

Б-772

БОЙКО
Игорь Романович

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ И АСИММЕТРИЙ
РОЖДЕНИЯ ПАР ТАУ-ЛЕПТОНОВ,
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ И ПОИСК
АНОМАЛЬНЫХ ТЕНЗОРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В РАСПАДАХ ТАУ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ДЕЛФИ НА УСКОРИТЕЛЕ ЛЭП**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

346.6e1

1. Общая характеристика работы

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

А.Г.Ольшевский

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Ю.А.Кульчицкий
(ЛЯП ОИЯИ)

кандидат физико-математических наук

С.В.Трусов
(НИИЯФ МГУ)

Ведущая организация:


Институт физики высоких энергий, Протвино

Защита диссертации состоится " _____ " _____ 2002 г.
в " _____ " часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в
Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна, Московской
области.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2002 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного
института ядерных исследований.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук


Ю.А.Батусов

Целью диссертационной работы являлось экспериментальное определение сечения и зарядовой асимметрии рождения пар тау-лептонов в электрон-позитронной аннигиляции

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$$

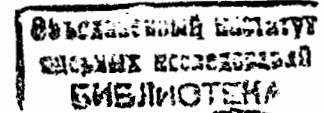
при энергиях Z-резонанса, измерение средней поляризации тау-лептонов и ее угловой зависимости, а также поиск аномального тензорного взаимодействия тау-лептонов.

Исследования, положенные в основу диссертационной работы, были выполнены автором в эксперименте ДЕЛФИ в течение 1995-2000 гг.

Научная новизна исследования. Впервые с высокой точностью были измерены параметры Z-резонанса в канале $\tau^+\tau^-$ и поляризация тау-лептонов, рождающихся в распадах Z-бозонов, что позволяет определить параметры Стандартной модели электрослабого взаимодействия. Кроме того, впервые экспериментально поставлено ограничение сверху на силу аномального тензорного взаимодействия тау-лептонов, допускающего наличие производных в лагранжиане взаимодействия.

Практическая ценность. Полученные результаты с высокой точностью подтвердили корректность предсказаний Стандартной модели электрослабого взаимодействия. Объединение всех измерений параметров Z-резонанса дает верхнюю оценку массы Хиггс-бозона приблизительно 200 ГэВ/c², что позволяет оптимизировать параметры установок, проектируемых для открытия и изучения Хиггс-бозона.

Автором была разработана и осуществлена процедура физического анализа данных эксперимента ДЕЛФИ. В частности, был проведен отбор событий рождения пар тау-лептонов, отбор адронных распадов тау-лептонов, определение сечений и зарядовых



асимметрий рождения пар тау-лептонов и поляризации тау-лептонов, а также аномального тензорного взаимодействия тау-лептонов. Для каждого из измерений была разработана процедура оценки систематических погрешностей. Кроме того, автором была разработана процедура интерпретации измерения поляризации тау-лептонов с учетом вклада радиационных поправок. Полученные результаты и разработанные процедуры использовались членами коллаборации ДЕЛФИ в дальнейшем физическом анализе.

Результаты, выносимые на защиту:

- Разработка метода отбора рождений пар тау-лептонов в эксперименте ДЕЛФИ;
- Определение сечений и зарядовых асимметрий рождения пар тау-лептонов в районе Z-резонанса;
- Определение средней продольной поляризации тау-лептонов и ее угловой зависимости, а также интерпретация этих данных в рамках Стандартной модели;
- Установление верхнего предела на силу аномального тензорного взаимодействия тау-лептонов.

Апробация работы. Основные результаты были опубликованы в отечественных и зарубежных журналах [1], [2], [3], [4], а также были представлены автором на международных конференциях [5], [6], [7], [8], [9].

Структура и объем диссертации. Работа содержит 97 страниц, включая 32 рисунка и 11 таблиц. Диссертация состоит из восьми 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 содержатся основные положения Стандартной модели электрослабого взаимодействия. Обсуждаются теоретические предсказания модели и вводятся необходимые для физического анализа формулы и определения.

Стандартная модель электрослабого взаимодействия предсказывает следующую связь между постоянной Ферми G_F (измеренной с высокой точностью в распадах мюонов) и массами переносчиков слабого взаимодействия:

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_Z^2 \sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (1)$$

Здесь малый (вычисляемый теоретически) параметр Δr учитывает все электрослабые радиационные поправки к процессу распада мюона. Особый интерес представляет зависимость Δr от массы t-кварка ($\Delta r_t \sim m_t^2$) и от массы Хиггс-бозона ($\Delta r_H \sim \ln M_H$), позволяющая предсказать значения масс соответствующих частиц. Входящие в формулу (1) параметры G_F , масса Z-бозона M_Z и постоянная тонкой структуры α измерены с чрезвычайно высокой точностью (относительная погрешность порядка 10^{-5}), поэтому точность предсказания m_t и M_H определяется в основном измерениями угла Вайнберга θ_w .

Значение θ_w связано с отношением между векторной v_f и аксиально-векторной a_f константами взаимодействия Z-бозона с фермионом f , например, $4 \sin^2\theta_w = 1 - v_f/a_f$ для случая, когда f - заряженный лептон. Константы v_f и a_f удобно использовать в комбинации $A_f = 2v_f a_f / [v_f^2 + a_f^2]$. Величина $\sin^2\theta_w$ экспериментально определяется различными способами. Перечислим те из них, которые использовались в данной работе:

- Определение полной и парциальных ширин Z-резонанса ($\Gamma_Z \sim [v^2 + a^2]$);
- Определение зарядовой асимметрии вперед-назад рождения фермион-антифермионных пар в районе Z-резонанса ($A_{FB}^f \sim A_e A_f$);

- Определение средней продольной поляризации фермионов ($P_f \sim A_f$);
- Определение угловой зависимости поляризации фермионов ($P_f[\Theta_f < 90^\circ] - P_f[\Theta_f > 90^\circ] \sim A_e$, где Θ_f - угол между направлениями импульсов фермиона f и пучкового электрона e^-).

