

P1-2004-62

И. Р. Бойко, В. В. Журавлев

РОЖДЕНИЕ ТАУ-ПАР В ДВУХФОТОННЫХ
СТОЛКНОВЕНИЯХ И ПРЕДЕЛЫ НА АНОМАЛЬНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ТАУ-ЛЕПТОНА

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Бойко И. Р., Журавлев В. В.

P1-2004-62

Рождение тау-пар в двухфотонных столкновениях и пределы на аномальные электромагнитные моменты тау-лептона

Изучалось рождение тау-пар в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ с использованием данных, полученных на установке DELPHI на ускорителе LEP в период с 1997 до 2000 г. (LEP2). Интегральная светимость составила 650 пб^{-1} . Полученные значения сечений находятся в согласии с предсказанием КЭД. Установлены пределы на аномальный магнитный и электрический дипольный моменты тау-лептона.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Boyko I., Zhuravlov V.

P1-2004-62

Study of Tau-Pair Production in Photon-Photon Collisions at LEP and Limits on the Anomalous Electromagnetic Moments of the Tau Lepton

Tau-pair production in the process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ was studied using the data collected by the DELPHI experiment at LEP2 during the years 1997–2000. The corresponding integrated luminosity is 650 pb^{-1} . The values of the cross-section obtained are found to be in agreement with QED predictions. Limits on the anomalous magnetic and electric dipole momenta of the tau lepton are deduced.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

ВВЕДЕНИЕ

В работе представлено изучение рождения пар тау-лептонов в двухфотонных столкновениях на основе данных, полученных на установке DELPHI в период с 1997 до 2000 г. при энергии столкновений \sqrt{s} в диапазоне от 183 до 208 ГэВ. Общая интегральная светимость, использованная в этом анализе, составила 650 пб^{-1} . На ускорителе LEP исследуемый процесс был впервые зафиксирован коллаборацией OPAL [1], а впоследствии изучался коллаборацией L3 [2].

Конечное состояние реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ может быть получено с помощью ряда фейнмановских диаграмм. Здесь мы представляем измерение сечения для вклада так называемой мультипериферической диаграммы (рис. 1), соответствующей столкновению двух виртуальных фотонов. Другие процессы, имеющие такое же конечное состояние, рассматривались как фоновые.

Изучение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ проясняет два фундаментальных вопроса. Во-первых, оно является глубокой проверкой КЭД в четвертом порядке теории возмущений. Далее, вершина $\gamma\tau\tau$ чувствительна к аномальному взаимодействию тау-лептона. Так как «древесная» диаграмма изучаемого процесса содержит две такие вершины, аномальный магнитный и электрический дипольный моменты тау-лептона могут быть получены из сравнения измеренного сечения с предсказанием КЭД.

Далее в статье дается детальное описание измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, включая отбор тау-пар, оценку остаточного фона, вычисление эффективности отбора и триггерной эффективности и оценку систематических погрешностей. В последнем разделе статьи измеренные сечения используются для получения пределов на электромагнитные моменты тау-лептона.

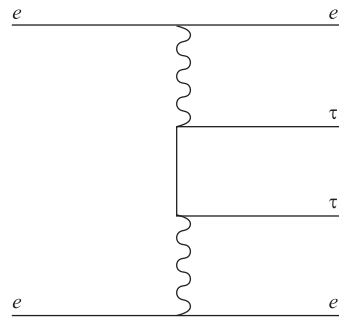


Рис. 1. Мультипериферическая диаграмма для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

1. ГЕНЕРАТОРЫ СОБЫТИЙ

Изучаемый процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ моделировался с помощью генератора Берендса, Давервельдта и Кляйсса RADCOR (BDKRC) [3], который вычисляет сечения для мультипериферальной диаграммы с учетом радиационных поправок к электронной и позитронной линиям. Использовалось следующее определение сигнального процесса: инвариантная масса тау-пары должна быть меньше 40 ГэВ/с, 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. С этими ограничениями измеряемое сечение было на $(1,44 \pm 0,04)\%$ меньше, чем полное сечение, предсказываемое генератором BDKRC. Распад «тау» был смоделирован с помощью программы TAUOLA [4], которая учитывает излучение фотонов 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) [5]. Рождение адронов в двухфотонных соударениях моделировалось генератором RYTHIA 6.1 [6]. Четырехфермионные процессы, отличные от мультипериферических, моделировались генератором WPHACT [7].

Генерированные события проходили через программу моделирования DELPHI и реконструировались той же программой, что и экспериментальные данные [8].

2. ОТБОР СОБЫТИЙ

В большинстве событий, рожденных в двухфотонных столкновениях, обе пучковые частицы отклоняются на малый угол и не могут быть зарегистрированы детектором. Таким образом, могут быть измерены только продукты распада тау-лептонов. Чтобы подавить остаточный фон, рассматривались только каналы распада «тау» с одной заряженной частицей, причем один тау-лептон должен был распасться на электрон, а другой — на не электрон (адрон или мюон). Анализ был основан только на измерении треков заряженных частиц, нейтральные частицы не принимались во внимание.

Полное описание установки DELPHI дано в [8]. В анализе использовались только те периоды набора данных, в которых полностью функционировали следующие детекторы — времяпроекционная камера (TRC), передние камеры (FCA, FCB) и один из дополнительных центральных трековых детекторов (ID или VD). В табл. 1 представлены интегральная светимость и усредненная энергия соударений для периодов набора данных, использовавшихся в анализе.

Таблица 1. Интегральная светимость и средняя энергия соударений

Год	1997	1998	1999	2000
Светимость, пб ⁻¹	52,3	152,6	224,2	217,5
$E_{ст}$, ГэВ	182,7	188,7	197,6	206,3

Процедура отбора событий состояла из двух этапов. На первом этапе (предварительный отбор) выбирались двухфотонные события с двумя хорошо восстановленными треками с ненулевым суммарным поперечным импульсом. Трек считался хорошо восстановленным, если импульс, вычисленный из его кривизны, был больше 100 МэВ, относительная погрешность измерения импульса была меньше 100 %, полярный угол θ был между 20 и 160°* и прицельный параметр был меньше 10 см вдоль оси z и меньше 5 см в плоскости $r - \phi$.

