



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2002-256

На правах рукописи
УДК 539.12

ОЛЬШЕВСКИЙ
Александр Григорьевич

**ПРОВЕРКА СТАНДАРТНОЙ ТЕОРИИ
ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ДЕЛФИ НА ЛЭП**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация
в виде научного доклада на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2002

Актуальность темы. Одной из наиболее актуальных тем в физике высоких энергий является проверка так называемой Стандартной модели - теории, объединившей электромагнитные и слабые взаимодействия и предсказавшей существование промежуточных W - и Z -бозонов, а также Хиггс-бозона, реализующего механизм генерации масс всех частиц.

Основы и необходимый аппарат Стандартной модели создавались начиная с 60х годов XX века, когда были опубликованы пионерские работы С.Глэшоу, С.Вайнберга и А.Салама.

Открытые в 80е годы на ускорителе SPS в ЦЕРН промежуточные бозоны послужили блестящим доказательством справедливости основ Стандартной модели, однако точная количественная проверка и измерение параметров Стандартной модели стали возможны только на ускорителе LEP (Large Electron-Positron collider), построенном в ЦЕРН и работавшем с 1989 по 2000гг. Этот ускоритель встречных электрон-позитронных пучков с самого начала задумывался как фабрика промежуточных бозонов, которая позволит измерить параметры и проверить соотношения Стандартной модели на уровне точности лучше, чем 1%.

Первая стадия работы LEP, продолжавшаяся до 1995г., позволила набрать интегральную статистику около 17 миллионов распадов Z -бозонов. Во время второй стадии работы LEP энергия столкновений превысила порог рождения пар W -бозонов, что позволило измерить массу и параметры распада W , а также провести поиски Хиггс-бозона и новых частиц.

Настоящая диссертация посвящена этим актуальным экспериментальным исследованиям, проведенным на ускорителе LEP в первой и второй стадиях его работы: собственно измерениям, их теоретической интерпретации и объединенному анализу измерений с целью проверки Стандартной модели.

Цель диссертационной работы. Исследования, выполненные группой ОИЯИ в эксперименте DELPHI (DEtector with Lep-ton, Photon and Hadron Identification) начались задолго до запуска

ускорителя LEP - они охватывают весь примерно 10-летний период подготовки эксперимента и 12-летний период работы LEP, начиная с самых первых измерений, проведенных на ускорителе LEP в области энергий столкновений, соответствующей резонансному рождению Z-бозонов, и до максимально высоких энергий достигнутых на LEP.

Целью настоящей работы является суммирование результатов, полученных автором во время работы в эксперименте DELPHI и в рабочей группе по объединению результатов измерений всех четырех экспериментов на LEP и глобальному анализу мировых экспериментальных данных по прецизионной проверке Стандартной модели.

Результаты, выносимые на защиту:

- 1 Экспериментальное измерение сечений рождения и вероятностей распада Z-бозона.
- 2 Теоретическая интерпретация результатов - определение параметров Z-бозона.
- 3 Объединение результатов измерений экспериментов на LEP.
- 4 Глобальный анализ всех мировых данных по проверке Стандартной модели.
- 5 Обзор современного статуса экспериментальной проверки Стандартной модели.

Практическая ценность. Результаты настоящей работы по измерению параметров Z-бозона являются окончательными, суммирующими многолетний опыт набора статистики, обработки экспериментальной информации и ее теоретической интерпретации, полученный во время работы ускорителя LEP. Эти результаты внесены в справочные таблицы Particle Data Group и широко используются в современных вычислениях, а также при проектировании будущих экспериментов. Разработанные процедуры объединения экспериментальных данных систематически используются при подготовке обзоров современного состояния

экспериментальной проверки Стандартной модели и поисках проявлений новой физики.

Апробация работы. Результаты работ, вошедших в диссертацию, неоднократно докладывались на семинарах, международных рабочих совещаниях, симпозиумах и конференциях различного уровня. В частности, результаты были представлены автором в виде обзорных докладов на международной конференции Physics in Collision (Tallahassi, USA, 1994), International Conference on High Energy Physics (Brussels, Belgium, 1995), сессии отделения ядерной физики РАН (Москва, 2000) и др. Эти результаты опубликованы в отечественных и зарубежных журналах в виде оригинальных и обзорных статей [1]-[28] и широко цитируются. В частности, на ежегодные обзоры [15]-[22], подготовленные в рамках работы LEP Electroweak Working Group, зарегистрировано более 600 цитирований.

2 Введение

Высокая точность, достигнутая в современных экспериментах по физике высоких энергий, позволяет провести сравнение измеряемых величин с предсказаниями теории на уровне квантовых поправок, которые рассчитываются в Стандартной модели электрослабых взаимодействий.

Понятно, однако, что для справедливости сравнения и сами теоретические расчеты должны иметь точность как минимум в несколько раз лучшую, чем экспериментальная.

Различные наблюдаемые, подлежащие сравнению, имеют разную чувствительность к параметрам Стандартной модели и дополняют друг друга в проверке теории.

В дальнейшем будут рассмотрены измерения, выполненные в экспериментах на ускорителе LEP во время работы при энергиях Z-резонанса и при более высоких энергиях, а также процедура их объединения и теоретической интерпретации совместно с другими мировыми данными с целью получения максимальной информации, позволяющей проверить справедливость Стандартной модели и уточнить ее параметры.

3 Основные соотношения Стандартной модели

Диаграммы низшего порядка для изучаемого двухфермионного процесса представлены на Рисунке 1.

Зависимость сечения рождения адронов в e^+e^- -столкновениях от энергии в системе центра масс, которая показана на Рисунке 2, наглядно иллюстрирует вклад отдельных диаграмм Рисунка 1.

Общее $1/s$ падение сечения соответствует диаграмме с обменом фотоном, а обмен Z-бозоном отвечает резонансному пику сечения в области энергий близких к массе Z. В Борновском приближении этот пик описывается Брейт-Вигнеровской формулой:

$$\sigma_{\text{ff}}^Z = \sigma_{\text{ff}}^0 \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/M_Z^2}, \quad (1)$$

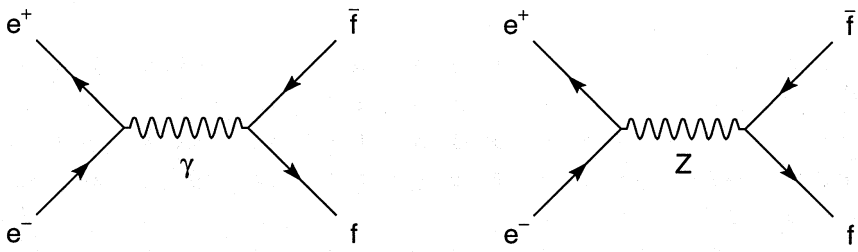


Рис. 1: Диаграммы s-канала, описывающие процесс $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ в низшем порядке теории возмущений. В дополнение к ним, для конечного состояния с e^+e^- существуют диаграммы t-канала с обменом фотоном и Z-бозоном.

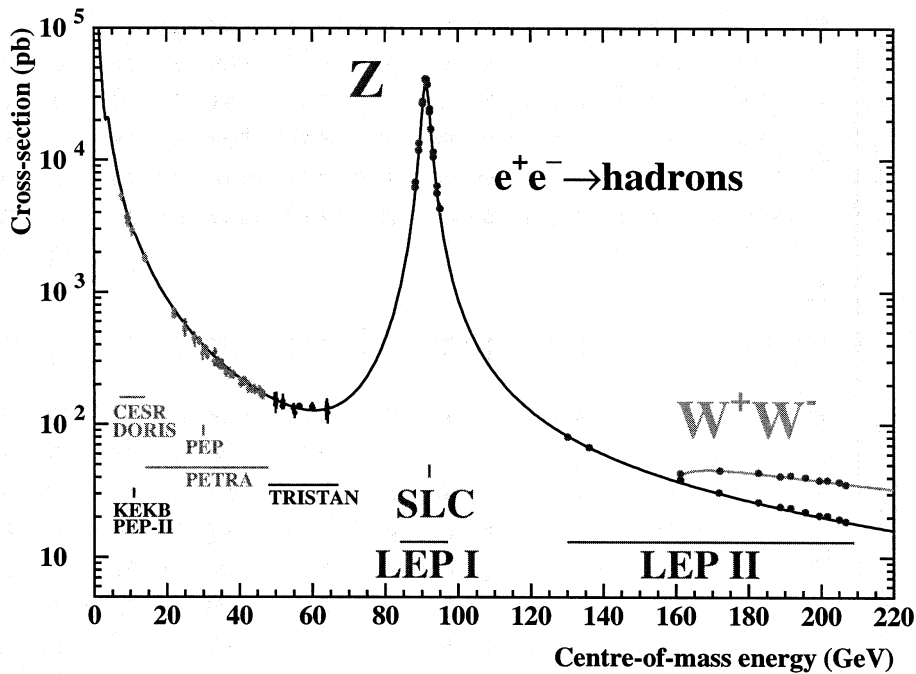


Рис. 2: Зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow hadrons$ от энергии в системе центра масс. Точками показаны экспериментальные измерения, выполненные на разных ускорителях, кривая - предсказание теории.

