|$.

где E_1 и E_2 - энергии двух заряженных частиц и θ_1 и θ_2 - их полярные углы, должна быть больше 2 ГэВ.

- Для периода набора данных, в котором работа одного из 12 секторов ТРС была нестабильной (2000 год) и измерение dE/dx , существенное в этом анализе, было ненадежным, события с хотя бы одним треком в этом секторе или рядом с ним (ближе чем 10° по ϕ) удалялись.
- Чтобы обеспечить баланс поперечного импульса $\gamma\gamma$ системы, использующийся в одном из вышеперечисленных критериев, отбрасывались события, в которых сталкивающиеся электрон или позитрон отклонились настолько, что были зарегистрированы передними калориметрами (STIC и FEMC) и энергосодержание в одном из этих калориметров превысило 60% энергии пучка.

Эффективность этого этапа отбора составила около 5%.

На втором этапе событие проходило отбор, если одна из пары заряженных частиц была идентифицирована как электрон, а другая - как не-электрон. Этот этап отбора был основан на измерении ионизационных потерь dE/dx в ТРС, из которого конструировалось правдоподобие электронной, мюонной, пионной и каонной гипотезы, определенное как

$$\Pi = \frac{(dE/dx)_{meas} - (dE/dx)_{exp}}{\sigma_{dE/dx}}, \quad (9)$$

где $(dE/dx)_{exp}$ - ожидаемое значение для частицы с данным импульсом, и $\sigma_{dE/dx}$ - погрешность измерения ионизационных потерь $(dE/dx)_{meas}$.

Трек идентифицировался как электрон, если $\Pi_\mu > 3$ и как не-электрон, если $\Pi_e < -3$. Эффективность этого этапа отбора составила около 16%. Полная эффективность отбора составила около 1%.

Основной величиной, по которой проводилась идентификация частиц в этом анализе является измеренные ТРС ионизационные

потери. Эффективность экспериментального отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ определялась из моделирования, поэтому для ее корректного определения существенно, чтобы моделирование установки точно описывало измерение dE/dx . Имеется два источника возможных расхождений между реальными и смоделированными событиями. Первый источник связан с тем, что не все треки имеют измерение ионизационных потерь, поскольку программа реконструкции приписывает треку измерение dE/dx только в случае срабатывания более 30 проволочек. Неточности в моделировании установки могут привести к тому, что эффективность измерения ионизационных потерь в моделировании будет отличаться от эффективности в реальных событиях. Вторым источником расхождений связан с величиной измерения dE/dx , которая из-за неточности калибровки может иметь зависимость от импульса частицы, оставившей трек, а также от полярного и азимутального угла трека. Далее, эти неточности различны для смоделированных и реальных событий, что приводит к неверному определению эффективностей критериев отбора, связанных с ионизационными потерями.

Были проведены проверки как эффективности измерения, так и калибровки величины dE/dx . Для эффективности измерения ионизационных потерь не было найдено существенного различия между реальными и смоделированными данными, однако были обнаружены и исправлены неточности калибровки величины dE/dx .

Рассматривались следующие источники остаточного фона:

- Остаточный фон от $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ событий, в основном от событий с протонами и каонами в конечном состоянии;
- Остаточный фон от $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ событий вследствие "хвостов" в распределениях правдоподобия для электронной и мюонной гипотез;
- Остаточный фон вызванный четырех-фермионными

событиями: не-мультипериферические процессы (включая $e^+e^- \tau^+ \tau^-$ конечное состояние) и мультипериферический процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+ \tau^-$, не удовлетворяющий определению сигнала;

- Процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ (остаточный фон от других процессов двух-фермионного рождения был пренебрежимо мал).

Уровень фоновых событий составил около 12%, наибольший вклад внес процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- q\bar{q}$ – около 4%.

Низкие импульсы продуктов распада тау-лептона в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+ \tau^-$, а также наличие только двух треков в событии могут сделать вероятность срабатывания триггера ДЕЛФИ в таком событии существенно меньше 100%. Таким образом, некоторые сигнальные события могли быть потеряны еще на этапе набора данных. Для корректного определения сечения необходимо было оценить количество таких событий, то есть определить эффективность триггерной системы ДЕЛФИ к отобранным событиям. Метод измерения эффективности триггера ДЕЛФИ для отобранных событий основывался на возможности срабатывания нескольких независимых функций решения триггера для одного и того же события.

Были измерены эффективности триггерной системы к треку, оставленному электроном и не-электроном в центральной и торцевых частях установки ДЕЛФИ. Эффективность регистрации пары тау-лептонов составила около 95%.