В предварительном отборе использовались следующие критерии.

- В событии должно быть ровно два хорошо восстановленных трека от частиц с противоположными зарядами, причем хотя бы одна из них должна иметь импульс более 300 МэВ.
- Суммарная энергия этих двух частиц должна быть меньше 30 ГэВ. Этот критерий использовался для подавления остаточного фона от процессов двухфермионного рождения в e^+e^- -аннигиляции.
- Для увеличения доли событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ акопланарность** треков должна быть больше $0,5^\circ$ и поперечная компонента векторной суммы импульсов частиц должна быть больше $500 \text{ МэВ}/c^2$.
- Чтобы отобрать события с высокой триггерной эффективностью, поперечная энергия, определенная как

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

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 г.) и измерение dE/dx , существенное в

*Ось z системы координат DELPHI располагалась вдоль направления пучка электронов, ось x была направлена к центру LEP и ось y была направлена вертикально. r — радиус в плоскости (x, y). Полярный угол θ измерялся от оси z, и азимутальный угол ϕ — это угол вокруг оси z.

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

этом анализе, было ненадежным, события с хотя бы одним треком в этом секторе или рядом с ним (ближе чем 10° по ϕ) исключались из анализа.

- Чтобы обеспечить баланс поперечного импульса $\gamma\gamma$ -системы, отбрасывались события, в которых сталкивающиеся электрон или позитрон отклонились настолько, что были зарегистрированы передними калориметрами (STIC и FEMC) и энерговыделение в одном из этих калориметров превысило 60 % энергии пучка.

Состав предварительно отобранных событий, предсказываемый моделированием, был следующим:

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	41 %
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	47 %
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	8 %
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	3 %
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	1 %

Доля остальных событий не превышала 1 %. Эффективность предварительного отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ была около 5 %, наибольшее подавление сигнальных событий (в 4 раза) происходило за счет требования двух хорошо восстановленных треков, и подавление еще в 2 раза — за счет требования большой поперечной энергии. На рис. 2 представлены распределения по инвариантной массе, суммарной энергии и суммарному поперечному импульсу пары заряженных частиц. События $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$ показаны заштрихованной гистограммой, моделированные события нормализованы на интегральную светимость реальных событий. Видимый дефицит реальных событий обусловлен неэффективностью триггера, что было учтено в дальнейшем анализе.

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 для электронной, мюонной, протонной и каонной гипотезы, определенное как

$$\Pi = \frac{(dE/dx)_{meas} - (dE/dx)_{exp}}{\sigma_{dE/dx}}, \quad (1)$$

где $(dE/dx)_{exp}$ — ожидаемое значение для частицы данного типа с данным импульсом; $\sigma_{dE/dx}$ — погрешность измерения ионизационных потерь $(dE/dx)_{meas}$. Для того чтобы проверить калибровку dE/dx , из предварительно отобранных событий были выделены события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. С их помощью найдена небольшая угловая зависимость dE/dx , а также различие между реальными и моделированными событиями.

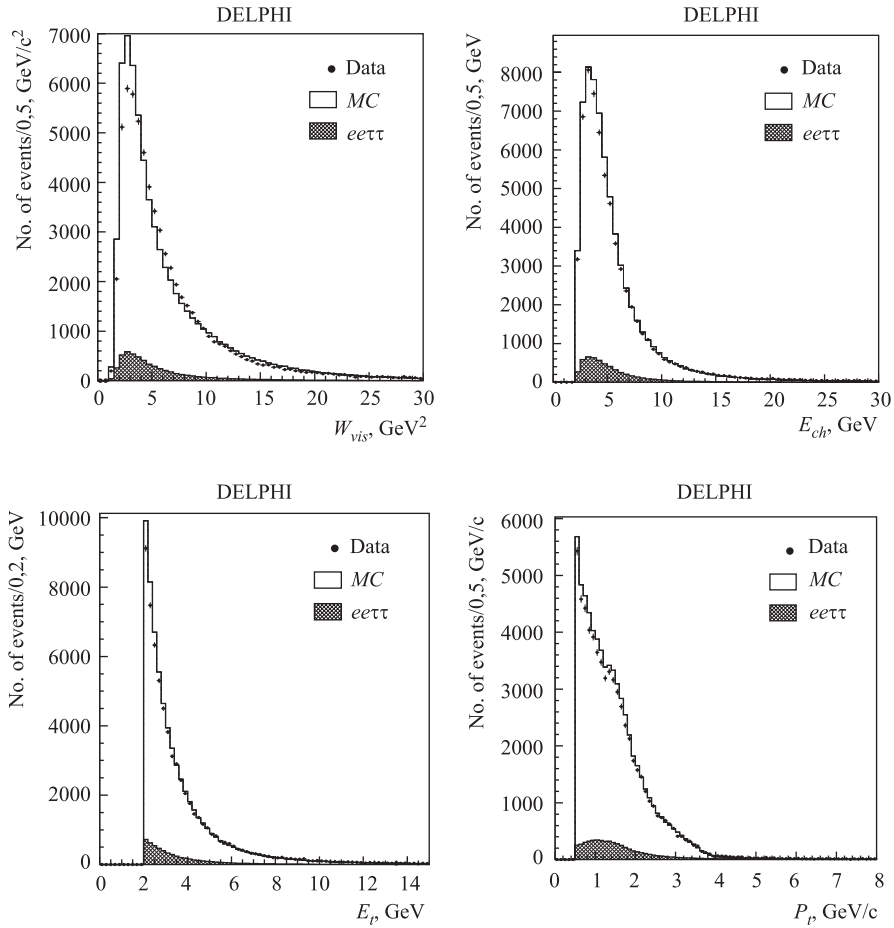


Рис. 2. Распределения по инвариантной массе, суммарной энергии и поперечному импульсу пары заряженных частиц после предварительного отбора. Точки соответствуют данным 1999 г., незаштрихованные гистограммы показывают смоделированные фоновые процессы, заштрихованные гистограммы — процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

Для коррекции найденных расхождений были введены дополнительные калибровочные поправки, зависящие от азимутального и полярного угла трека. Остаточное расхождение между реальными и моделированными событиями было скорректировано увеличением ширины распределения измеренных ионизационных потерь в моделированных событиях. Процедура калибровок выполнена независимо для каждого годового периода набора данных.