где s - квадрат энергии в с.ц.м., M_Z и Γ_Z , соответственно, масса и полная ширина Z -бозона, а пиковое сечение определено через парциальные ширины:

$$\sigma_{ff}^0 = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2}, \quad (2)$$

описывающие вероятности распада Z на разные фермионные конечные состояния. В отличие от истинно экспериментально измеряемых сечений, полная и парциальные ширины являются так называемыми псевдо-наблюдаемыми. Этот термин, широко используемый в анализе данных LEP, означает, что параметр извлекается не непосредственно из экспериментальных данных, а с помощью некоторой процедуры, использующей дополнительную теоретическую информацию. Типичным примером такой процедуры является деконволюция радиационных КЭД поправок, которые модифицируют измеряемое сечение и должны быть учтены при извлечении параметров из данных.

Результат деконволюции радиационных поправок при измерении адронных сечений в области Z -пика проиллюстрирован на Рисунке 3.

Влияние радиационных поправок при энергиях LEP довольно существенно, например, при измерении параметра σ_{ff}^0 поправки составляют около 30%. Однако, благодаря хорошей теоретической точности расчета поправок (полный учет $\mathcal{O}(\alpha^2)$, а для полных сечений включая и ведущие $\mathcal{O}(\alpha^3)$) процедура деконволюции не вносит существенных, по сравнению с экспериментальной точностью, ошибок.

Полная и парциальные ширины Z -бозона являются типичными примерами параметров, на уровне которых удобно проводить сравнения со Стандартной моделью. С одной стороны, их можно извлечь из экспериментальных данных используя точное знание поправок КЭД (то есть, практически модельно-независимым способом). С другой стороны, для сравнения, эти же ширины могут быть теоретически предсказаны в рамках Стандартной модели на базе ее истинных параметров.

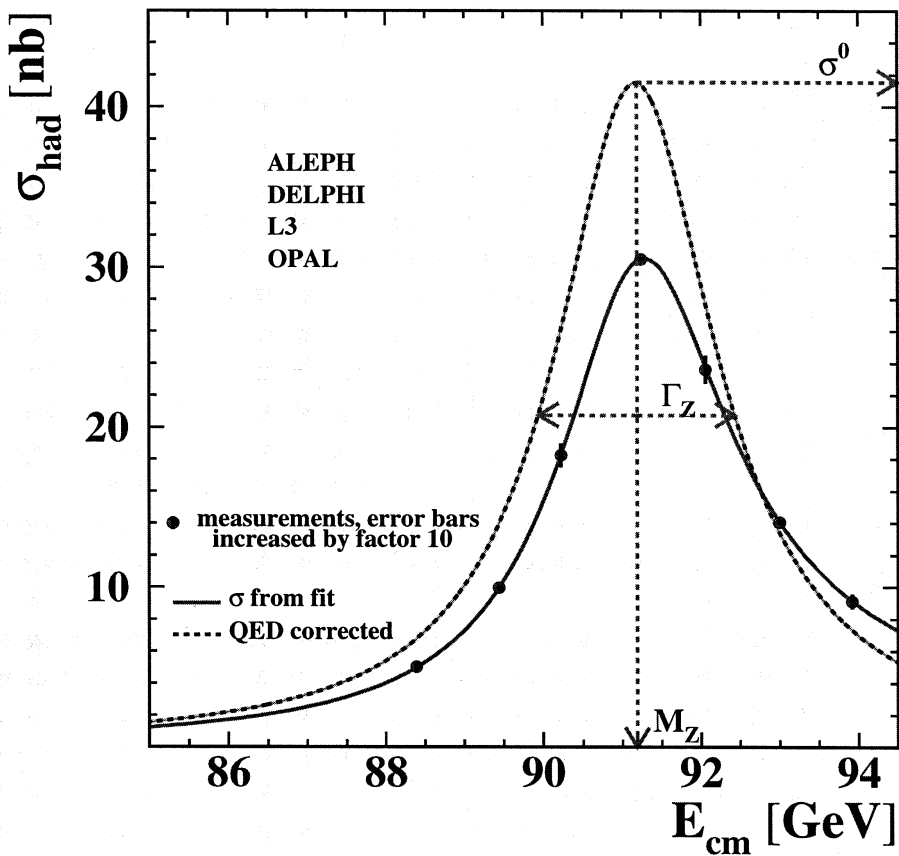


Рис. 3: Адронные сечения, измеренные в области энергий Z-пика: точки - экспериментальные данные, сплошная линия - фит с учетом радиационных поправок, пунктирная линия - теория без радиационных поправок, для которой показана также связь с параметрами Z.

Полное число параметров Стандартной модели включает в себя фермионные и бозонные массы, константы связи и углы смешивания, однако только некоторые из этих параметров существенны при проведении вычислений для энергий LEP. Более того, при вычислениях применяется стратегия замены параметров, имеющих большую неопределенность, на хорошо измеренные. При этом используются соотношения между величинами, которые предсказываются Стандартной моделью. Так, например, массу W-бозона обычно заменяют на константу Ферми, G_F , используя прецизионное измерение времени жизни мюона, а плохо определенные массы легких кварков выражают через дисперсионные соотношения и экспериментальное измерение сечения $e^+e^- \rightarrow hadrons$ с помощью параметра $\alpha(M_Z)$ - бегущей электромагнитной константы на шкале M_Z . С учетом того, что массы заряженных лептонов хорошо измерены и вычисления не чувствительны к массам нейтрино и фермионному смешиванию, набор оставшихся параметров выглядит таким образом:

$$\alpha(M_Z), \alpha_s, M_Z, m_{top}, M_H \quad . \quad (3)$$

Заданное в Стандартной модели на древесном уровне соотношение между слабой и электромагнитной константами связи:

$$G_F = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}M_W^2 \sin^2\theta_W} \quad , \quad (4)$$

и соотношение между заряженными и нейтральными токами:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} \quad . \quad (5)$$

модифицируются в присутствии квантовых поправок множителем $1/(1 - \delta r)$ в правой части. Схематично пропагаторные эффекты, которые дают вклад в малую поправку δr , представлены на Рисунке 4.

Именно таким образом, через вклад петлевых поправок, в δr появляются основные зависимости $\sim m_{top}^2$ и $\sim \log(M_H)$, которые позволяют получить информацию о t-кварке и Хиггс-бозоне из прецизионных измерений на LEP.

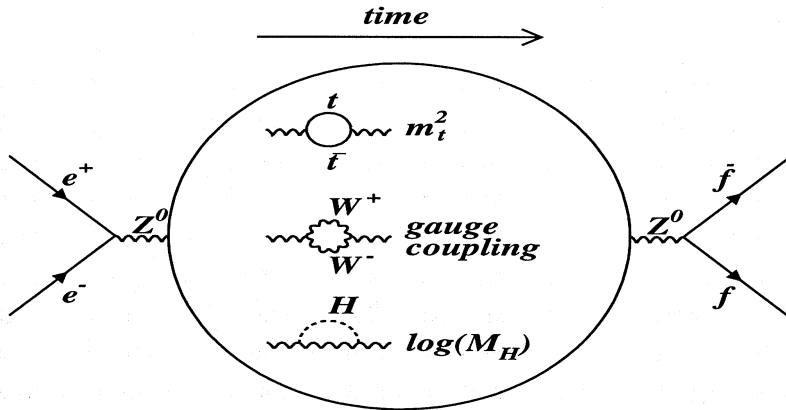


Рис. 4: Квантовые поправки к бозонным пропагаторам, включающие фермионные и бозонные петли.