Основные источники систематической погрешности таковы: погрешность, связанная с определением триггерной эффективности, погрешность, связанная с измерением ионизационных потерь, а также неопределенность уровня остаточного фона. Общая относительная систематическая ошибка варьировалась от 8.9% до 4.3% в зависимости от периода набора данных.

Сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+ \tau^-$ вычислялись по формуле

$$\sigma = \frac{N_{obs} - N_{bg}}{\epsilon_{sel} \epsilon_{trig} \mathcal{L}} \quad (10)$$

где N_{obs} – число отобранных событий, N_{bg} – число фоновых событий в предположении, что их триггерная эффективность равна триггерной эффективности сигнальных событий, ϵ_{sel} – эффективность отбора, ϵ_{tr} – эффективность триггера и \mathcal{L} – интегральная светимость. Сечения вычислялись отдельно для каждого годового периода набора данных.

Число отобранных и ожидаемых событий, измеренные сечения и сечения, предсказываемые генератором BDKRC, а также их отношения представлены в таблице 1. Ожидаемое число событий вычислялось из моделирования сигнальных событий и фоновых событий с учетом триггерной эффективности. Измеренные сечения согласуются с предсказаниями Стандартной Модели, вычисляемыми с помощью генератора BDKRC.

Год	отобрано	ожидалось	$\sigma_{meas}, \text{пб}$	$\sigma_{MC}, \text{пб}$	$\sigma_{meas}/\sigma_{MC}$
1997	211	224 ± 18	401 ± 32 ± 36	428.2 ± 0.5	0.94 ± 0.11
1998	629	652 ± 24	419 ± 19 ± 18	436.7 ± 0.5	0.96 ± 0.06
1999	909	937 ± 39	436 ± 16 ± 21	448.5 ± 0.5	0.97 ± 0.06
2000	641	665 ± 32	443 ± 20 ± 24	459.4 ± 0.5	0.97 ± 0.07

Таблица 1: Количество отобранных и ожидаемых событий, измеренные сечения, сечения, предсказываемые КЭД и их отношения. Первая погрешность на измеренное сечение – статистическая, вторая – систематическая.

Среднее сечения для LEP2 составило

$$\sigma_{LEP2} = 429 \pm 17 \text{ пб},$$

что соответствует усредненной по светимости энергии 197.1 ГэВ. Сечение, предсказываемое Стандартной Моделью для этой энергии составляет 447.7 ± 0.3 пб.

В четвертой главе описывается формализм, допускающий аномальные электромагнитные моменты заряженного лептона, чувствительность эксперимента к вкладу в сечение рождения пар тау-лептонов, обусловленному аномальными электромагнитными моментами, а также приводится процедура определения аномального магнитного и электрического дипольного моментов тау-лептона.

В предположении, что Стандартная модель является эффективной теорией для низких энергий, общая форма вершины $\tau\tau\gamma$ может быть параметризована в следующей форме:

$$-ie\bar{u}(p')\{F_1(q^2)\gamma^\mu + iF_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{2m_\tau} + F_3(q^2)\gamma^5\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{2m_\tau}\}u(p)\epsilon_\mu(q) \quad (11)$$

где $\epsilon_\mu(q)$ – вектор поляризации фотона с импульсом q . Форм-фактор F_1 описывает распределение электрического заряда и $e_\tau = eF_1(0)$, тогда как F_2 и F_3 – форм-факторы, связанные с аномальным магнитным моментом a_τ и электрическим дипольным моментом d_τ :

$$a_\tau \equiv \frac{g_\tau - 2}{2} = F_2(0) \quad (12)$$

и

$$F_3(0) = -\frac{2m_\tau d_\tau}{e_\tau} \quad (13)$$

В Стандартной Модели без учета петлевых диаграмм $a_\tau = 0$ и $d_\tau = 0$. Учет петлевых диаграмм дает ненулевое значение для $a_\tau = 11773(3) \cdot 10^{-7}$, в то время как ненулевое значение d_τ запрещено как Т-инвариантностью, так и Р-инвариантностью.

Для моделирования вклада аномального магнитного и электрического дипольного моментов для их значений, отличных от значений, предсказываемых Стандартной Моделью, использовалось вычисление, проделанное в работах Cornet и Шапа. Это вычисление основано на расчете матричного элемента процесса $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$ в лидирующем порядке КЭД и его переводе в сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ при помощи приближения эквивалентных фотонов.