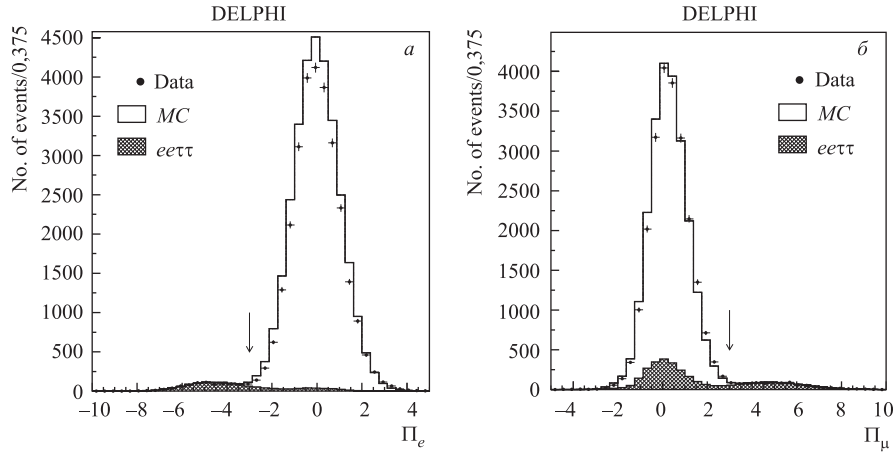


Рис. 3. Распределение по правдоподобию электронной гипотезы (а) и мюонной гипотезы (б) для событий, отобранных по всем критериям, кроме критерия по переменной, распределение по которой показано. Точки — данные 1999 г., незаштрихованная гистограмма — фоновые события, заштрихованная — сигнальные события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

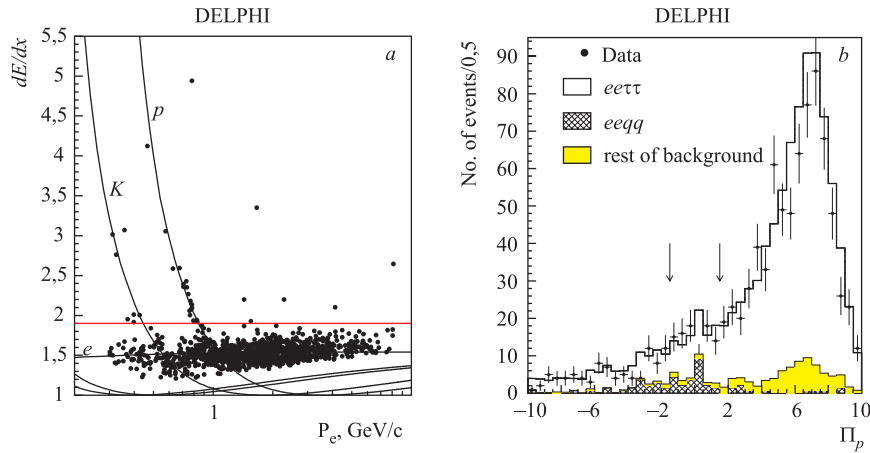


Рис. 4. а) Ионизационные потери как функция импульса для частицы, идентифицированной как электрон после предварительного отбора и идентификации электрона и не электрона. Горизонтальная линия указывает первый критерий для подавления фона от каонов и протонов. б) Распределение по правдоподобию протонной гипотезы для треков, идентифицированных как электрон. Заштрихованная гистограмма — остаточный фон от событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-qq$, серая — остальной фон. Стрелками указаны границы критерия отбора по этой переменной. Гистограммы составлены из событий, прошедших все остальные критерии отбора

После коррекции измеренного значения dE/dx трек идентифицировался как электрон, если $\Pi_\mu > 3$, и как не электрон, если $\Pi_e < -3$. Рис. 3 иллюстрирует критерии идентификации частиц. Распределения правдоподобия для мюонной и электронной гипотез показаны для моделированных и реальных событий периода набора данных 1999 г. Каждое распределение содержит события, отобранные по всем критериям, кроме критерия по переменной, распределение по которой показано. Сигнальные события показаны заштрихованной гистограммой.

Существенный вклад в остаточный фон после отбора событий по правдоподобию мюонной и электронной гипотез давал процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ с каонами и протонами в конечном состоянии. Рис. 4, а показывает ионизационные потери для треков, идентифицированных как электрон, как функцию от импульса частицы. На рисунке отчетливо видны полосы, соответствующие протонам и каонам. Для подавления протонного и каонного остаточного фона идентификация электронов была усилена: dE/dx кандидата в электроны не должна превышать 1,9 величины минимальной ионизации и правдоподобие протонной и каонной гипотез должно находиться вне интервала $\pm 1,5\sigma$: $|\Pi_K| > 1,5$ и $|\Pi_P| > 1,5$. На рис. 4, б показано распределение правдоподобия протонной гипотезы после отбора по всем критериям, кроме критерия $|\Pi_P| > 1,5$. Заштрихованной гистограммой показаны фоновые события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, серой — остальной фон. Стрелками указаны границы отбора по этой переменной.

Таблица 2. Эффективности отбора событий, %

Год	1997	1998	1999	2000
1-й этап	5,39	5,37	5,38	3,85
2-й этап	17,3	16,4	16,4	16,1
Полная	0,93	0,88	0,88	0,62

В табл. 2 представлена эффективность для первого и второго этапа отбора событий и полная эффективность. Пониженная эффективность предварительного отбора в 2000 г. обусловлена удалением событий в нестабильном секторе TRC. Определение погрешности измерения эффективности отбора обсуждается далее в этой статье.