В третьей 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, сооруженных на электрон-позитронном коллайдере ЛЭП. В данной работе анализировались данные, собранные в период ЛЭП-1 (1989-1995), когда энергия столкновений соответствовала Z-резонансу (88-94 ГэВ).

Установка ДЕЛФИ представляла собой сложный многоцелевой детектор с близкой к 4π геометрией, состоявший из центральной и двух торцевых (передней и задней) частей. Перечислим основные подсистемы установки, использовавшиеся в данной работе. Трековая система регистрировала треки заряженных частиц, измеряла их импульсы и потери энергии dE/dx . Центральный (HPC) и торцевой (FEMC) электромагнитные калориметры измеряли энергию электронов и фотонов, а также позволяли отделять электроны от заряженных пионов. Адронный калориметр (HCAL) измерял энергию долгоживущих адронов, а также позволял отделять заряженные адроны от мюонов. Наконец, мюонная система позволяла осуществлять идентификацию мюонов.

Распады Z-бозонов (а также некоторые другие процессы) порождали положительное решение триггерной системы, после чего система сбора данных производила считывание информации с подсистем установки. Собранные данные подвергались первичному анализу, результаты которого записывались в формате, именуемом "DST" (Data Summary Tape). Данные в формате DST, предназначенные для дальнейшего анализа, содержали в основном

информацию о реконструированных заряженных и нейтральных частицах: направления и импульсы треков, энерговыделения в калориметрах, сигналы мюонных камер и т.п.

Помимо реальных (собранных установкой) данных в анализе также использовались моделированные данные. Физические процессы моделировались генераторами событий (KORALZ и TAUOLA для $ee \rightarrow \tau\tau$, DYMU для $ee \rightarrow \mu\mu$, BABAMC, BNWIDE и BNLUMI для $ee \rightarrow ee$, JETSET для $ee \rightarrow qq$, BDK и TWO GAM для $ee \rightarrow eef\bar{f}$). Прохождение частиц через установку и отклик детекторов описывались программой моделирования установки DELSIM. Полученные моделированные данные подвергались затем такой же процедуре анализа, как и реальные данные, что позволяло, например, определить влияние отклика установки на эффективность отбора событий и т.п.

В четвертой главе описывается отбор событий рождения пар тау-лептонов. Действие каждого из критериев отбора иллюстрируется графиком, показывающим распределение событий по соответствующей переменной. Указаны различия в отборе событий в центральной и торцевой частях установки.

Отбор тау-пар значительно сложнее, чем отбор пар других лептонов (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$). Это связано с тем, что благодаря своему малому времени жизни ($\tau_\tau \sim 0.29$ псек) тау-лептон распадается практически в точке рождения (средний пробег около 2 мм), а в установке регистрируются лишь продукты его распада. Поэтому для выделения тау-пар использовалась не идентификация частиц (как в случаях электронов и мюонов), а кинематические критерии отбора. Плохо реконструированные треки могли сильно исказить кинематические характеристики события, поэтому в анализе использовались лишь треки, прошедшие специальный отбор.

Перечислим переменные, применявшиеся для отбора событий рождения тау-пар. Для отсева фона событий $ee \rightarrow qq$ использовались траст события T и зарядовая множественность N_{ch} (полное количество отобранных треков). Фон от столкновений

виртуальных фотонов ($ee \rightarrow eef\bar{f}$) подавлялся при помощи наблюдаемой энергии E_{vis} (алгебраическая сумма импульсов заряженных частиц и энергий фотонов) и поперечного импульса P_T (векторная сумма проекций импульсов заряженных частиц на плоскость $R-\phi$, перпендикулярную оси пучка). Для подавления процессов $ee \rightarrow ee$ и $ee \rightarrow \mu\mu$ применялись следующие переменные: аколинеарность двух главных (наиболее энергичных) треков Θ_{acol} ; а также $E_{rad} = \sqrt{(E_1^2 + E_2^2)}/E_{beam}$ и $P_{rad} = \sqrt{(P_1^2 + P_2^2)}/P_{beam}$. Здесь E_{beam} и P_{beam} - энергия и импульс пучковых частиц, $P_{1,2}$ - импульсы двух главных треков, а $E_{1,2}$ - полные энергосодержания в электромагнитных калориметрах вблизи от направления каждого из главных треков. Наконец, для подавления фона космических лучей использовались прицельные параметры главных треков R_{imp} и Z_{imp} (расстояния от экстраполяции трека до номинальной точки взаимодействия в плоскости $R-\phi$ и вдоль оси пучка Z), а также ΔZ - разность прицельных параметров Z_{imp} главных треков.

Критерии отбора несколько различались для событий в центральной и в торцевой частях установки. Приведем полный список критериев отбора для центральной части установки:

1. Зарядовая множественность N_{ch} не более шести.
2. Траст события $T > 0.996$
3. Наблюдаемая энергия E_{vis} не менее 8 ГэВ.
4. $P_{rad} < 1$.
5. $E_{rad} < 0.95$.
6. Прицельный параметр R_{imp} по крайней мере одного главного трека не превышал 3 мм по абсолютной величине.
7. Прицельные параметры Z_{imp} каждого из главных треков не превышали 4.5 см по абсолютной величине.
8. В двухтрековых событиях ($N_{ch} = 2$) аколинеарность Θ_{acol} должна быть не менее 0.5 градуса.