Была оценена чувствительность экспериментального отбора событий к вкладу аномального рождения. Результирующий эффект, учитывающий изменение как распределения инвариантной массы, так и углового распределения, увеличивает эффективность к аномальному рождению, однако в этой работе консервативно предполагалась равность эффективностей отбора для событий, соответствующих стандартному и аномальному рождению тау-пар.

На основе измеренных сечений были вычислены пределы на изучаемые моменты:

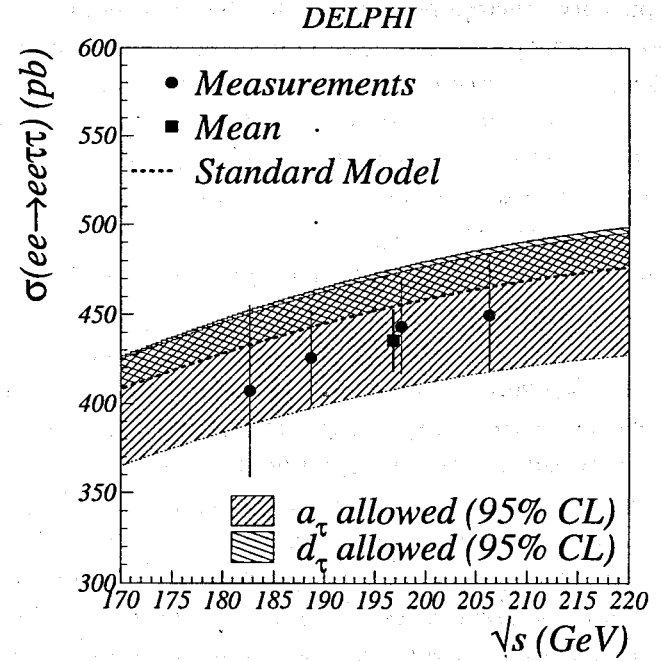


Рис. 2: Измеренные сечения (кружки), сечение, усредненное для LEP2 (квадрат), и сечение, предсказываемое Стандартной Моделью как функция от \sqrt{s} . Две полосы обозначают изменение сечения, вызванное аномальным магнитным и электрическим дипольным моментами.

$$-0.052 < a_\tau < 0.013, \quad 95\% \text{ CL} \\ |d_\tau| < 3.7 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{cm}, \quad 95\% \text{ CL}.$$

На рис. 2 показаны измеренные сечения, сечение, усредненное для LEP2 и сечение, предсказываемое Стандартной Моделью как функция от \sqrt{s} . Две полосы на рисунке представляют разрешенные области для изменения сечений, вызванного аномальным магнитным и электрическим дипольным моментами.

В пятой главе описывается теория с субмиллиметровыми пространственными измерениями, приводится описание используемых дифференциальных сечений рождения лептонов

и процедуры их интерпретации. Особое внимание уделяется вычислению вклада радиационных поправок в дифференциальное сечение рождения лептонов с учетом дополнительных измерений.

Большая разница между характерной шкалой электрослабого взаимодействия ($M_{EW} \approx 10^2$ ГэВ) и энергией, при которой гравитационное взаимодействие сравнивается с электрослабым, то есть масса Планка ($M_{Planck} \approx 10^{19}$ ГэВ) приводит к так называемой проблеме иерархии. Решение этой проблемы, не основанное на суперсимметрии и теории техникolora, было предложено в работах Arkani-Hamed, Dimopoulos и Dvali и базируется на введении нескольких дополнительных компактных пространственных измерений, в которых может распространяться гравитон со спином 2. В электрон-позитронных столкновениях на ЛЭП и других коллайдерах теория предсказывает изменение дифференциального сечения процесса $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, $l = \mu, \tau$, связанное с обменом виртуальным гравитоном. Помимо обычной диаграммы, включающей в себя обмен фотоном и Z^0 -бозоном, появляется диаграмма с обменом виртуальными гравитонами со спином 2 и со спектром масс k/R , $k = 0, 1, 2, \dots$. Каждый из гравитонов имеет очень маленькую константу связи с лептонами из-за малости массы Планка, однако эта константа не зависит от массы гравитона, поэтому суммирование вкладов обменов всеми возможными гравитонами дает заметный эффект.