Кроме полных сечений важными измеряемыми величинами на LEP являются зарядовые асимметрии вперед-назад. Без учета радиационных КЭД поправок асимметрия в пике Z -резонанса определяется через параметры связи \mathcal{A}_f :

$$A_{\text{FB}}^{0f} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \quad , \quad (6)$$

которые, в свою очередь, зависят от отношения векторной и аксиальной векторной констант связи или заряда Q_f и угла Вайнберга θ_W :

$$\mathcal{A}_f = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} \quad (7)$$

$$\frac{v_f}{a_f} = 1 - 4Q_f \sin^2 \theta_W \quad . \quad (8)$$

Выражения для констант связи и $\sin^2 \theta_W$ также модифицируются в присутствии квантовых поправок и, таким образом, измеренные на LEP зарядовые асимметрии несут важную дополнительную, по сравнению с измерениями сечений, информацию о структуре Стандартной модели и ее параметрах.

4 Физика на Z -резонансе

Схематично, измерения, проведенные на Z -резонансе и касающиеся проверки Стандартной модели, можно разбить на измерения сечений и асимметрий, выполненные для различных конечных состояний лептонов и кварков. Важная информация извлекается также из зависимости этих измеренных величин от энергии столкновений, причем, в некоторых случаях (например, при определении массы и полной ширины Z -бозона) знание энергии является определяющим.

4.1 Измерение параметров из инклюзивных адронных и лептонных распадов

Экспериментальное определение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ проводилось по обычной формуле:

$$\sigma_{f\bar{f}}(E_{cm}) = \frac{N_{ev} - N_{bg}}{\epsilon L} , \quad (9)$$

где $\sigma_{f\bar{f}}(E_{cm})$ - сечение в зависимости от энергии столкновений в системе центра масс, $E_{cm} = \sqrt{s}$, N_{ev} - полное число зарегистрированных событий, N_{bg} - число ожидаемых фоновых событий, ϵ - эффективность регистрации и L - интегральная светимость. Энергия столкновений определялась ускорителем, остальные величины измерялись непосредственно на самих установках.

4.1.1 Энергия и светимость ускорителя LEP

Следует отметить, что ускоритель LEP не только достиг, но и значительно превзошел многие свои проектные параметры. Однако, наиболее эффективным был прогресс с измерением энергии ускорителя.

Поначалу планировалось, что энергия будет пересчитываться из калибровок магнитного потока, проведенных с помощью пучка протонов. Во время набора статистики в области Z -резонанса этот

метод являлся основным при определении энергии до 1990г и в 1992г., и использовался в качестве дополнительной проверки в остальное время. Неопределенность в энергии, измеренной таким способом, составила примерно 20-30 MeV.

В 1991г. для измерения энергии пучка впервые был применен метод резонансной деполяризации, который, в принципе, позволяет провести калибровку энергии пучка с точностью долей MeV. С 1993г. этот метод применялся регулярно, однако, поскольку измерения энергии проводились все-таки не для всей статистики и в условиях, несколько отличающихся от физического набора данных, потребовалось построить модель, которая смогла объяснить все изменения, наблюдаемые при калибровках. Модель, в частности, учитывала даже небольшие вариации длины орбиты пучков, возникающие под действием приливных сил и других явлений, изменяющих геологическую ситуацию в районе расположения ускорителя.

Построенная модель, опираясь на систематический контроль многих параметров работы ускорителя позволила знать энергию пучков с точностью порядка 1 MeV, и, в целом, систематические неопределенности в определении массы и полной ширины Z-бозона, связанные с энергией LEP составили 1.8 MeV и 1.1 MeV, соответственно.

За годы работы в области Z-резонанса интегральная светимость LEP составила примерно 210 pb^{-1} на каждый из экспериментов. Режимы работы ускорителя менялись - в 1992 и 1994гг. набор статистики проводился в пике резонанса при энергии, соответствующей максимальному сечению рождению Z-бозонов; в остальное время выполнялось сканирование, то есть измерения велись при нескольких энергиях вблизи резонанса. Набор светимости (в расчете на один эксперимент) в зависимости от времени работы LEP в разные годы показан на Рисунке 5.

Точное измерение светимости, необходимое для вычисления сечения, проводилось в каждом эксперименте с помощью нормировки на процесс малоуглового Bhabha-рассеяния. Этот процесс имеет большое сечение, которое с высокой точностью

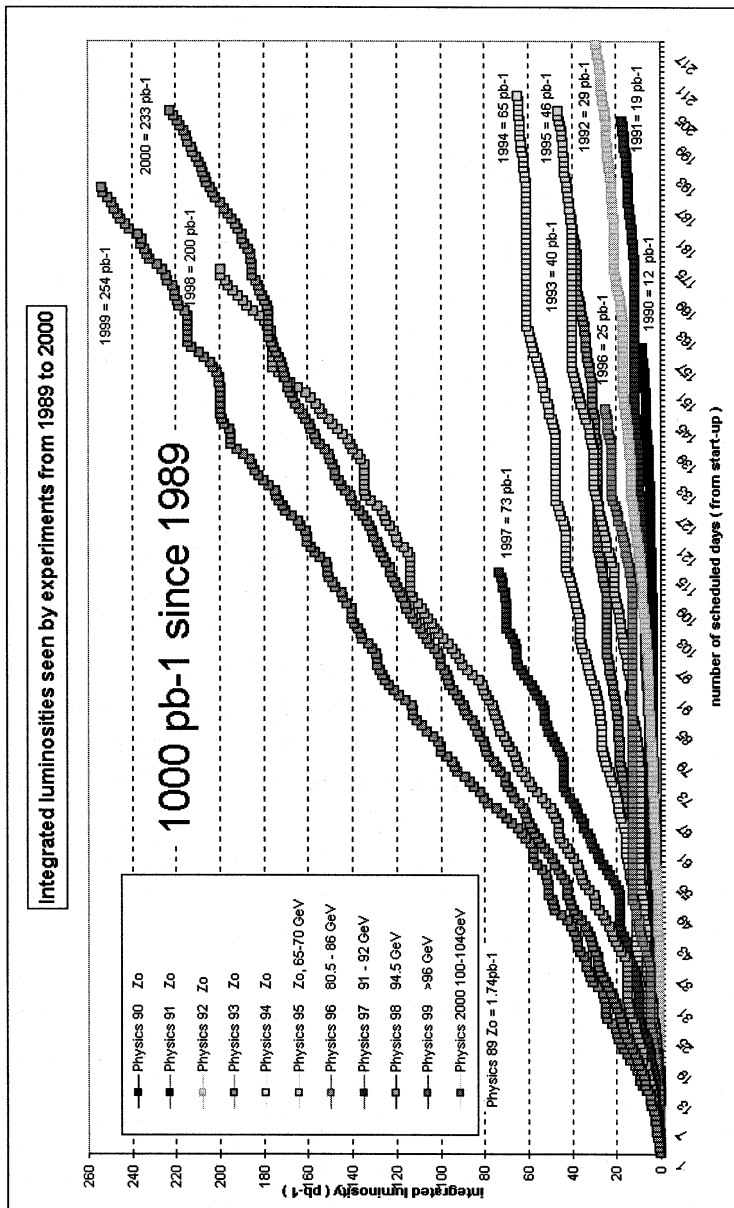


Рис. 5: Интегральные светимости, полученные каждым из 4х экспериментов в разные годы работы LEP.

рассчитывается в КЭД. Для регистрации этого процесса служили специальные калориметры, расположенные под малыми углами к оси пучка, которые регистрировали рассеянные электрон и позитрон. Поскольку сечение Bhabha-рассеяния резко (как $1/\theta^3$) зависит от угла, то основная неопределенность в определении светимости возникает из-за неточного знания внутренней границы акцептанса калориметра. Кроме того, в полную ошибку определения светимости вносит свой вклад конечная точность теоретических расчетов сечения .

С начала работы LEP и до 1993г. включительно для определения светимости в DELPHI использовался калориметр SAT (Small Angle Tagger), который имел акцептанс от 43 до 135 мрад. Полный анализ событий Bhabha-рассеяния с помощью этого калориметра привел к измерению светимости с точностью 0.29% - экспериментальная систематическая ошибка и 0.17% - теоретическая.