9. В двухтрековых событиях поперечный импульс P_T должен быть не менее 0.4 ГэВ/с.
10. В двухтрековых событиях разность прицельных параметров ΔZ не должна превышать по абсолютной величине 3 см.

Отбор в торцевой части установки был более жестким, что вызвано несколькими причинами: высокий фон от упругого электрон-позитронного рассеяния $ee \rightarrow ee$ и столкновений виртуальных фотонов; большое количество вещества на пути частиц, что ухудшало точность реконструкции треков и измерения энергии в электромагнитном калориметре; несколько худшие характеристики трековых детекторов торцевой части установки.

Приведем отличия критериев отбора в торцевой части установки по сравнению с центральной частью:

- Минимальное значение наблюдаемой энергии E_{vis} было увеличено с 8 ГэВ до 12 ГэВ.
- Максимальное значение радиального импульса P_{rad} было уменьшено с 1.0 до 0.9, а максимальное значение радиальной энергии E_{rad} - с 0.95 до 0.85. Для событий же, в которых один из двух главных треков был направлен в зазор между НРС и ФЕМС, значение E_{rad} не должно было превышать 0.4.
- Минимальное значение аколинеарности было изменено с 0.5° до одного градуса, причем данный критерий применялся ко всем событиям, а не только к двухтрековым.

Эффективность отбора событий $ee \rightarrow \tau\tau$ составляла около 80% в центральной части установки в 50-60% в торцевой части. В целом эффективность отбора составляла 62-63% по отношению к полному телесному углу при уровне остаточного фона от 2.5% до 4.5% (в зависимости от энергии столкновений).

В пятой главе описывается определение сечения и зарядовой асимметрии рождения пар тау-лептонов. Приводятся методы

определения уровня остаточного фона, реконструкции зарядов тау-лептонов, оценки систематических погрешностей измерений.

Сечение и зарядовая асимметрия рождения тау-пар определялась при помощи данных, собранных в эксперименте ДЕЛФИ в сеансе 1995 года при четырех значениях энергии столкновений. Два значения энергии столкновений вблизи максимума Z-резонанса ("пиковые энергии") будут обозначаться как "Peak" и "PS". Два других значения энергии, обозначаемые "P-2" и "P+2" были приблизительно на 1.8 ГэВ ниже и выше пиковых энергий.

Сечение рождения тау-пар определялось согласно формуле

$$\sigma_{\tau\tau} = \frac{N_{\tau\tau} - N_{bg}}{\varepsilon_{\tau\tau} \cdot L}, \quad (2)$$

Здесь N - количество событий, прошедших отбор, N_{bg} - ожидаемое количество фоновых событий, $\varepsilon_{\tau\tau}$ - эффективность отбора, а L - интегральная светимость ускорителя. Интегральная светимость определялась отдельно для каждой энергии столкновений при помощи событий упругого рассеяния $ee \rightarrow ee$ на малые углы. Эффективность отбора определялась из моделирования как отношение количества событий $ee \rightarrow \tau\tau$, прошедших отбор, к полному количеству моделированных тау-пар. Наконец, уровень остаточного фона определялся при помощи моделирования фоновых процессов, а затем к полученному результату прикладывалась поправка, определявшаяся следующим образом. К реальным и моделированным событиям применялись все критерии отбора, за исключением одного, наиболее эффективно подавлявшего один из фоновых процессов. Затем вместо этого "чувствительного критерия" применялся обратный ему критерий, в результате чего отбирались в основном фоновые события. Отношение количества таких событий в реальных и моделированных данных и давало поправку, прикладывавшуюся к значению N_{bg} , полученному из моделирования. Эта процедура нормирования уровня фона при помощи реальных данных позволяла уменьшить эффект от возможных погрешностей в моделировании установки.

Систематическая погрешность измерения сечения складывалась

из погрешностей определений эффективности отбора, уровня остаточного фона и интегральной светимости. Погрешность определения эффективности отбора оценивалась путем варьирования каждого из критериев отбора треков и событий, после чего вся процедура анализа повторялась. Полученное в результате этого изменение величины сечения (если оно превышало ожидаемую статистическую флуктуацию) включалось в систематическую погрешность. Кроме того, небольшой вклад в погрешность определения эффективности отбора давали статистические флуктуации моделированных событий $ee \rightarrow \tau\tau$. Источниками погрешности определения уровня фона были статистические флуктуации моделированных фоновых событий и реальных фоновых событий, использовавшихся для нормирования уровня фона, а также обнаруженные погрешности моделирования установки. Погрешность определения интегральной светимости складывалась из статистических флуктуаций событий $ee \rightarrow ee$, погрешностей моделирования установки и неопределенности теоретических вычислений сечения упругого рассеяния. Всего относительная погрешность определения сечения $\Delta\sigma/\sigma$ составляла около 0.6% в центральной части установки и около 1% в торцевой части.

Зарядовая асимметрия вперед-назад рождения тау-пар определяется следующим образом:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad (3)$$

где N_F - количество тау-пар, для которых импульс отрицательно заряженного тау-лептона направлен "вперед", то есть его полярный угол удовлетворяет условию $\Theta_{\tau^-} < 90^\circ$, а N_B - количество тау-пар, для которых импульс τ^- направлен "назад" ($\Theta_{\tau^-} > 90^\circ$).

Направление импульса тау-лептона аппроксимировалось осью траектории события, а заряд тау определялся по заряженным продуктам его распада. События, в которых реконструированные заряды тау-лептонов имели одинаковый знак, не использовались в анализе, а из доли таких событий в реальных данных определялась вероятность

ошибочного реконструирования знака заряда.