Угловое распределение фермионов в конечном состоянии процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ с учетом обмена виртуальными гравитонами имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dz} = \frac{\pi\alpha^2}{2s} P_{ij} [A_{ij}^2(1+z^2) + 2B_{ij}^2 z] \quad (14)$$

$$- \frac{\lambda}{M_s^4} \frac{s\alpha P_i}{4} [2z^3 v_i^2 - (1-3z^2)A_i^2] + \frac{\lambda^2}{M_s^8} \frac{s^3}{32\pi} [1-3z^2+4z^4]$$

где индексы $i = 1$ соответствует обмену фотоном, а $i = 2$ соответствует обмену Z^0 -бозоном (аналогично для j),

$z = \cos \theta$ - косинус полярного угла фермиона,

P_{ij} и P_i - пропагаторные функции,

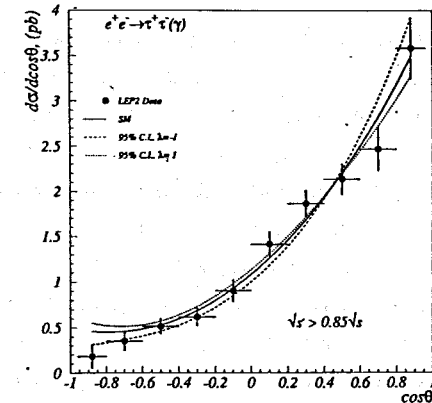
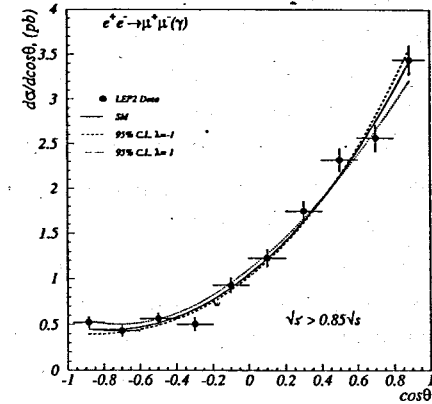


Рис. 3: Угловые распределения процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ (вверху) и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ (внизу), усредненные для данных, полученных при энергии столкновений 183-207 ГэВ. Линиями показаны предсказания Стандартной Модели, вычисленные для средней по интегральной светимости энергии соударений $\sqrt{s} = 195.3$ ГэВ, а также предсказания модели с дополнительными субмиллиметровыми пространственными измерениями, вычисленные при значениях массового параметра теории струн M_s , равных полученными пределам с для $\lambda = -1$ и $\lambda = +1$.

$$\beta = \sqrt{1 - 4m_f^2/s},$$

$A_{ij} = g_v^i g_v^j + g_a^i g_a^j$, $B_{ij} = g_v^i g_a^j + g_a^i g_v^j$, g_a и g_v – аксиальная и векторная константы связи. Безразмерный параметр λ включает в себя массу Планка для пространства $4+n$ измерений M_{Pl}^{4+n} и радиусы компактификации дополнительных измерений и не может быть точно вычислена без знания полной теории квантовой гравитации. Однако, считается, что этот параметр по порядку величины равен единице. В этой работе вычислялись пределы на массовый параметр теории струн M_s для двух значений параметра: $\lambda = +1$ и $\lambda = -1$.

Для вычисления вклада обмена виртуальным гравитоном с учетом радиационных поправок использовался пакет ZFITTER. Для этого в программе функция вычисления сечения в борновском приближении (первый член в формуле (15)) была заменена на функцию, вычисляющую вклад обмена гравитоном (второй и третий члены в формуле (15)).

Радиационные поправки к вкладу, обусловленному обменом виртуальным гравитоном составили около 15% от самого вклада.

В этом анализе использовались дифференциальные сечения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, измеренные при энергии столкновений от 183 до 208 ГэВ. Для интерпретации данных в рамках описанной модели была построена и минимизирована функция χ^2 с параметром $\epsilon = \lambda/M_s^4$. Угловое распределение, описываемое формулой (15) было скорректировано с учетом радиационных поправок. Статистические ошибки, использующиеся в функции χ^2 определялись из предсказания Стандартной Модели, вычисляемого программой ZFITTER. Функция учитывала корреляции систематических погрешностей между бинами в распределении по $\cos\theta$, а также корреляции между измерениями с различными энергиями столкновений и корреляции между измерениями сечений рождения пар мюонов и пар тау-лептонов.

В таблице 2 представлены значения параметра ϵ , минимизирующие функцию χ^2 , построенную отдельно для результатов измерения процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, а также для данных, объединяющих эти два процесса. В таблице также представлены нижние пределы с

уровнем достоверности 95% на массовый параметр теории струн M_s , соответствующие значениям $\lambda = -1$ и $\lambda = +1$.