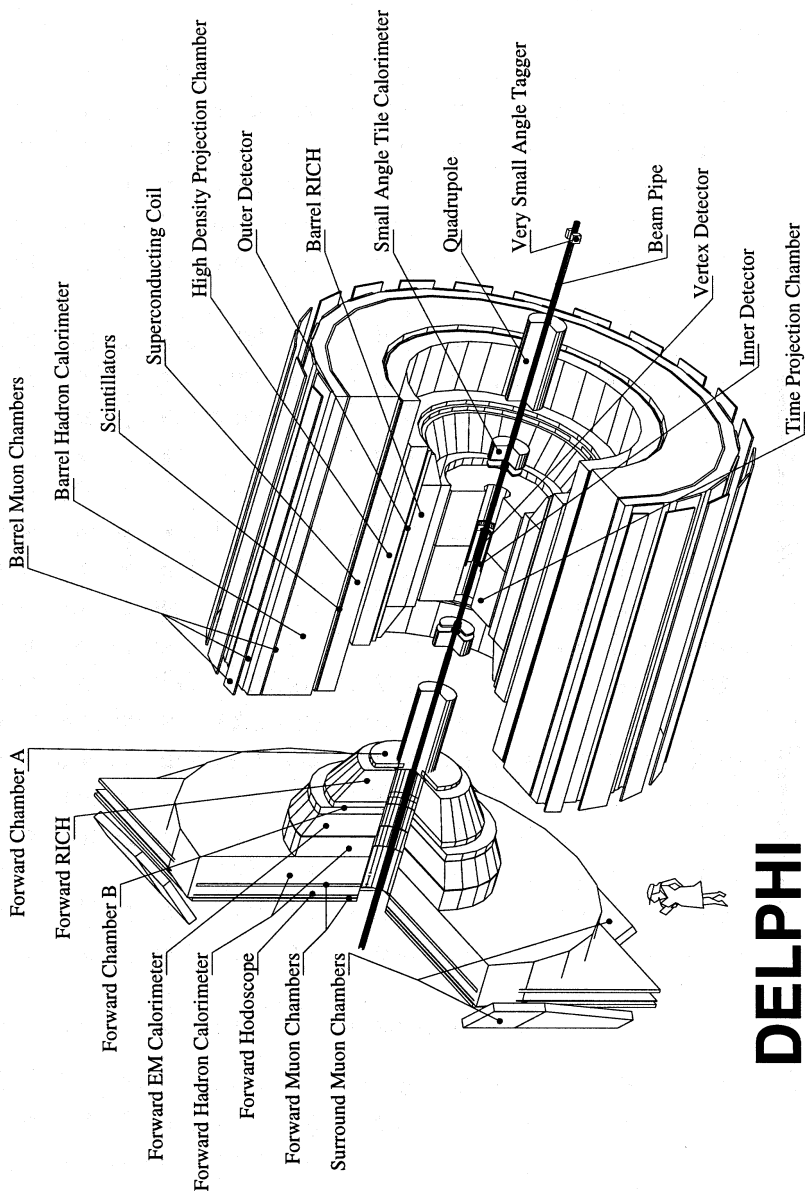
К сеансу набора статистики 1994г. SAT-калориметр DELPHI был заменен на калориметр нового поколения, STIC (Small angle Tile Calorimeter), с акцептансом от 29 до 185 мрад. Точность измерения светимости с помощью STIC составила: 0.09% - экспериментальная систематическая ошибка и 0.06% - теоретическая.

Кроме того, для проверки вычисления светимости в 1994 и 1995гг. и для относительного определения светимости между точками сканирования по энергии LEP в 1991 и 1993гг. в DELPHI использовался VSAT (Very Small Angle Tagger) детектор. Использование VSAT позволило уменьшить систематическую ошибку определения полной ширины Z-бозона.

4.1.2 Детектор, набор статистики, измерение сечений и асимметрий

Установка DELPHI - это универсальный детектор, работавший на ускорителе LEP и состоявший из примерно 20 подсистем. Общий вид установки показан на Рисунке 6.

Полное описание детектора и характеристик его работы приведено в публикациях [1]-[3]. Кроме уже упомянутых выше калориметров для измерения светимости SAT, STIC и VSAT,



DELPHI

Рис. 6: Общий вид установки DELPHI.

при получении экспериментальных результатов, представленных в данной работе, существенно использовались следующие подсистемы:

- измерение треков заряженных частиц проводилось с помощью вершинного детектора, VD, внутреннего детектора, ID, времяпроекционной камеры, TPC, внешнего детектора, OD, и камер FCA и FCB в передней области.
- для измерения электромагнитной энергии служили калориметры HPC и FEMC.
- адронная энергия измерялась в калориметре HCAL.
- идентификация мюонов также проводилась с помощью HCAL и системы мюонных камер MUB, MUF и SMC.
- дополнительно к перечисленным детекторам, для целей триггера использовались годоскопы TOF и HOF.

Моделирование работы установки проводилось с помощью программы DELSIM, которая учитывала гранулярность, разрешение и эффективность отдельных компонент детекторов. Подробную информацию о генераторах событий, которые использовались для каждого изучаемого процесса можно найти в работе [9]. События, полученные в результате моделирования, реконструировались и анализировались полностью также, как и полученные в результате набора статистики.

Анализ событий проводился по информации, полученной в результате работы программы геометрической реконструкции DELANA и записанной на DST (Data Summary Tape).

Отбор событий распада Z-бозона в определенное конечное состояние проводился по специально разработанным критериям, которые учитывали топологию событий и энергетические характеристики зарегистрированных частиц.

Адронные распады Z-бозона выделялись в DELPHI на основе большой множественности и суммарной энергии зарегистрированных заряженных частиц. На Рисунке 7 показано

распределение событий, имеющих энергию больше 12% от полной энергии столкновений, по множественности.

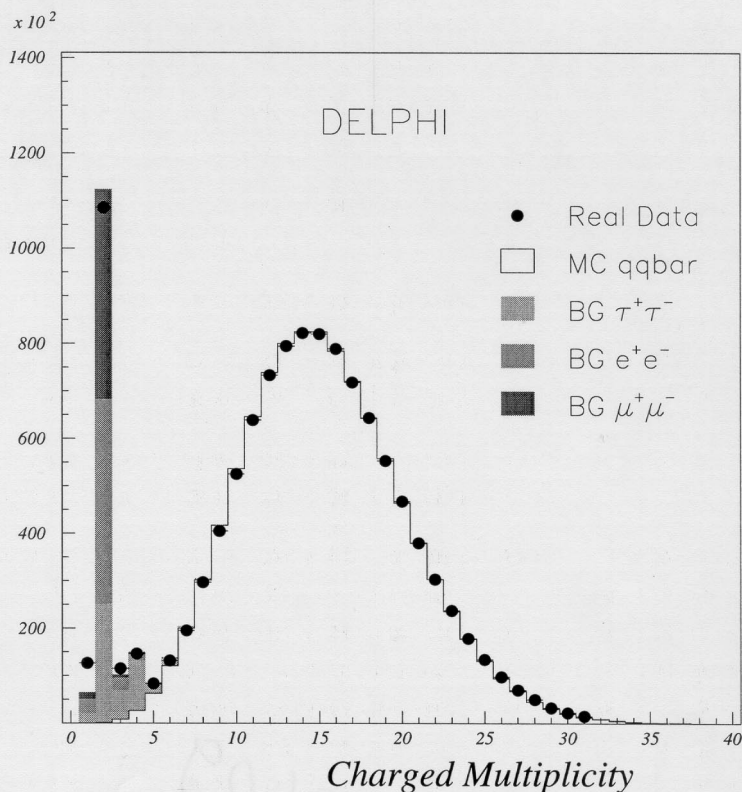


Рис. 7: Распределение событий по множественности заряженных частиц.

Видно, что адронные события четко отделяются от лептонных требованием большой (>4) множественности. Основными источниками фона при анализе адронных событий являются события распада Z-бозона на $\tau^+\tau^-$, e^+e^- и двухфотонные столкновения. Эффективность регистрации вычислялась методом Монте Карло и составила примерно 95% с небольшой зависимостью от энергии столкновений.

Детальные вклады в систематическую ошибку определения сечения от разных источников показаны в Таблице 1 на примере

Энергия столкновений (GeV)	89.438	91.278	91.292	92.965
статистика Монте Карло	± 0.02	± 0.02	± 0.02	± 0.02
эффективность в передней области	± 0.04	± 0.04	± 0.04	± 0.04
поправка на зависимость от энергии	± 0.02	-	-	± 0.02
изменение критериев отбора	± 0.08	± 0.08	± 0.08	± 0.08
полная систематика эффективности отбора	± 0.09	± 0.09	± 0.09	± 0.09
фон $\tau^+\tau^-$	± 0.03	± 0.03	± 0.03	± 0.03
фон e^+e^-	± 0.02	± 0.01	± 0.01	± 0.01
фон $\gamma\gamma$ столкновений	± 0.03	± 0.01	± 0.01	± 0.02
полная систематика	± 0.10	± 0.10	± 0.10	± 0.10

Таблица 1: Вклады от различных источников, связанных с вычислением эффективности и фонами, в систематическую ошибку определения адронного сечения для анализа 1995г.