Для повышения точности величина A_{FB} определялась не согласно формуле (3), а путем фитирования измеренного дифференциального сечения предсказанием Стандартной модели: $d\sigma/d(\cos\Theta_{\tau^-}) \sim 1 + \cos^2\Theta_{\tau^-} + \frac{8}{3}A_{FB}\cos\Theta_{\tau^-}$. Таким образом использовалась дополнительная информация: значение величины $\cos\Theta_{\tau^-}$, а не только ее знак, как в (3).

Систематическая погрешность определения зарядовой асимметрии была сравнительно мала, так как экспериментальные погрешности как правило симметричны относительно замены знака заряда. Полная погрешность складывалась из неопределенности уровня фона, ошибочной реконструкции знака заряда тау-лептона и погрешности определения поправки, связанной с асимметрией вперед-назад поляризации тау-лептонов. Всего систематическая погрешность составляла около 0.001 для центральной части установки и от 0.002 до 0.007 в торцевой части.

Результаты измерения сечения и зарядовой асимметрии пар тау-лептонов приведены в таблице 1. Энергетическая зависимость измеренных сечения и асимметрии показана на рис. 1. Линиями показаны предсказания Стандартной модели, вычисленные при помощи программы ZFITTER.

	"P-2"	"Peak"	"PS"	"P+2"
Средняя энергия, ГэВ	89.438	91.278	91.292	92.965
Светимость, нб ⁻¹	8406	4413	8947	9167
Число событий	2683	4132	7823	4147
$\sigma_{\tau\tau}$, пб	494	1465	1461	696
$\Delta\sigma_{\tau\tau}$, пб	± 10	± 23	± 17	± 11
A_{FB}	-0.126	-0.006	0.018	0.121
ΔA_{FB}	± 0.019	± 0.015	± 0.011	± 0.015

Таблица 1: Результаты измерения сечения и зарядовой асимметрии в сеансе 1995 года.

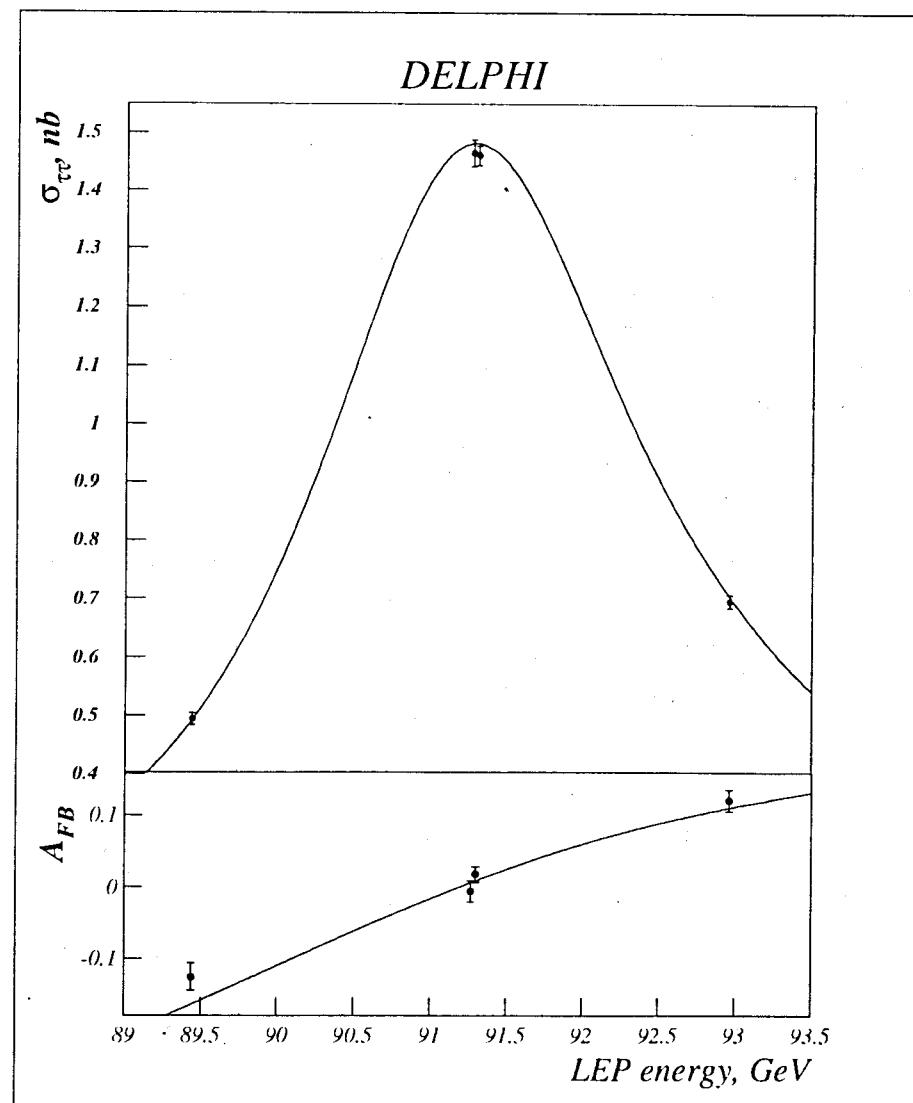


Рис. 1: Зависимость сечения рождения и зарядовой асимметрии пар тау-лептонов от энергий столкновений.

В шестой главе описывается определение средней продольной поляризации тау-лептонов по спектрам их адронных распадов. Приводится процедура идентификации частиц и отбора адронных распадов тау-лептонов. Особое внимание уделяется проверке корректности моделирования установки и связанным с этим систематическим погрешностям. Описывается процедура определения параметров Стандартной модели из угловой зависимости поляризации.