На рис. 5 даны в сравнении распределения по импульсам частиц для прошедших отбор моделированных и реальных событий. На рис. 6 показано распределение видимой инвариантной массы в отобранных событиях. На графиках моделированные события скорректированы на триггерную эффективность (см. далее).

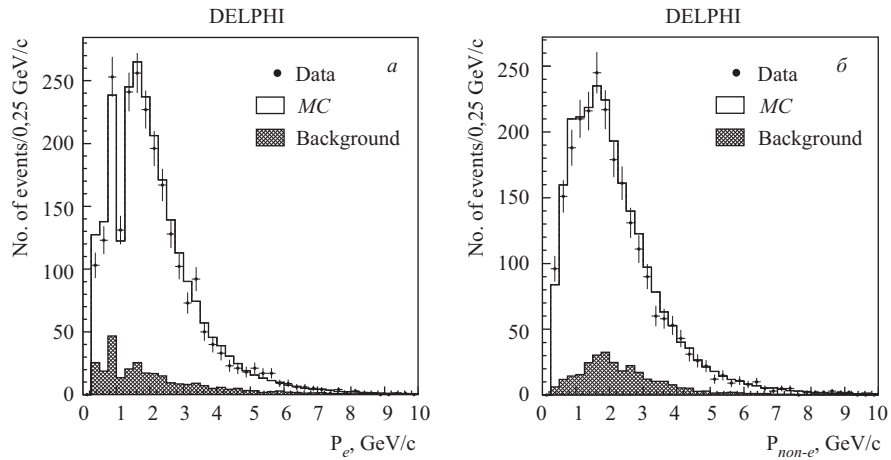


Рис. 5. Распределение по импульсам для частиц, идентифицированных как электрон (а) и как не электрон (б) для событий, прошедших отбор из данных 1997–2000 гг. Распределения моделированных событий учитывают триггерную эффективность. Провал в распределении импульсов электронов возле 1 ГэВ/с вызван критерием для подавления протонов: ионизационные потери электронов и протонов близки в этой области импульсов

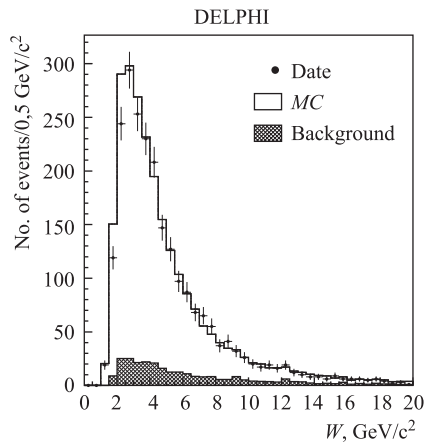


Рис. 6. Распределение видимой инвариантной массы для событий, отобранных из данных 1997–2000 гг. Распределение моделированных событий учитывает триггерную эффективность. Видимая инвариантная масса вычислялась с использованием всех зарегистрированных заряженных частиц и фотонов

2.1. Триггерная эффективность. Низкие импульсы продуктов распада тау-лептона в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, а также требование только двух треков в событии могут привести к тому, что вероятность срабатывания триггера DELPHI в таком событии будет существенно меньше 100%. Следо-

вательно, в этом анализе необходимо определить эффективность триггера к отобраным событиям.

Триггерная эффективность определялась с помощью событий, выделенных из отобранной выборки. Использовался тот факт, что событие может быть зарегистрировано различными компонентами триггера DELPHI [10]. Трековые компоненты триггерной системы были объединены в центральный и торцевой триггеры. Для событий с одним треком в центральной части детектора, другим в торцевой части DELPHI было вычислено количество срабатываний центрального триггера (N_B), торцевого триггера (N_E) и их обоих (N_{BE}). Далее, одотрековая эффективность центрального и торцевого триггеров была вычислена по формулам

$$\varepsilon_{Barrel} = \frac{N_{BE}}{N_E}, \quad \varepsilon_{end-cap} = \frac{N_{BE}}{N_B} \quad (2)$$

отдельно для треков электронов и не электронов. Затем, используя аналогичный метод, вычислили calorиметрическую компоненту триггера для события. Результаты вычисления триггерной эффективности приведены в табл. 3. Эффективность триггера к паре треков вычислялась как объединение одотрековых эффективностей исходя из соотношения треков в центральной и торцевой частях DELPHI, предсказанного моделированием. Эффективность триггера к паре тау-лептонов вычислялась как объединение трековой и calorиметрической компонент триггера.

Таблица 3. Результаты изменения триггерной эффективности, %

Год	1997	1998	1999	2000
Трек в центр. части: электрон	$71,4 \pm 17,1$	$94,4 \pm 5,4$	$84,6 \pm 7,1$	$92,3 \pm 7,4$
не электрон	$100^{+0}_{-17,9}$	$85,2 \pm 6,8$	$85,0 \pm 8,0$	$78,6 \pm 11,0$
Трек в торцевой части: электрон	$26,3 \pm 10,1$	$36,5 \pm 6,1$	$21,5 \pm 4,6$	$22,0 \pm 6,9$
не электрон	$31,3 \pm 11,6$	$30,4 \pm 6,1$	$25,9 \pm 4,8$	$23,1 \pm 5,8$
Пара треков	$94,5^{+5,5}_{-7,1}$	$95,5 \pm 2,7$	$93,3 \pm 3,5$	$93,5 \pm 4,1$
Калориметрия	$6,7 \pm 1,9$	$8,6 \pm 1,2$	$7,1 \pm 0,9$	$7,7 \pm 1,1$
Тау-пара	$94,9^{+5,1}_{-6,6}$	$95,9 \pm 2,5$	$93,8 \pm 3,3$	$94,0 \pm 3,8$