анализа адронных событий 1995г.

Как видно из таблицы, полная систематическая неопределенность вычисления сечения, связанная со знанием эффективности анализа и вычитанием фона составляет 0.10%.

Лептонные распады Z-бозона имеют ярко выраженную топологию с малой множественностью частиц, разлетающихся в противоположных направлениях и имеющих импульсы, хорошо компенсирующие друг друга. Для разделения между типами лептонов использовались возможности идентификации установки DELPHI. Электроны выделялись с помощью электромагнитных калориметров HPC и FEMC, а мюоны по сигналам мюонных камер MUB, MUF и SMC. Кроме того, в мюонном анализе существенно использовалась информация от адронного калориметра HCAL о совместимости отклика с минимально ионизирующей частицей. Идентификация тау-лептонов проводилась по продуктам их распадов с помощью топологических критериев в детекторах заряженных частиц и энерговыделений в калориметрах. Для расчета эффективности критериев отбора и вклада фоновых процессов использовался метод Монте Карло. Переопределенность анализа во многих случаях позволила провести взаимные проверки и вычислить эффективность и ее отдельные составляющие из самих данных. Суммарные систематические ошибки определения

эффективностей и вклады отдельных компонент для анализа адронных и лептонных распадов, проведенного на статистике 1995г., показаны в Таблице 2.

В таблице также приведены сведения об используемом в анализе акцептансе, количестве зарегистрированных событий и основных источниках фона.

Зарядовая асимметрия вперед-назад определяется с помощью числа событий N_f и N_b , в которых лептон от распада Z , имеющий отрицательный заряд был зарегистрирован, соответственно, в передней и задней полусферах по отношению к направлению начального электрона:

$$A_{fb} = \frac{N_f - N_b}{N_f + N_b} \quad (10)$$

По сравнению с измерением полных сечений измерение асимметрий требует, таким образом, дополнительной информации о заряде и угле вылета лептонов.

Для мюонного и тау каналов асимметрия, на самом деле, определялась путем фитирования методом максимума правдоподобия углового дифференциального распределения событий: $d\sigma/d(\cos\theta)$. Эта процедура позволяет максимально использовать имеющуюся в данных информацию и приводит к несколько меньшим статистическим ошибкам, чем просто применение Формулы 10. Она также не чувствительна к симметричным по заряду и углу искажениям углового спектра.

Распределение мюонных событий по $\cos\theta$ для разных энергий столкновений приведено на Рисунке 8. Видно, что асимметрия отрицательна при энергиях ниже резонанса (P-2), близка к нулю в области Z-пика (P) и становится положительной при энергии столкновений больше резонансной (P+2).

В случае конечного состояния с электроном и позитроном, из-за существенного вклада t-канала угловое распределение сильно искажено и определение асимметрии проводилось после вычитания t-канала и s-t-интерференции "счетным" методом, то есть по Формуле 10.

Сечение	Hadrons	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
θ акселтанс ($^\circ$)	0-180	44-136	20-160	20-160
Число событий	659331	20833	26211	18787
Эффективность отбора (%)	95.34 ± 0.09	97.42 ± 0.08	94.40 ± 0.26	62.00 ± 0.36
Триггерная эффективность (%)	> 99.99	> 99.99	99.74 ± 0.01	99.98 ± 0.01
$\tau^+\tau^-$ (%)	0.38 ± 0.03	0.85 ± 0.04	1.22 ± 0.10	-
$q\bar{q}$ (%)	-	-	-	1.10 ± 0.15
$e^+e^- + \mu^+\mu^-$ (%)	0.02 ± 0.01	-	-	1.49 ± 0.13
фон двух-фотонных столкновений (pb)	16 ± 3	-	-	2.64 ± 0.32
фон косм. излучения (%)	-	-	-	0.02 ± 0.01
Полная сист. ошибка (%)	± 0.10	± 0.52	0.09 ± 0.03 ± 0.28	± 0.60
Асимметрия A_{FB}^T				
θ акселтанс ($^\circ$)	-	44-136	11-169	20-160
Количество событий	-	20833	29143	19551
Полная сист. ошибка	-	± 0.0020	± 0.0011	± 0.0020

Таблица 2: Сведения о количестве событий, акселтансе, эффективности отбора, фонах и систематических ошибках определения сечения и асимметрии для анализа адронных и лептонных распадов Z-бозона в 1995г.

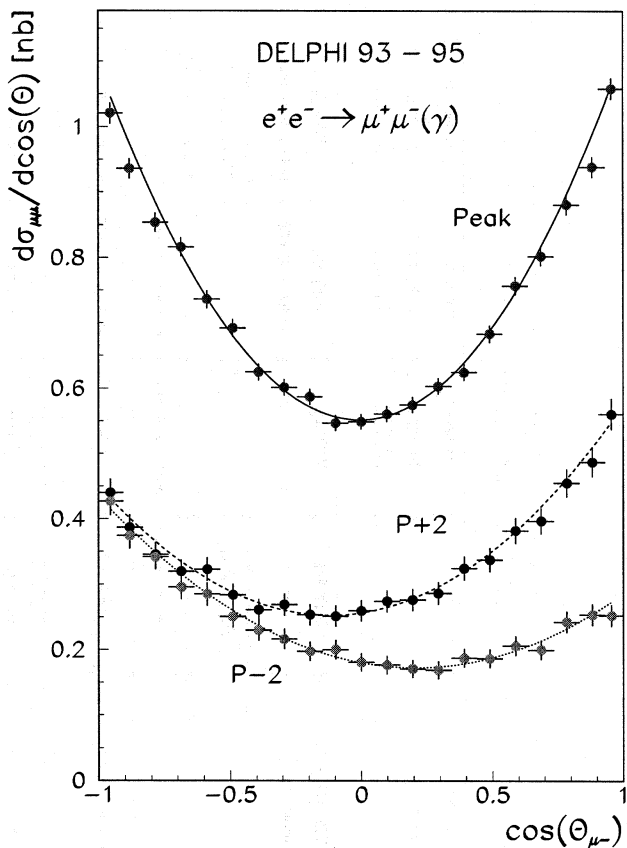


Рис. 8: Дифференциальное по $\cos\theta$ сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, измеренное в DELPHI. Точками показаны экспериментальные результаты из данных 1993-95 гг., кривые - результаты процедуры фитирования для определения асимметрии.

Измерение асимметрии является надежным с экспериментальной точки зрения, так как сама асимметрия определена как отношение числа событий и многие неопределенности при ее вычислении полностью или частично сокращаются. Так например, асимметрия не зависит от определения светимости, а детекторные эффекты, влияющие на эффективность регистрации, вносят вклад только если они не симметричны по заряду и углу.

Систематические ошибки определения асимметрии возникают, в основном, от неточностей определения заряда. Данные о систематических ошибках для разных конечных состояний приведены в Таблице 2.

4.2 Интерпретация измерений сечений и асимметрий в рамках Стандартной модели

Измеренные при энергиях LEP вблизи Z-резонанса адронные и лептонные сечения и лептонные асимметрии использовались для определения параметров Z-бозона. В качестве параметров были выбраны:

- масса Z^0 , M_Z , и его полная ширина, Γ_Z
- пиковое адронное сечение, $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$
- отношения парциальных ширин: $R_e \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{ee}$, $R_\mu \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\mu\mu}$ и $R_\tau \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{\tau\tau}$, которые в случае лептонной универсальности представлены только одним параметром: $R_l \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{ll}$
- и пиковые лептонные асимметрии: $A_{\text{FB}}^0 e$, $A_{\text{FB}}^0 \mu$, $A_{\text{FB}}^0 \tau$, которые в случае лептонной универсальности также представлены только одним параметром: $A_{\text{FB}}^0 f$.