Нарушение четности в слабых взаимодействиях приводит к тому, что фермионы, рождающиеся в распадах Z-бозона обладают отличной от нуля продольной поляризацией, величина которой зависит от угла Θ_f между направлениями импульсов фермиона и пучкового электрона:

$$P_f \sim -\frac{A_f \cdot (1 + \cos^2\Theta) + A_e \cdot 2 \cos \Theta}{(1 + \cos^2\Theta) + A_f A_e \cdot 2 \cos \Theta} \quad (4)$$

Тау-лептон - единственный фермион, поляризация которого может быть измерена в экспериментах на ЛЭП при помощи спектров продуктов его распада.

Поляризация тау-лептона отражается в угловом распределении продуктов его распада в системе покоя тау-лептона. При энергиях ЛЭП-1 тау-лептоны рождаются с лоренц-фактором порядка 25, поэтому угловое распределение в системе покоя тау при переходе в лабораторную систему практически вырождается в распределение по импульсам продуктов распада. Спектр распадов частично поляризованных тау-лептонов представляет собой линейную комбинацию спектров распадов полностью поляризованных тау-лептонов с отрицательной и с положительной поляризацией:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dw} = \frac{1 - \langle P_\tau \rangle}{2} f^-(w) + \frac{1 + \langle P_\tau \rangle}{2} f^+(w), \quad (5)$$

где w - вообще говоря любая переменная, чувствительная к поляризации, а f^- и f^+ - распределения по этой переменной для тау-лептонов с отрицательной и положительной поляризацией соответственно. Таким образом, поляризацию тау-лептонов

можно измерить, фитируя экспериментально полученные спектры линейной комбинацией спектров f^- и f^+ , которые могут быть получены моделированием, причем поляризация $\langle P_\tau \rangle$ выступает в качестве параметра фита.

В данной работе поляризация тау-лептонов определялась при помощи метода инклюзивного отбора одотрековых адронных распадов, согласно которому отбирались распады $\tau \rightarrow h^\pm n \pi^0 \nu$, где h^\pm - заряженный пион либо каон, а число нейтральных пионов n могло принимать значения от нуля и выше. Предварительный отбор тау-пар почти совпадал с отбором, описанным в главе 4. Дальнейший отбор состоял в подавлении лептонных распадов тау, а также распадов на три (и более) заряженные частицы.

Многотрковые распады подавлялись следующим критерием: количество треков от распада тау-лептона, зарегистрированных в вершинном детекторе, должно было равняться единице. Распады тау-лептонов на электроны сравнительно низких энергий (до 10 ГэВ) отсеивались при помощи энергетических потерь трека dE/dx . Именно, измеренная величина не должна была превышать значение dE/dx , ожидаемое для пиона данного импульса, более чем на удвоенную погрешность измерений.

Дальнейший отбор зависел от значения инвариантной массы M_{inv} зарегистрированных продуктов распада тау-лептона (заряженной частицы, которой приписывалась масса пиона, и фотонов). Критерии отбора были более жесткими для событий с $M_{inv} < 0.3$ ГэВ/ c^2 , поскольку именно к этому диапазону принадлежит большинство лептонных распадов.

Фон электронов сравнительно больших энергий (более 10 ГэВ) подавлялся в основном при помощи энергоделиения, зарегистрированного в первых четырех (из девяти) слоях электромагнитного калориметра НРС. Эта величина не должна была превышать 2 ГэВ для $M_{inv} < 0.3$ ГэВ/ c^2 , и 5 ГэВ для больших значений M_{inv} .

В диапазоне $M_{inv} > 0.3$ ГэВ/ c^2 фон мюонов был пренебрежимо мал (наличие жестких фотонов нехарактерно для распадов $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$) и потому не подавлялся вовсе. Для событий же с

меньшими значениями M_{inv} использовались следующие критерии: трек не должен был иметь ассоциированных сигналов в мюонных камерах, а энерговыделение в адронном калориметре должно было либо равняться нулю, либо превышать 2 ГэВ в среднем на один слой калориметра.

Вышеописанная процедура отбора применялась для событий, зарегистрированных в центральной части установки. Для торцевой части критерии были несколько более жесткими: потери dE/dx не должны были превышать ожидаемое для пиона значение более чем на 1.5 (вместо 2) погрешности измерения, а вместо критерия на энерговыделение в НРС использовалось следующее условие: энерговыделение в торцевом электромагнитном калориметре FEMC (в ГэВ) не должно было превышать 0.6 импульса трека (в ГэВ/с).

Данная процедура применялась к данным, собранным в эксперименте ДЕЛФИ с 1992 по 1995 год. Всего было отобрано 54080 однострековых адронных распадов. Эффективность отбора составила 76%, в то время как уровень фона составлял 3.0% от лептонных распадов тау и 1.1% от "внешнего фона" (событий, в которых не происходило рождения тау-пар).

Значение средней поляризации тау-лептонов определялось фитированием трехмерного распределения по переменным M_{inv} , $\cos\theta$ и $\cos\psi$. Здесь θ - угол между направлением импульса тау-лептона и направлением импульса адрона (адронного резонанса) h в системе покоя тау. Его значение реконструировалось как $\cos\theta = [2p_h/p_\tau - 1 - (M_{inv}/m_\tau)^2]/[1 - (M_{inv}/m_\tau)^2]$. Аналогично, ψ определялся как угол между направлениями импульсов ρ -мезона и заряженного пиона от распада ρ : $\cos\psi \sim [E_{ch} - E_{neu}]/[E_{ch} + E_{neu}]$, где E_{ch} - кинетическая энергия, ассоциируемая с треком, а E_{neu} - суммарная энергия всех зарегистрированных фотонов. Экспериментально измеренное распределение событий по указанным трем переменным фитировалось предсказаниями моделирования, причем в качестве параметра фитирования выступало среднее значение поляризации тау-лептонов P_τ .