2.2. Эффективность измерения dE/dx . Оба трека в выбранном событии должны иметь измерение энергетических потерь. Недостатки моделирования детектора могут привести к различию в эффективности измерения

dE/dx в реальных и моделированных событиях. Чтобы учесть это возможное расхождение, эффективность измерения dE/dx вычислялась для событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, выделенных из набора событий после предварительного отбора (величины эффективности измерения dE/dx для пионов и мюонов предполагались равными). Мюонные события были отобраны в соответствии с требованием идентификации хотя бы одного трека мюонными камерами, электронные события были отобраны с использованием измерения детектора черенковского излучения RICH. Для мюонных и электронных событий эффективность иметь треки с измерением dE/dx определялась из отношения

$$\varepsilon_{dE/dx}^2 = \frac{N_{dE/dx}}{N_{tot}}, \quad (3)$$

где $N_{dE/dx}$ — число событий, в которых оба трека имеют измерение dE/dx , и N_{tot} — полное число отобранных событий в данном наборе. Эффективность измерения dE/dx тау-пары, вычисленная из событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ для данных и для моделирования, представлена в табл. 4. Полученные значения использовались для поправки эффективности отбора и для оценки систематической ошибки. Эффективность отбора была скорректирована на фактор $\frac{\varepsilon_{dE/dx}(data)}{\varepsilon_{dE/dx}(MC)}$ (отношение эффективностей в реальных данных и в моделировании), и половина поправки была включена в систематическую погрешность.

Таблица 4. Результаты определения эффективности измерения dE/dx . Полученные значения эффективности включены в общую эффективность в табл. 2

Год	1997	1998	1999	2000
Эффективность в данных, %	$82,9 \pm 1,0$	$82,6 \pm 0,6$	$82,4 \pm 0,5$	$83,5 \pm 0,6$
Эффективность в моделировании, %	$82,3 \pm 0,4$	$82,5 \pm 0,2$	$82,3 \pm 0,1$	$84,6 \pm 0,2$

2.3. Остаточный фон. Рассматривались следующие источники остаточного фона:

- Фон от событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, в основном от событий с протонами и каонами в конечном состоянии, прошедших вследствие «хвостов» в распределениях правдоподобия для протонной и каонной гипотез;
- Фон от событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ вследствие «хвостов» в распределениях правдоподобия для электронной и мюонной гипотез;

- Фон, вызванный четырехфермионными событиями: не мультипериферические процессы (включая конечное состояние $e^+e^-\tau^+\tau^-$) и мультипериферический процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, не удовлетворяющий определению сигнала;
- Процесс $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (фон от других процессов двухфермионного рождения был пренебрежимо мал).

Результаты оценки остаточного фона от перечисленных выше источников показаны в табл. 5. Вклад от остальных источников остаточного фона был пренебрежимо мал. Теоретическая точность моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ недостаточно хорошо оценена, поэтому неопределенность в оценке этого фона была определена из самих данных с помощью инвертирования требования к dE/dx : $dE/dx > 1,9$ М.И.Р. вместо $dE/dx < 1,9$ М.И.Р. Неопределенность в 20% была приписана моделированию процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ в результате сравнения полученных наборов событий в данных и в моделировании.

Таблица 5. Результаты определения остаточного фона. Числа показывают доли указанного фона в процентах от отобранных событий. Погрешности вычислялись из квадратично складываемых статистических погрешностей наборов моделированных событий и теоретических неопределенностей генераторов Монте-Карло

Канал / год	1997	1998	1999	2000
$ee \rightarrow eeq\bar{q}$	$4,3 \pm 1,5$	$3,2 \pm 0,7$	$3,3 \pm 0,8$	$3,2 \pm 0,8$
$ee \rightarrow eeee$	$2,7 \pm 0,2$	$3,4 \pm 0,1$	$4,0 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$
$ee \rightarrow ee\mu\mu$	$2,9 \pm 0,1$	$5,0 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$
Другие четырехфермионн.	$1,5 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$
$ee \rightarrow \tau\tau$	$0,69 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,01$
Всего	$12,1 \pm 1,5$	$13,6 \pm 0,8$	$11,4 \pm 0,8$	$11,0 \pm 0,8$

3. ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

Рассматривались следующие источники систематической погрешности: неопределенности эффективности отбора и триггерной эффективности, а также неопределенность уровня остаточного фона. При вычислении неопределенности эффективности отбора учитывались отбор треков, отбор событий и статистические ошибки наборов моделированных событий.

Систематическая погрешность, связанная с отбором треков, вычислялась следующим образом. Каждый критерий отбора треков варьировался в обе стороны около своего номинального значения на величину, равную точности

измерения соответствующей переменной. Анализ повторялся с модифицированным критерием, и полученное изменение в сечении Δ сравнивалось с величиной ожидаемой статистической флуктуации σ , вызванной различием в наборах событий. Если величина Δ оказывалась меньше чем σ , этому критерию систематическая погрешность не приписывалась; в противном случае вклад критерия в систематическую погрешность вычислялся как $\sqrt{\Delta^2 - \sigma^2}$. Аналогично вычислялась погрешность, связанная с отбором событий.

Чтобы вычислить вклад, связанный с калибровкой dE/dx , каждый параметр калибровочных поправок изменялся на величину, равную его погрешности, и анализ повторялся. Величина изменения сечения добавлялась к систематической погрешности. Систематическая погрешность, связанная с увеличением ширины распределения измеренных ионизационных потерь в моделированных событиях, вычислялась аналогичным способом.

Систематические погрешности определения эффективности отбора, связанные с отбором треков, отбором событий и калибровкой dE/dx , представлены в табл. 6. Значения приведены для данных 1999 г. Дополнительные вклады в систематическую погрешность, связанные со статистической ошиб-

Таблица 6. Систематические погрешности определения эффективности отбора событий для данных 1999 г., связанные с отбором треков, отбором событий, калибровкой dE/dx , статистикой моделированных наборов событий и поправками к эффективности измерения dE/dx

Источник погрешности		Величина, %
Отбор треков	R_{imp}	0,7
	Z_{imp}	1,1
	$\delta p/p$	0,7
Отбор событий	P_e	0,3
	P_μ	0,3
	акопланарность	0,6
Калибровка dE/dx	$P_e \theta$	1,0
	$P_e \phi$	0,9
	$P_\mu \theta$	1,0
	$P_\mu \phi$	1,0
	положение пика	0,7
	ширина пика	0,6
Статистика Монте-Карло		0,8
Эффективность измерения dE/dx		0,6
Полная погрешность		3,0

кой наборов моделированных событий, а также с поправками к эффективности отбора, описанными в разд. 2.2, также приведены в табл. 6.