Таким образом, для описания данных требовалось 9 параметров без использования предположения о лептонной универсальности и только 5 параметров с использованием этого предположения. Выбор именно этого набора параметров (а не самих парциальных ширин, например) был продиктован практическим соображением минимальных корреляций между параметрами. Это делает

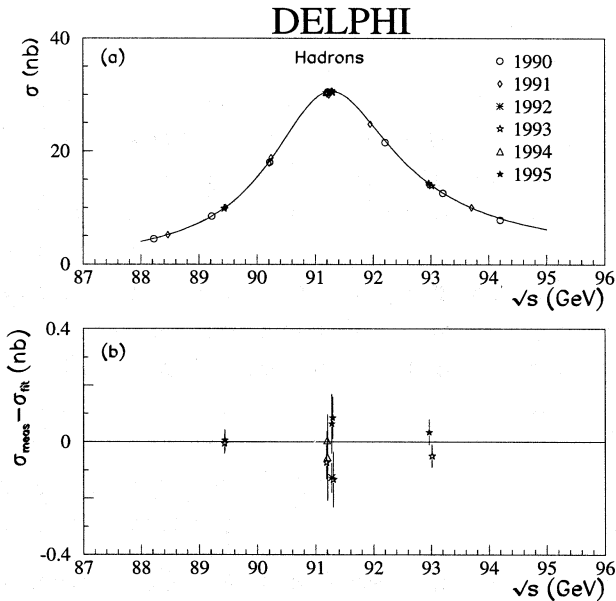


Рис. 9: Результаты измерений адронных сечений в эксперименте DELPHI.

более устойчивой процедуру фитирования данных, а также более очевидной становится интерпретация ошибок параметров и процедура объединения результатов с другими экспериментами на LEP.

Фитирование данных проводилось путем минимизации функции χ^2 , при вычислении которой учитывалась полная ковариационная матрица измерений с учетом статистических и систематических ошибок, а также их корреляций. Основными источниками корреляций систематических ошибок измерений были: ошибки определения энергии LEP, ошибки определения светимости и ошибки самой процедуры измерения сечения и асимметрии для определенного конечного состояния адронов и лептонов.

Результаты всех измерений адронных и лептонных сечений и лептонных асимметрий в эксперименте DELPHI приведены в работах [4]-[9]. Эти измерения проиллюстрированы на Рисунках 9, 10, 11.

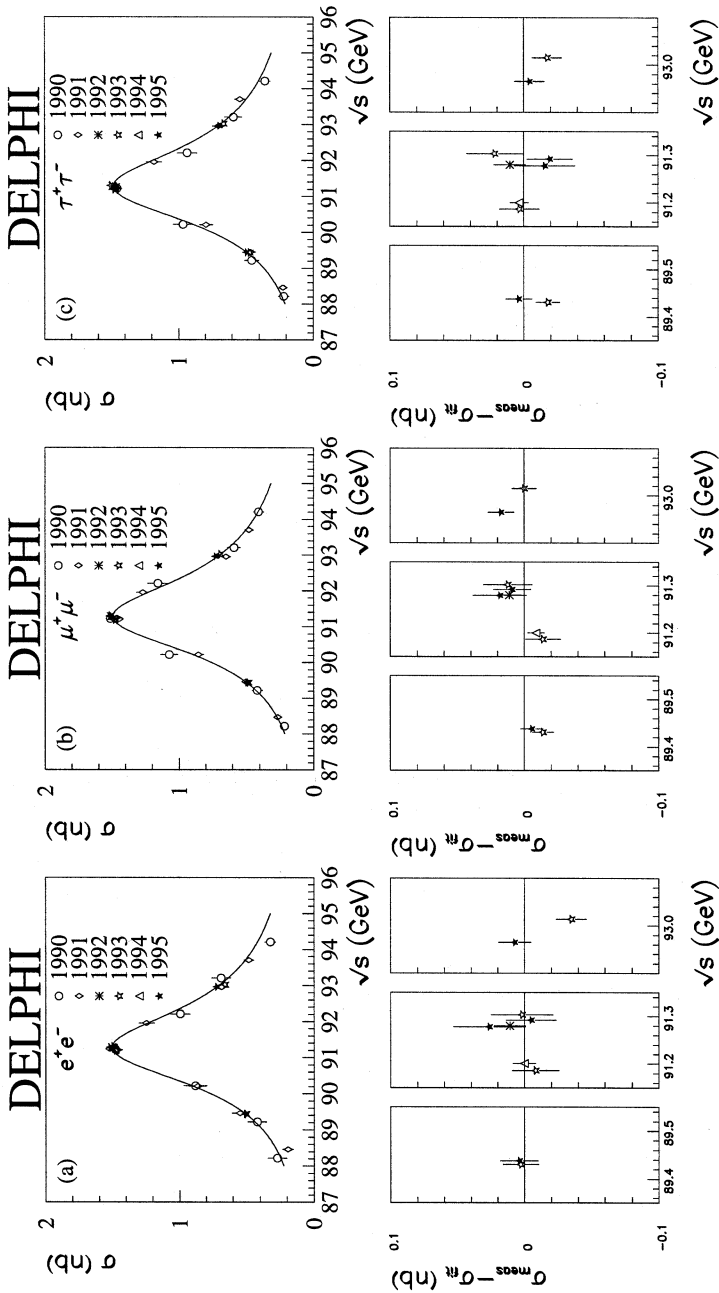


Рис. 10: Результаты измерений лептонных сечений в эксперименте DELPHI.

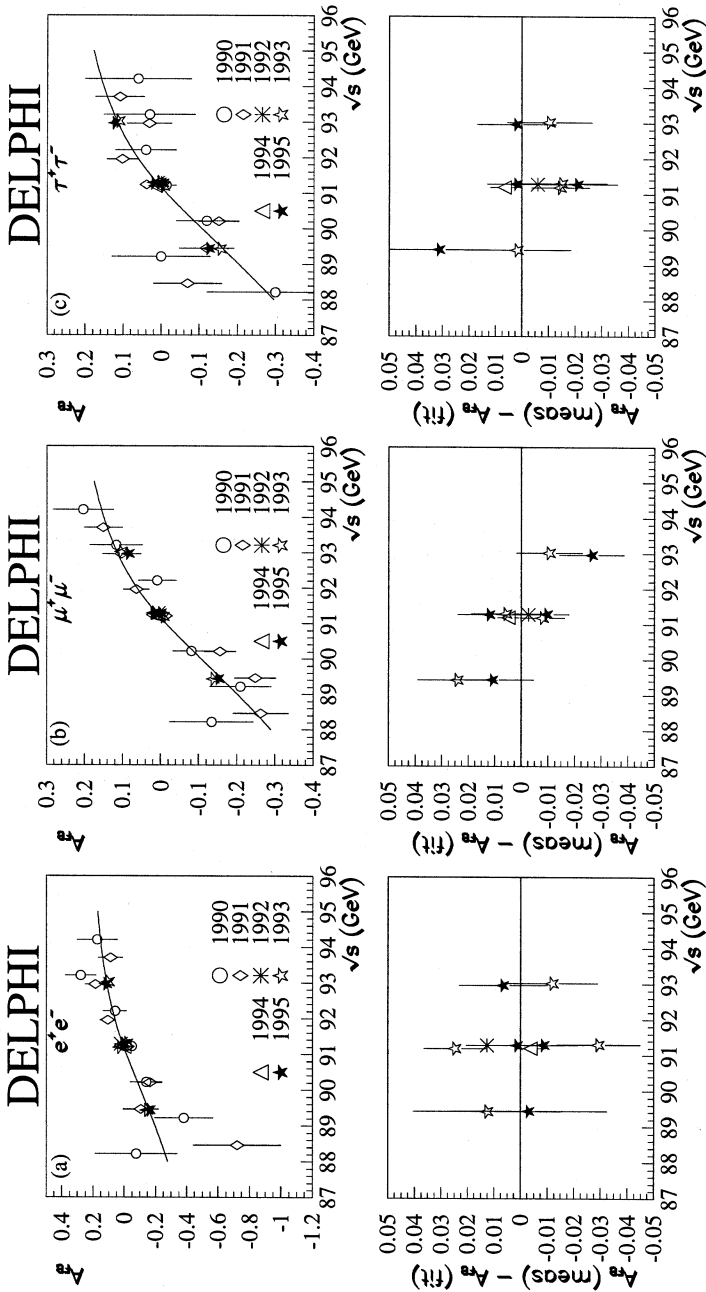


Рис. 11: Результаты измерений лептонных асимметрий в эксперименте DELPHI.

Параметр	Значение (9-пар.)	Значение (5-пар.)
M_Z (GeV)	91.1864 ± 0.0028	91.1863 ± 0.0028
Γ_Z (GeV)	2.4876 ± 0.0041	2.4876 ± 0.0041
σ_0 (nb)	41.578 ± 0.069	41.578 ± 0.069
R_e	20.88 ± 0.12	–
R_μ	20.65 ± 0.08	–
R_τ	20.84 ± 0.13	–
R_l	–	20.730 ± 0.060
A_{FB}^{0e}	0.0171 ± 0.0049	–
$A_{FB}^{0\mu}$	0.0165 ± 0.0025	–
$A_{FB}^{0\tau}$	0.0241 ± 0.0037	–
A_{FB}^{0l}	–	0.0187 ± 0.0019

Таблица 3: Параметры Z-бозона, полученные из измеренных в DELPHI сечений и асимметрий.