Значение поляризации определялось независимо для восьми диапазонов значений полярного угла Θ_τ - направления импульса

тау-лептона, который реконструировался так же, как и при измерении зарядовой асимметрии. Результаты измерений для каждого из угловых диапазонов приведены в таблице 2. Показаны как результаты отдельных годовых сеансов, так и усредненные значения для всего периода набора данных.

	Интервал $\cos\Theta$	1992 год	1993 год	1994 год	1995 год	Все данные
1	-0.940 : -0.809	-0.043 ± 0.086	-0.074 ± 0.086	+0.091 ± 0.070	-	+0.006 ± 0.046
2	-0.732 : -0.488	-	-0.013 ± 0.047	+0.029 ± 0.036	-0.047 ± 0.048	-0.002 ± 0.025
3	-0.488 : -0.244	-	-0.007 ± 0.050	-0.023 ± 0.038	-0.082 ± 0.048	-0.014 ± 0.026
4	-0.244 : 0.000	-	-0.115 ± 0.053	-0.066 ± 0.042	-0.197 ± 0.054	-0.116 ± 0.028
5	0.000 : 0.244	-	-0.146 ± 0.052	-0.127 ± 0.042	-0.143 ± 0.053	-0.137 ± 0.028
6	0.244 : 0.488	-	-0.243 ± 0.047	-0.157 ± 0.038	-0.184 ± 0.049	-0.189 ± 0.025
7	0.488 : 0.732	-	-0.219 ± 0.046	-0.289 ± 0.035	-0.240 ± 0.045	-0.256 ± 0.024
8	0.809 : 0.940	-0.229 ± 0.079	-0.205 ± 0.090	-0.195 ± 0.069	-	-0.209 ± 0.045

Таблица 2: Значения средней продольной поляризации тау-лептонов. Приведены только статистические погрешности измерений.

Особое внимание в работе уделялось проверке согласия моделирования с реальными данными, поскольку значение поляризации определялось фактически путем сравнения реальных и моделированных распределений. Моделирование каждой подсистемы установки проверялось при помощи независимых наборов событий, отобранных из реальных и из моделированных данных. Например, моделирование мюонных камер проверялось

при помощи мюонов, отобранных адронным калориметром, а моделирование отклика адронного калориметра - при помощи мюонов, отобранных мюонными камерами. В случае обнаружения расхождений с реальными данными в моделировании вносились соответствующие поправки. Систематическая погрешность измерения поляризации определялась в основном статистикой реальных событий, использовавшихся для проверки моделирования. Наибольшую систематическую погрешность вносило моделирование отклика электромагнитных калориметров. Полная систематическая погрешность ΔP_τ составляла ± 0.0065 для центральной части установки и ± 0.014 для торцевой части.

Для интерпретации результатов в рамках Стандартной модели и определения параметров A_τ и A_e использовалась программа ZFITTER, которая позволяла учесть различные эффекты: зависимость поляризации от энергии ускорителя, влияние излучения из начального состояния, электрослабые радиационные поправки и др. Измеренная угловая зависимость средней поляризации тау-лептонов фитировалась предсказаниями ZFITTER, причем в качестве параметров фитирования выступали значения A_τ и A_e (или A_e для случая лептонной универсальности $A_\tau = A_e = A_\ell$).

Результат фитирования угловой зависимости поляризации показан на рис. 2. Были получены следующие значения параметров A :

$$A_\tau = 0.1228 \pm 0.0101 \pm 0.0068$$

$$A_e = 0.1383 \pm 0.0142 \pm 0.0005$$

для случая отсутствия лептонной универсальности, и

$$A_\ell = 0.1282 \pm 0.0083 \pm 0.0043$$

для случая лептонной универсальности. Из измеренной величины A_ℓ можно получить значение эффективного угла Вайнберга:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2339 \pm 0.0012$$