Наибольший вклад в систематическую погрешность дала неопределенность в определении триггерной эффективности, вызванная статистической погрешностью выборки событий, из которых определялась триггерная эффективность, см. разд. 2.1 и табл. 3. Дополнительный вклад в погрешность связан с тем, что триггерная эффективность к событиям остаточного фона могла отличаться от триггерной эффективности к сигнальным событиям. (В анализе эти эффективности считались равными.) Консервативная оценка этой неопределенности получена варьированием триггерной эффективности к событиям остаточного фона вверх до 100 % и вниз на ту же величину.

Систематическая неопределенность уровня остаточного фона включает в себя статистическую ошибку наборов моделированных событий и теоретическую неопределенность генераторов Монте-Карло, в основном для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, см. табл. 5.

Таблица 7. Относительные систематические погрешности сечения (в %)

Год	1997	1998	1999	2000
Триггерная эффективность	7,0	2,7	3,6	4,5
Эффективность отбора	5,1	3,2	3,0	3,0
Остаточный фон	1,7	0,9	0,9	0,9
Светимость	0,6	0,6	0,6	0,6
Общая погрешность	8,9	4,3	4,7	5,4

Источники систематической неопределенности представлены в табл. 7. Полная систематическая погрешность, вычисляемая квадратичным суммированием из всех описанных компонент, также представлена в табл. 7. Следующие неопределенности рассматривались как полностью скоррелированные между различными годами: теоретическая ошибка генераторов Монте-Карло; погрешность, связанная с триггерной эффективностью к событиям остаточного фона, и неопределенности, связанные с отбором треков и отбором событий. Систематические погрешности от остальных источников рассматривались как нескоррелированные.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ

Сечения вычислялись по формуле

$$\sigma = \frac{N_{obs} - N_{bg}}{\varepsilon_{sel}\varepsilon_{trig}\mathcal{L}}, \quad (4)$$

где N_{obs} — число отобранных событий; N_{bg} — число событий остаточного фона в предположении, что их триггерная эффективность равна триггерной

Таблица 8. Количество отобранных и ожидавшихся событий, измеренные сечения, сечения, предсказываемые КЭД, и их отношения. Первая погрешность на измеренное сечение — статистическая, вторая — систематическая

Год	Отобрано	Ожидалось	$\sigma_{meas}, \text{пб}$	$\sigma_{MC}, \text{пб}$	$\sigma_{meas}/\sigma_{MC}$
1997	211	224 ± 18	$401 \pm 32 \pm 36$	$428,2 \pm 0,5$	$0,94 \pm 0,11$
1998	629	652 ± 24	$419 \pm 19 \pm 18$	$436,7 \pm 0,5$	$0,96 \pm 0,06$
1999	909	937 ± 39	$436 \pm 16 \pm 21$	$448,5 \pm 0,5$	$0,97 \pm 0,06$
2000	641	665 ± 32	$443 \pm 20 \pm 24$	$459,4 \pm 0,5$	$0,97 \pm 0,07$

эффективности сигнальных событий; ε_{sel} — эффективность отбора и \mathcal{L} — интегральная светимость.

В табл. 8 представлены число отобранных событий и число ожидавшихся событий, измеренные сечения и сечения, предсказываемые генератором BDKRC, а также их отношения. Ожидавшееся число событий вычислялось из моделирования сигнальных событий и событий остаточного фона с учетом триггерной эффективности и поправок к эффективности измерения dE/dx . Величины измеренных сечений согласуются с предсказанием стандартной модели, полученным с помощью генератора BDKRC. Отношения измеренных и ожидавшихся сечений усреднены для всего набора данных LEP2, с учетом корреляций систематических ошибок. Результат усреднения составил $0,96 \pm 0,04$. Среднее значение сечения для LEP2 — (429 ± 17) пб — соответствует усредненной по интегральной светимости энергии 197,1 ГэВ. Сечение, предсказываемое генератором BDKRC для этой энергии, составляет $(447,7 \pm 0,3)$ пб.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТОВ

В стандартной модели лептоны считаются точечными объектами, следовательно, наблюдение отклонения магнитного и электрического дипольного моментов от их значений, предсказываемых стандартной моделью, стало бы проявлением физических эффектов за ее пределами. Аномальные магнитные моменты электрона [11] и мюона [12] известны с большой точностью, однако короткое время жизни тау-лептона не позволяет измерить его аномальный момент с подобной точностью методом прецессии.

Общая форма вершины $\tau\tau\gamma$ может быть параметризована в следующем виде:

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

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

$$a_\tau \equiv \frac{g_\tau - 2}{2} = F_2(0), \quad (6)$$

и

$$F_3(0) = -\frac{2m_\tau d_\tau}{e_\tau}. \quad (7)$$

В стандартной модели без учета петлевых диаграмм $a_\tau = 0$ и $d_\tau = 0$. Учет петлевых диаграмм дает ненулевое значение для $a_\tau = 11773(3) \cdot 10^{-7}$ [13], в то время как ненулевое значение d_τ запрещено как Т-инвариантностью, так и Р-инвариантностью.

Значения a_τ и d_τ были измерены в нескольких экспериментах. На L3 и OPAL [14, 15] изучали радиационные события $Z \rightarrow \tau\tau\gamma$ и установили следующие пределы на значения аномального магнитного и электрического дипольного моментов:

$$\begin{aligned} -0,052 < a_\tau < 0,058 \quad \text{и} \quad |d_\tau| < 3,1 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см} \quad (\text{L3}), \\ -0,068 < a_\tau < 0,065 \quad \text{и} \quad |d_\tau| < 3,6 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см} \quad (\text{OPAL}). \end{aligned}$$

Лучший предел на d_τ в настоящее время получен на эксперименте BELLE:

$$\begin{aligned} -0,22 < \Re e(d_\tau) < 0,45 \quad (10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}), \\ -0,25 < \Im m(d_\tau) < 0,08 \quad (10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}). \end{aligned}$$

Другие пределы на a_τ и d_τ могут быть найдены в [17–21].