В результате фитирования этих данных были получены значения параметров Z-бозона, приведенные в Таблице 3.

4.3 Объединение результатов по измерению параметров Z-бозона из экспериментов на LEP

Объединение результатов проводилось на базе 9-параметрического фита, проведенного каждым из LEP экспериментов. Кроме значений самих параметров в этой процедуре усреднения были учтены полные корреляционные матрицы ошибок параметров. Особое внимание было уделено исследованию возможных источников общих систематических ошибок и их учету в процедуре усреднения, а также проверкам состоятельности всей процедуры.

Источниками общих для всех экспериментов систематических ошибок являлись: калибровка энергии LEP, теоретическая неопределенность расчетов нормировочного сечения при определении светимости, теоретическая неопределенность при вычитании t-канала и st-интерференции при определении сечений и асимметрий для e^+e^- конечного состояния и теоретические неопределенности, связанные с процедурой деконволюции радиационных КЭД поправок и с параметризацией всех данных

величинами, определенными в Z-пике. Детальный анализ этих источников общих систематических ошибок и результаты, использованные при усреднении, приведены в работах [10]-[14].

Проверки состоятельности процедуры усреднения включали в себя: проверку калибровки энергии с помощью измерений массы Z-бозона для разных периодов набора статистики отдельно, изучение влияния отдельных флуктуаций на среднее путем искусственного увеличения веса отдельного эксперимента в процедуре усреднения, изучение влияния теоретической процедуры учета γZ -интерференции и, наконец, прямой фит всего набора сечений и асимметрий параметрами Z-бозона и сравнение этих результатов с усреднением, проведенным через параметры. Все проверки показали, что принятая процедура обеспечивает хорошую точность (отклонения не превышали 10% от конечной ошибки определения параметра из всех данных LEP).

Относительная сложность процедуры усреднения и скрупулезность, с которой были исследованы возможные источники погрешностей, были продиктованы высокой точностью экспериментальных данных и теоретических расчетов, позволяющих, в конечном итоге, извлечь из измерений информацию о квантовых поправках в Стандартной модели.

Результаты определения параметров Z-бозона из данных всех четырех экспериментов без предположения лептонной универсальности представлены в Таблице 4.

Измеренные параметры для разных лептонных конечных состояний хорошо согласуются друг с другом в пределах ошибок измерений, подтверждая, таким образом, гипотезу лептонной универсальности. Это проиллюстрировано также на Рисунке 12.

В предположении лептонной универсальности набор параметров, описывающих данные сокращается до 5, из которых первые 3 остаются практически такими же (незначительное изменение в M_Z на -0.0001 GeV и в $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ на -0.001 nb все же наблюдается из-за корреляции с R_e), а универсальные параметры R_1 и $A_{\text{FB}}^{0, l}$ оказываются равными 20.767 ± 0.025 и 0.0171 ± 0.0010 , соответственно. Эти измерения параметров Z-бозона, выполненные

M_Z [GeV]	91.1876 ± 0.0021
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023
$\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ [nb]	41.541 ± 0.037
R_e	20.804 ± 0.050
R_μ	20.785 ± 0.033
R_τ	20.764 ± 0.045
$A_{\text{FB}}^0 e$	0.0145 ± 0.0025
$A_{\text{FB}}^0 \mu$	0.0169 ± 0.0013
$A_{\text{FB}}^0 \tau$	0.0188 ± 0.0017

Таблица 4: Значения параметров Z-бозона, полученные из всех данных LEP без предположения лептонной универсальности

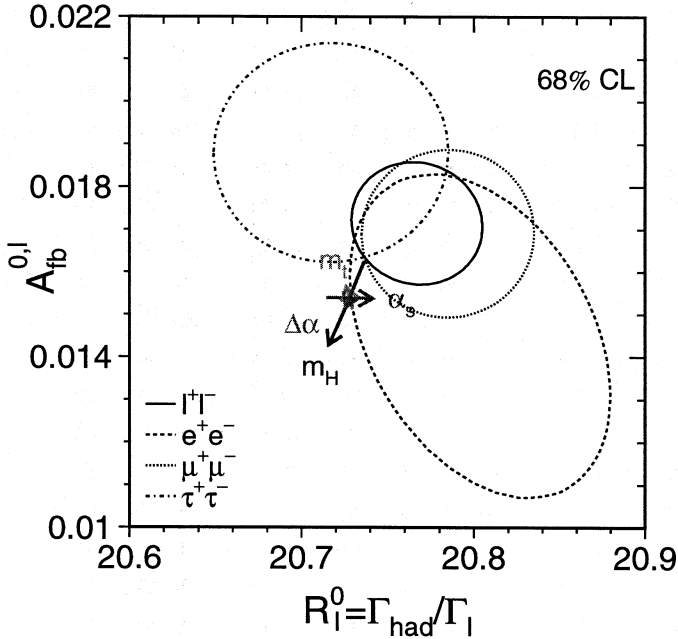


Рис. 12: Контуры, соответствующие 68% уровню достоверности для измеренных параметров R_l и $A_{\text{FB}}^{0,l}$ без предположения (пунктирные линии) и в предположении (сплошная линия) лептонной универсальности. Показано также предсказание Стандартной модели для $M_Z = 91.1875$ GeV, $m_{\text{top}} = 174.3 \pm 5.1$ GeV, $M_H = 300_{-200}^{+700}$ GeV, and $\alpha_s(M_Z) = 0.119 \pm 0.002$.

на LEP, в дальнейшем используются в глобальном анализе мировых данных, который проводится для проверки Стандартной модели.

4.3.1 Измерение поляризации τ -лептона

Нарушение четности в слабом взаимодействии нейтральных токов приводит к тому, что фермионы в реакции $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ рождаются поляризованными. С методической точки зрения, в условиях LEP эта поляризация может быть измерена только для $\tau^+\tau^-$ конечного состояния, используя распады τ -лептона, происходящие внутри установки. Поляризация, \mathcal{P}_τ , определяется как:

$$\mathcal{P}_\tau \equiv (\sigma_+ - \sigma_-)/(\sigma_+ + \sigma_-) \quad , \quad (11)$$

где σ_+ и σ_- сечения рождения τ^- лептона с положительной и отрицательной спиральностями, соответственно. Для реакции с обменом Z-бозоном и в случае неполяризованных начальных пучков e^+e^- (случай LEP) зависимость поляризации от угла рождения τ^- , определенного по отношению к направлению пучка e^- , задается формулой:

$$\mathcal{P}_\tau(\cos \theta_{\tau^-}) = -\frac{\mathcal{A}_\tau(1 + \cos^2 \theta_{\tau^-}) + 2\mathcal{A}_e \cos \theta_{\tau^-}}{(1 + \cos^2 \theta_{\tau^-}) + \frac{8}{3}\mathcal{A}_{fb}^T \cos \theta_{\tau^-}} \quad , \quad (12)$$

где \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e уже введенные ранее параметры связи, а \mathcal{A}_{fb}^T - зарядовая асимметрия вперед-назад.

Из этой формулы видно, что средняя по всему угловому спектру поляризация оказывается чувствительной к параметру \mathcal{A}_τ , $\langle \mathcal{P}_\tau \rangle = -\mathcal{A}_\tau$, а размах осцилляции угловой зависимости относительно точки $\cos \theta_{\tau^-} = 0$ определяется параметром \mathcal{A}_e . Таким образом, измерение угловой зависимости поляризации рождения τ лептона в распадах Z несет богатую информацию о параметрах Стандартной модели и, в частности, позволяет проверить гипотезу лептонной универсальности сравнением измерений \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e .

Измерения поляризации проводились по угловому распределению продуктов распада τ лептона. При этом наиболее чувствительными являются двухчастичные распады: $\tau \rightarrow \pi\nu$,

$\tau \rightarrow \rho\nu$ и $\tau \rightarrow a_1\nu$. Кроме того, информация извлекается из распадов: $\tau \rightarrow e\nu\bar{\nu}$ и $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$.

Проведенные всеми LEP экспериментами измерения угловой зависимости \mathcal{P}_τ показаны на Рисунке 13.