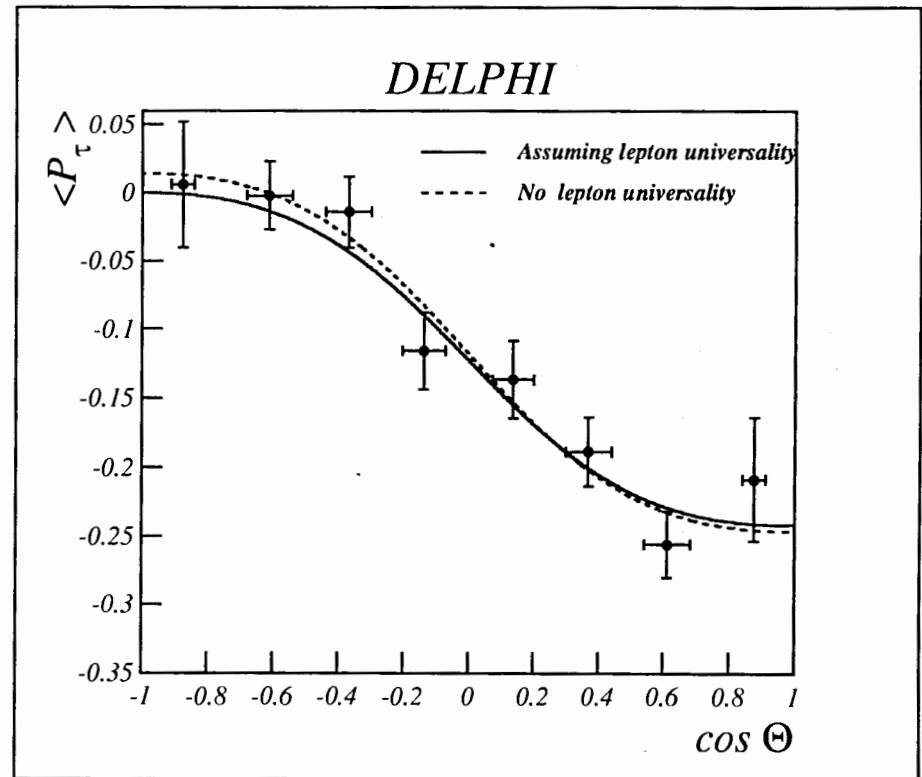


Рис. 2: Средняя поляризация тау-лептонов в зависимости от полярного угла направления импульса отрицательно заряженного тау-лептона. Точками показаны измерения, линиями - результаты фитирования.

В седьмой главе описывается поиск гипотетического аномального тензорного взаимодействия тау-лептонов, которое характеризуется наличием производных в лагранжиане взаимодействия. Вводится необходимый теоретический формализм. Анализ лептонных и адронных распадов тау-лептонов в пределах экспериментальной точности согласуется с предположением об отсутствии аномального взаимодействия, что позволяет поставить верхний предел на величину его эффективной константы связи.

Предполагалось, что эффективный лагранжиан взаимодействия для распада тау-лептона имеет следующий вид:

$$\mathcal{L} = \frac{g}{\sqrt{2}} W^\alpha \left\{ \bar{\tau} \gamma_\alpha \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu + \frac{\kappa_\tau^W}{2m_\tau} \partial_\beta \left(\bar{\tau} \sigma_{\alpha\beta} \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu \right) \right\} + \text{h.c.} \quad (6)$$

где W^α - слабый заряженный ток продуктов распада W-бозона, а аномальная часть лагранжиана пропорциональна безразмерной константе κ_τ^W , представляющей силу аномального тензорного взаимодействия. Целью данного исследования было измерение величины κ_τ^W или установление ее верхнего предела.

Из (6) могут быть получены искажения спектров распадов тау-лептонов, вызванные ненулевым значением параметра κ_τ^W . Поиск аномального тензорного взаимодействия производился путем сравнения экспериментально измеренных спектров с теоретическими предсказаниями для различных значений κ_τ^W . Применялись как чисто лептонные, так и полуадронные распады тау-лептонов. Отбор чисто лептонных распадов автором диссертации не производился. Использовались наборы событий, отобранных для измерения поляризации (см. [2]). Электроны идентифицировались при помощи электромагнитного калориметра и измерений потерь dE/dx (соотношение эффективность/фон составляло 72%/4%), а мюоны - при помощи адронного калориметра и мюонных камер (эффективность/фон 85%/4%). Полуадронные же распады отбирались при помощи процедуры инклюзивного отбора, описанной в главе 6.

Значение κ_τ^W определялось фитированием энергетических спектров заряженных частиц в случае лептонных распадов и трехмерных распределений по переменным M_{inv} , $\cos\theta$ и $\cos\psi$ (определенных в главе 6) в случае полуадронных распадов. В качестве иллюстрации на рис. 3 показан результат фитирования энергетического спектра распадов $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$. Основными источниками систематических погрешностей являлись ограниченность статистики моделированных событий,

моделирование отклика электромагнитного калориметра, погрешность измерения импульса заряженных частиц и неопределенность уровня фона.

В результате фитирования спектров реальных данных были получены следующие значения параметра κ_τ^W :

$$\begin{aligned} \tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau &: \kappa_\tau^W = +0.162 \pm 0.078 \pm 0.030. \\ \tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau &: \kappa_\tau^W = -0.043 \pm 0.057 \pm 0.032. \\ \tau \rightarrow h(n\pi^0)\nu_\tau &: \kappa_\tau^W = -0.122 \pm 0.059 \pm 0.025. \end{aligned}$$

Первая ошибка при каждом значении показывает статистическую погрешность, а вторая - систематическую. Усреднение трех результатов с учетом корреляции систематических погрешностей дает:

$$\kappa_\tau^W = -0.029 \pm 0.036 \pm 0.018$$

В процедуре усреднения показатель хи-квадрат в пересчете на одну степень свободы составлял $\chi^2/N_{dof} = 7.6/2$. Вероятность обнаружения такого же или худшего согласия между тремя измерениями составляет 2.3%.

Усредненное значение параметра κ_τ^W совместимо с нулем в пределах погрешности измерения, что позволяет сделать следующий вывод: анализ данных эксперимента ДЕЛФИ не выявил признаков существования аномального тензорного взаимодействия; все данные удовлетворительно описываются Стандартной моделью. Допустимый интервал значений κ_τ^W с уровнем достоверности 90% составляет $-0.096 < \kappa_\tau^W < 0.037$.