Пределы, полученные в этом анализе. Мы представляем здесь определение аномального магнитного и электрического дипольного моментов тау-лептона, основанное на измерении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$. Изучение аномальной связи лептона с фотоном на LEP было предложено в [22].

Для моделирования вклада аномального магнитного и электрического дипольного моментов для их значений, отличных от значений, предсказываемых стандартной моделью, мы использовали вычисления, проделанные Cornet и Шапа [23]. Эти вычисления основаны 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 [24].

Вычисление [23] показало, что аномальные члены в (5) в основном изменяют количество тау-пар, рожденных в центральной части детектора, где процедура отбора событий имеет наибольшую эффективность. Это приводит

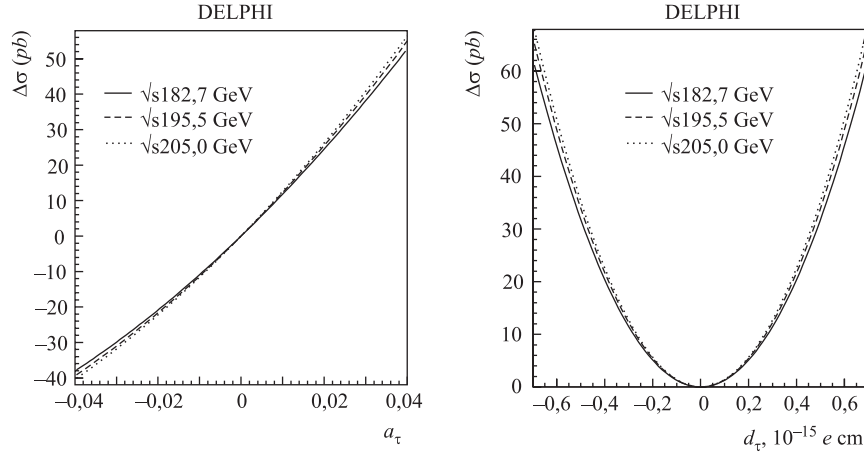


Рис. 7. Приращение полного сечения как функция от аномального магнитного и электрического дипольного моментов

к большей эффективности отбора событий, связанных с аномальными членами, в принципе улучшая пределы, полученные на аномальный магнитный и электрический дипольный моменты. Однако в этой статье мы консервативно предполагаем равную эффективность отбора для событий, соответствующих стандартному и аномальному рождению тау-пар.

На рис. 7 представлены приращения сечения как функция от аномального магнитного и электрического дипольного моментов. Три линии на каждом из рисунков обозначают вычисление с $\sqrt{s} = 182,7, 195,5$ и $205,0$ ГэВ. Увеличение энергии соударений медленно увеличивает вклады обоих электромагнитных моментов. Однако если увеличение абсолютной величины аномального магнитного момента может как увеличивать, так и уменьшать сечение, то вклад электрического дипольного момента может только увеличить сечение.

Для сравнения экспериментально измеренных сечений с вычисленными с учетом нестандартных значений электромагнитных моментов измеренные сечения были переведены в полные сечения с учетом различия в 1,44% из-за определения сигнала (см. раздел 2). Возможность использования поправки, вычисляемой из стандартной модели, обоснована тем, что измеренные сечения находятся в хорошем согласии с предсказанием стандартной модели и вклад аномальных членов не может быть большим, а также малостью самой поправки.

Сечения, измеренные для данных 1997, 1998, 1999 и 2000 г., фитировались для определения значений a_τ и d_τ . Процедура выполнялась для на-

хождения a_τ при d_τ , зафиксированном на его значении, предсказываемом стандартной моделью, и наоборот. Погрешность измеренного сечения для каждого года вычислялась квадратично из систематической и статистической погрешности.

Мы вычисляли пределы, используя следующее соглашение:

$$\int_{-\infty}^L \exp(-\chi^2/2) da_\tau = \int_R^{\infty} \exp(-\chi^2/2) da_\tau = \frac{1-CL}{2}, \quad (8)$$

где CL — это уровень достоверности, а L и R — верхний и нижний пределы. Аналогичное соглашение использовалось для d_τ . Центральное значение μ и стандартное отклонение σ для моментов вычислялось следующим образом:

$$\sigma = \frac{R-L}{2}, \quad \mu = \frac{R+L}{2}. \quad (9)$$

где L и R вычислялись с уровнем достоверности 68,3%.

На рис. 8 показан χ^2 как функция аномального магнитного и электрического дипольного моментов. Результаты фитирования таковы:

$$\begin{aligned} -0,052 < a_\tau < 0,013, & \quad 95\% \text{ CL}, \\ |d_\tau| < 3,7 \cdot 10^{-16} \text{ e} \cdot \text{см}, & \quad 95\% \text{ CL}. \end{aligned}$$

Предел на a_τ улучшает существующий предел PDG [25], основанный на результате L3 [14].