Процесс	ϵ_{min}	λ	M_s , ТэВ
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$	$+1.40_{-1.76}^{+1.72}$	-1	0.76
		+1	0.69
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$	$-2.72_{-3.20}^{+3.12}$	-1	0.59
		+1	0.69
$e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma)$	$+0.44_{-1.54}^{+1.51}$	-1	0.79
		+1	0.73

Таблица 2: Значения параметра ϵ , соответствующие минимуму функции χ^2 и нижние пределы на массовый параметр теории струн в модели с субмиллиметровыми дополнительными измерениями, полученные из угловых распределений процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, а также из анализа, включающего в себя оба процесса ($e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma)$).

На рис. 3 представлены угловые распределения отрицательно заряженного лептона в конечном состоянии процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, усредненные для данных, полученных при энергии столкновений 183-207 ГэВ, а также предсказания Стандартной Модели и предсказания модели с субмиллиметровыми дополнительными измерениями рассчитанные для значений массового параметра теории струн, равных полученным здесь нижним пределам.

В Заключение кратко суммируются результаты работы:

1. Автором разработан метод отбора событий рождения пар тау-лептонов в двухфотонных соударениях. В пределах акцептанса метод имеет эффективность от 52% до 56% в зависимости от энергии столкновений при низком уровне остаточного фона $\sim 12\%$.
2. Улучшена точность измерения ионизационных потерь для частиц с низкими импульсами с 6.8% до 5.4% при помощи разработанного алгоритма измерения dE/dx . Вклад в систематическую погрешность, связанный с измерением ионизационных потерь составил 2.9%.

Разработан метод определения триггерной эффективности детектора. Вклад в систематическую погрешность, связанный с измерением триггерной эффективности составил 2.8%.

3. Впервые с высокой точностью измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ для энергий в диапазоне 183 – 206 ГэВ. Измеренные сечения согласуются с предсказанием Стандартной Модели. Усредненное для всех энергий отношение измеренных и ожидаемых сечений

$$R_{LEP2} = 0.96 \pm 0.04.$$

Среднее сечение для LEP2 составило

$$\sigma_{LEP2} = 429 \pm 17 \text{ пб},$$

что соответствует усредненной по интегральной светимости энергии 197.1 ГэВ. Сечение, предсказываемое Стандартной Моделью для этой энергии составляет 447.7 ± 0.3 пб.

4. Установлен лучший в мире предел на аномальный магнитный момент тау-лептона:

$$-0.052 < a_\tau < 0.013, \quad 95\% \text{ CL}$$

и установлен предел на электрический дипольный момент тау-лептона, сравнимый с другими современными пределами:

$$|d_\tau| < 3.7 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}, \quad 95\% \text{ CL}.$$

5. Проведена проверка теории струн с дополнительными субмиллиметровыми пространственными измерениями и установлен предел на массовый параметр этой теории

$$M_s > 0.79 \text{ ТэВ}, \quad \lambda = +1 \quad 95\% \text{ CL},$$

$$M_s > 0.73 \text{ ТэВ}, \quad \lambda = -1 \quad 95\% \text{ CL}.$$

Список литературы

- [1] DELPHI Collaboration, J.Abdallah, ..., V.Zhuravlov *et al.*, Eur. Phys. J. C35 (2004) 159-170
- [2] И.Р.Бойко и В.В.Журавлев “Рождение тау-пар в двухфотонных столкновениях и пределы на аномальные электромагнитные моменты тау-лептона”, Письма в ЭЧАЯ, т.2 N4(127)-2005
- [3] V.Zhuravlov, “Study of Tau-pair Production in Untagged Photon-Photon Collisions at LEP and Limits on the Anomalous Electromagnetic Moments of the Tau Lepton”, DELPHI 2002-09 CONF 550
- [4] V.Zhuravlov “Properties of tau lepton”, in proc. of International Conference on High Energy Physics, 24–31 July, 2002, Amsterdam, Netherlands.
- [5] DELPHI Collaboration, J.Abdallah, ..., V.Zhuravlov *et al.*, “Measurement and Interpretation of Fermion-Pair Production at LEP Energies above Z Resonance”, CERN-PH-EP-2005-045, hep-ex/05120
- [6] A. Behrmann, ..., V. Zhuravlov *et al.*, “Results on Fermion-Pair Production at LEP running near 183 and 189 GeV”, 99-138 HEP’99 CONF 325
- [7] V.Zhuravlov, “Limits on the size of extra dimensions from LEP experiments.” in proc. of 2nd Tropical Workshop on Particle Physics and Cosmology: Neutrino and Flavor Physics, San Juan, Puerto Rico, 1-6 May 2000.

Получено 17 января 2005 г.