В Заключении кратко суммируются результаты работы:

1. Автором разработан метод отбора событий рождения пар тау-лептонов. Этот метод, в частности, позволил впервые осуществить отбор тау-пар в торцевой части установки

DELPHI

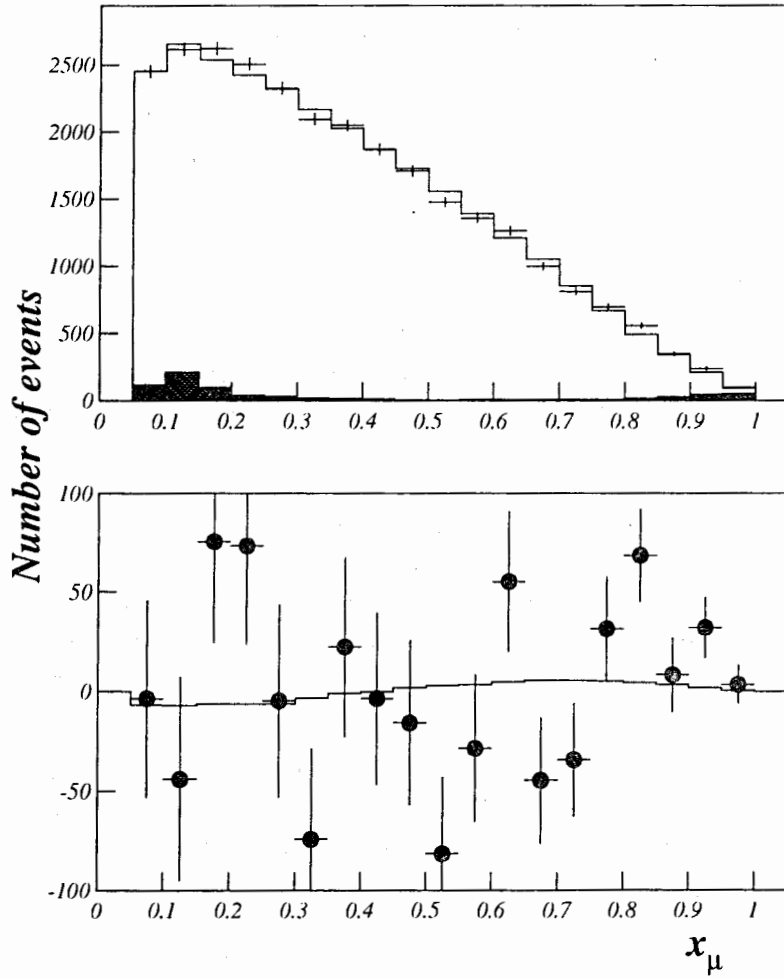


Рис. 3: Вверху: энергетические спектры мюонов из распадов $\tau \rightarrow \mu\nu\nu$ для реальных данных и для данных, моделированных с учетом аномального тензорного взаимодействия. Внизу: те же спектры после вычитания предсказания Стандартной модели.

ДЕЛФИ. В целом метод обеспечивает высокую эффективность отбора (более 60% относительно полного телесного угла) при низком уровне остаточного фона (от 2.5% до 4.5% в зависимости от энергии столкновений). Эффективность отбора определялась из моделирования, а уровень остаточного фона - из реальных данных.

2. Определены значения сечений и зарядовых асимметрий рождения тау-пар при четырех различных энергиях столкновений в районе Z-резонанса. Проведена оценка систематических погрешностей измерений. Полученные результаты хорошо согласуются с предсказаниями Стандартной модели и могут быть интерпретированы как определение "R-отношения" и "полюсной асимметрии" тау-пар:

$$R_\tau = 20.84 \pm 0.13$$

$$A_{FB}^{0,\tau} = 0.0241 \pm 0.0037$$

3. Определена средняя продольная поляризация тау-лептонов, а также ее угловая зависимость, для чего использовались адронные распады тау-лептонов, отобранные при помощи специально разработанной процедуры идентификации частиц. Впервые определена поляризация тау-лептонов, зарегистрированных в торцевой части установки ДЕЛФИ. Интерпретация результатов в рамках Стандартной модели позволяет определить значение эффективного угла смешивания:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.2339 \pm 0.0012$$

4. Впервые экспериментально исследована возможность существования аномальных тензорных взаимодействий, характеризующихся наличием производных в лагранжиане взаимодействия. Проведенный анализ спектров распадов тау-лептонов показал, что сила аномального взаимодействия согласуется с нулевым значением в пределах

экспериментальной точности. Установлен доверительный интервал значений эффективной константы связи κ_{τ}^W аномального взаимодействия:

$$-0.096 < \kappa_{\tau}^W < 0.037 \quad (90\%CL)$$

Список литературы

- [1] DELPHI coll., P.Abreu, ..., I.Boyko et al., E.Phys.J. **C16** (2000) 371
- [2] DELPHI coll., P.Abreu, ..., I.Boyko et al., E.Phys.J. **C14** (2000) 585
- [3] DELPHI coll., P.Abreu, ..., I.Boyko et al., E.Phys.J. **C16** (2000) 229
- [4] Г.Д.Алексеев, ..., И.Р.Бойко и др., Письма в ЭЧАЯ № 1 [98]-2000, стр.5
- [5] I.Boyko, "Improved measurement of tau polarisation through its hadronic decays", in proc. of HADRON STRUCTURE'96 conference, Stara Lesna, Slovakia, 12-17 Febr. 1996
- [6] I.Boyko, "An updated measurement of tau polarisation in Z decays", talk 5a1/A05188 in proc. of the 9th Meeting of the APS Division of Particles & Fields (DPF'96), Minneapolis, USA, 10-15 Aug. 1996
- [7] I.Boyko, "Tests of lepton universality in tau decays", in proc. of the International Conference on High Energy Physics, Tampere, Finland, 15-21 July 1999
- [8] I.Boyko, "Tau polarization at DELPHI", in proc. of 6th International Workshop on Tau Lepton Physics, Victoria, Canada, 18-21 Sept. 2000
- [9] I.Boyko, "Lorentz structure in tau decays", in proc. of 6th International Workshop on Tau Lepton Physics, Victoria, Canada, 18-21 Sept. 2000

Получено 16 октября 2002 г.