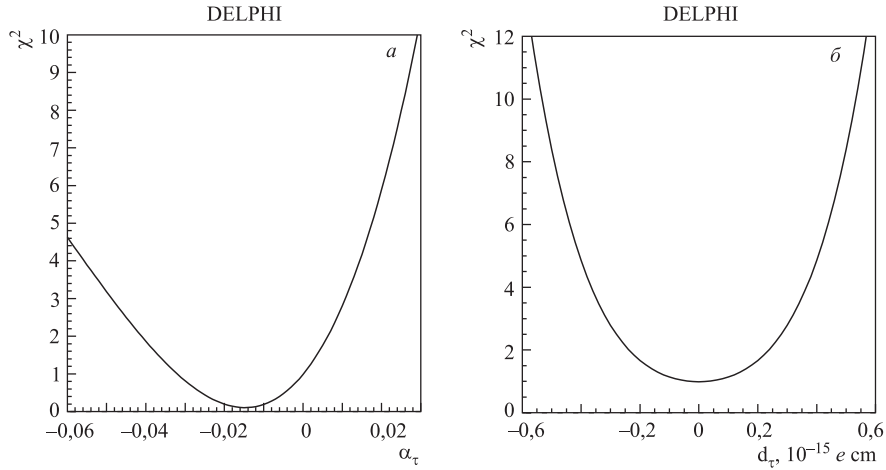


Рис. 8. χ^2 как функция аномального магнитного момента (а) и функция электрического дипольного момента (б)

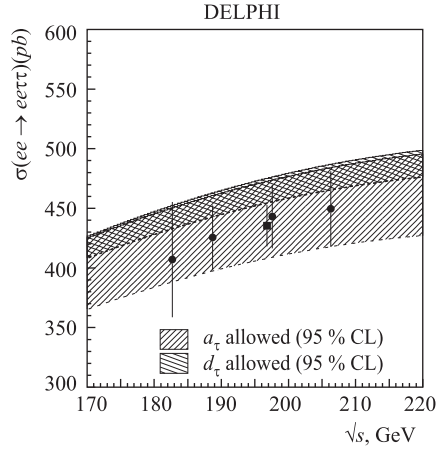


Рис. 9. Измеренные сечения (кружки), сечение, усредненное для LEP2 (квадрат), и сечение, предсказываемое стандартной моделью (пунктир), как функция от \sqrt{s} . Две полосы обозначают изменение сечения, вызванное аномальным магнитным и электрическим дипольным моментами

На рис. 9 показаны измеренные сечения, сечение, усредненное для LEP2, и сечение, предсказываемое стандартной моделью как функция от энергии. Две полосы на рисунке представляют разрешенные области для изменения сечений, вызванного аномальным магнитным и электрическим дипольным моментами. Результат, выраженный в форме среднего значения и стандартного отклонения, приведен ниже:

$$a_\tau = -0,018 \pm 0,017,$$

$$d_\tau = (0,0 \pm 2,0) \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изучили процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, используя данные, собранные установкой DELPHI на ускорителе LEP в период с 1997 по 2000 г. Усредненное для LEP2 сечение было найдено равным (429 ± 17) пб при предсказании стандартной модели $447,7$ пб. Отношение измеренного сечения к предсказываемому $0,96 \pm 0,04$ согласуется с предсказанием КЭД на уровне одного стандартного отклонения. Измеренные сечения использовались для нахождения пределов на аномальный магнитный и электрический дипольный моменты тау-лептона. Получены следующие пределы с уровнем достоверности 95%:

$$-0,052 < a_\tau < 0,013,$$

$$|d_\tau| < 3,7 \cdot 10^{-16} e \cdot \text{см}.$$

Благодарности. Мы признательны F. Cornet за предоставленные вычисления сечений для аномального рождения тау-пар в двухфотонных столкновениях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Akers R. et al. (OPAL Collab.) // Zeit. für Physik. C. 1993. V. 60. P. 593.
2. Acciarri M. et al. (L3 Collab.) // Phys. Lett. B. 1997. V. 407. P. 341.
3. Berends F. A., Daverveldt P. H., Kleiss R. // Comp. Phys. Comm. 1986. V. 40. P. 271.
4. Jadach S., Kühn J., Wqs Z. // Comp. Phys. Comm. 1991. V. 64. P. 275.
5. Berends F. A., Daverveldt P. H., Kleiss R. // Comp. Phys. Comm. 1986. V. 40. P. 285.
6. Sjöstrand T., Lönnblad L., Mrenna S. PYTHIA 6.2: Physics and Manual, hep-ph/0108264.
7. Accomando E., Ballestrero A. // Comp. Phys. Comm. 1997. V. 99. P. 270;
Accomando E., Ballestrero A., Maina E. // Comp. Phys. Comm. 2003. V. 150. P. 166.
8. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. and Meth. A. 1996. V. 378. P. 57.
9. Aarnio P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. and Meth. A. 1991. V. 303. P. 233.
10. Augustinus A. et al. The DELPHI trigger system at LEP2 energies, CERN-EP/2002-086. // Accepted by Nucl. Instr. and Meth. A.
11. Mohr P. J., Taylor B. N. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1999. V. 28. P. 1713;
Mohr P. J., Taylor B. N. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 351.
12. Bennett G. W. et al. (Muon (g-2) Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 101804.
13. Samuel M. A., Li G., Mendel R. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 668; erratum ibid. 1992. V. 69. P. 995.
14. Acciarri M. et al. (L3 Collab.) // Phys. Lett. B. 1998. V. 434. P. 169.
15. Ackerstaff K. et al. (OPAL Collab.) // Phys. Lett. B. 1998. V. 431. P. 188.
16. Inami K. et al. (BELLE Collab.) // Phys. Lett. B. 2003. V. 551. P. 16.
17. Gonzalez-Sprinberg G. A., Santamaria A., Vidal J. // Nucl. Phys. B. 2000. V. 582. P. 3.
18. Escribano R., Massó E. // Phys. Lett. B. 1997. V. 395. P. 369.
19. Silverman D. J., Shaw G. L. // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 1196.
20. del Aguila F., Sher M. // Phys. Lett. B. 1990. V. 252. P. 116.
21. Albrecht H. et al. (ARGUS Collab.) // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 37.
22. Cornet F., Illana J. // Phys. Rev. D. 1996. V. 53. P. 1181.
23. Cornet F. private communication,
Illana J. Estudio de las propiedades electromagnéticas del boson W y del lepton tau en procesos de dos fotones», doctoral thesis (in Spanish). University of Granada, 1995.
24. Budnev V. M. et al. // Phys. Rep. C. 1974. V. 15. P. 181.
25. Hagiwara K. et al. // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 010001.

Получено 22 апреля 2004 г.

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 24.06.2004
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,18. Уч.-изд. л. 1,63. Тираж 365 экз. Заказ № 54484.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru
www.jinr.ru/publish/