Measured \mathcal{P}_τ vs $\cos\theta_{\tau^-}$

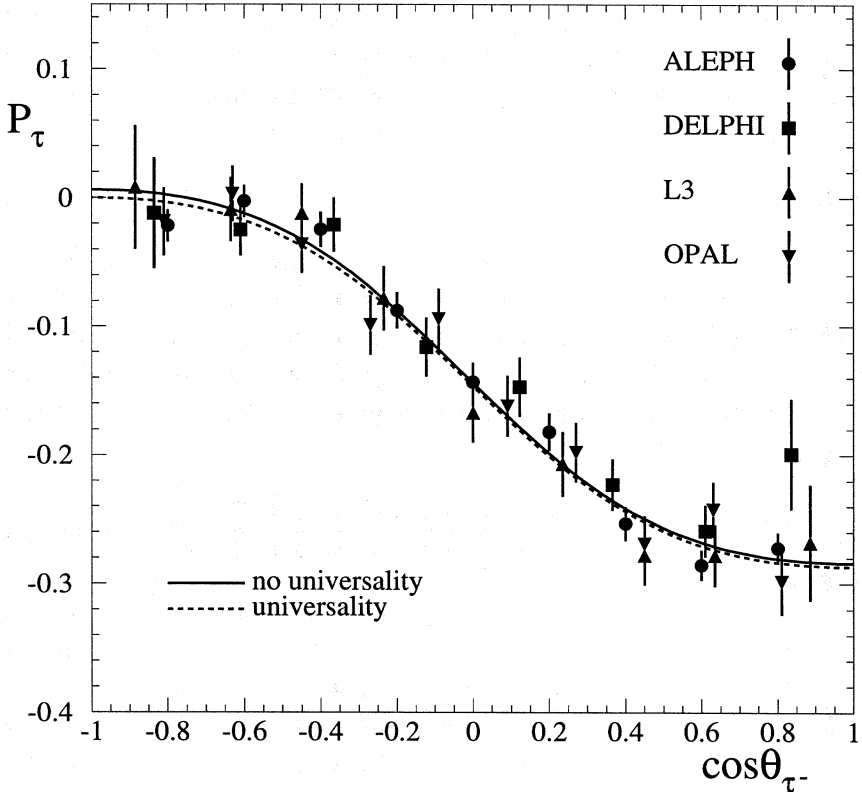


Рис. 13: Измерения \mathcal{P}_τ , выполненные на LEP. Сплошная кривая соответствует фиту данных без лептонной универсальности, пунктирная - в предположении универсальности.

Параметры \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e определялись в каждом эксперименте фитированием измеренной угловой зависимости $\mathcal{P}_\tau(\cos\theta_{\tau^-})$ теоретической Формулой 12.

После этого результаты всех экспериментов усреднялись с учетом возможных общих систематических ошибок.

Результаты индивидуальных измерений и средние параметры \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e , полученные из поляризации τ лептона в экспериментах на LEP, приведены на Рисунке 14.

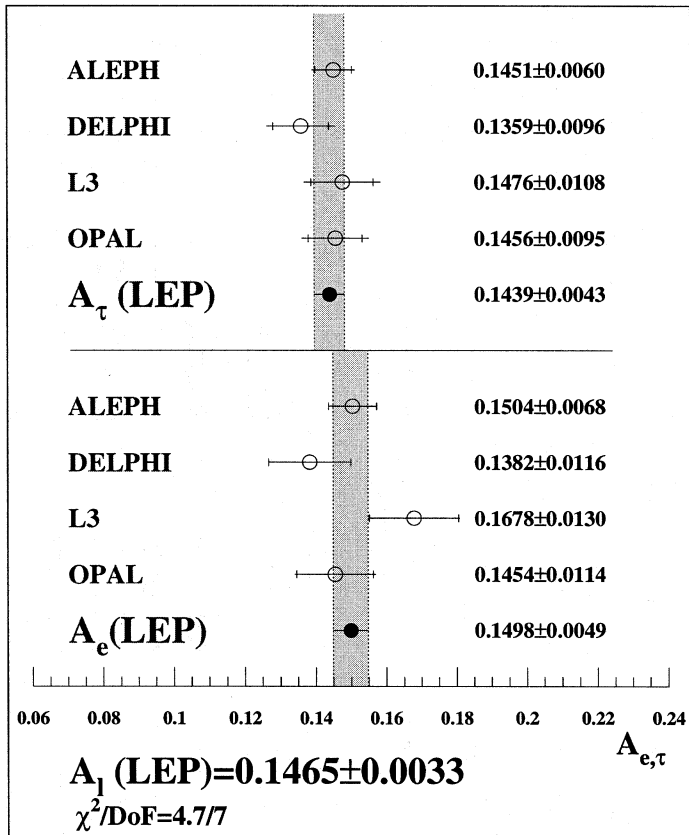


Рис. 14: Измерения \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e , выполненные на LEP из анализа поляризации τ лептона.

Измеренное значение параметра \mathcal{A}_l соответствует значению:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23159 \pm 0.00041. \quad (13)$$

4.4 Измерение параметров Z-резонанса в кварковом секторе

4.4.1 Результаты для b- и c-кварков

В дополнение к измерениям, выполненным на LEP для лептонных и инклюзивных адронных конечных состояний, аналогичные измерения сечений и зарядовых асимметрий были проведены для тяжелых b- и c-кварков.

Измерение этих параметров для конечного состояния с b-кварками имеет особую ценность при проверке Стандартной модели из-за существенного вклада в измеряемые величины вершинных диаграмм, приведенных на Рисунке 15.

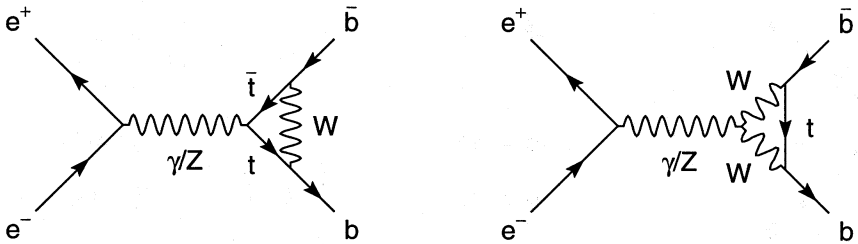


Рис. 15: Вершинные поправки к процессу $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Уникальная зависимость вклада этих диаграмм от массы t-кварка возникает из-за большой разницы масс t/b (“up” и “down” кварков третьего поколения).

Измерения с тяжелыми кварками, однако, методически существенно отличаются от описанных выше, так как идентификация этих событий требует специальной техники анализа. Основными свойствами, на которых базируются методы, являются: сравнительно большое время жизни b-адронов, позволяющее провести идентификацию по измеренным вторичным вершинам, большие массы и импульсы рождающихся b- и c-адронов, приводящие к отличию спектров вторичных частиц от событий с легкими кварками, идентификация событий по присутствию в них энергичных лептонов от распадов b- и c-кварков и восстановление

экслюзивных мод распада. В последних двух перечисленных случаях естественным образом возникает и определение заряда исходного кварка, которое требуется для измерения асимметрии, а в остальных случаях используются алгоритмы восстановления заряда струй адронов.

Как и в случае с лептонами процедура интерпретации экспериментальных измерений в кварковом секторе проводится в несколько этапов. Сначала в каждом эксперименте проводится анализ всех измерений и результаты параметризуются через:

$$R_b = \Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} , R_c = \Gamma_{c\bar{c}}/\Gamma_{had}, \quad (14)$$

$$A_{FB}^{0b} = \frac{3}{4}A_e A_b , A_{FB}^{0c} = \frac{3}{4}A_e A_c. \quad (15)$$

Эти параметры также являются типичными псевдо-наблюдаемыми, о которых говорилось выше, так как они определены только для Z пика и для их извлечения из экспериментально измеренных сечений и асимметрий учитываются энергетические зависимости и радиационные КЭД поправки. После этого, результаты, полученные в отдельных экспериментах, усредняются с учетом корреляций параметров и общих систематических ошибок, основными источниками которых в этом случае являются неопределенности в моделировании адронизации кварков. Детальное обсуждение систематических ошибок и процедуры объединения данных можно найти в [15]. Индивидуальные результаты измерений и средние по всем LEP экспериментам приведены на Рисунке 16, 17.

Результаты для R_b и R_c включают также измерения на установке SLD, о которых будет говориться ниже.

4.4.2 Инклюзивная кварковая зарядовая асимметрия

Используя метод определения заряда начального кварка по оценке заряда струи образовавшихся адронов в экспериментах на LEP было проведено измерение инклюзивной асимметрии адронов. Асимметрии отдельных кварковых конечных состояний для “up” и “down” кварков имеют разные величины и знаки, поэтому в результирующей инклюзивной адронной асимметрии происходит

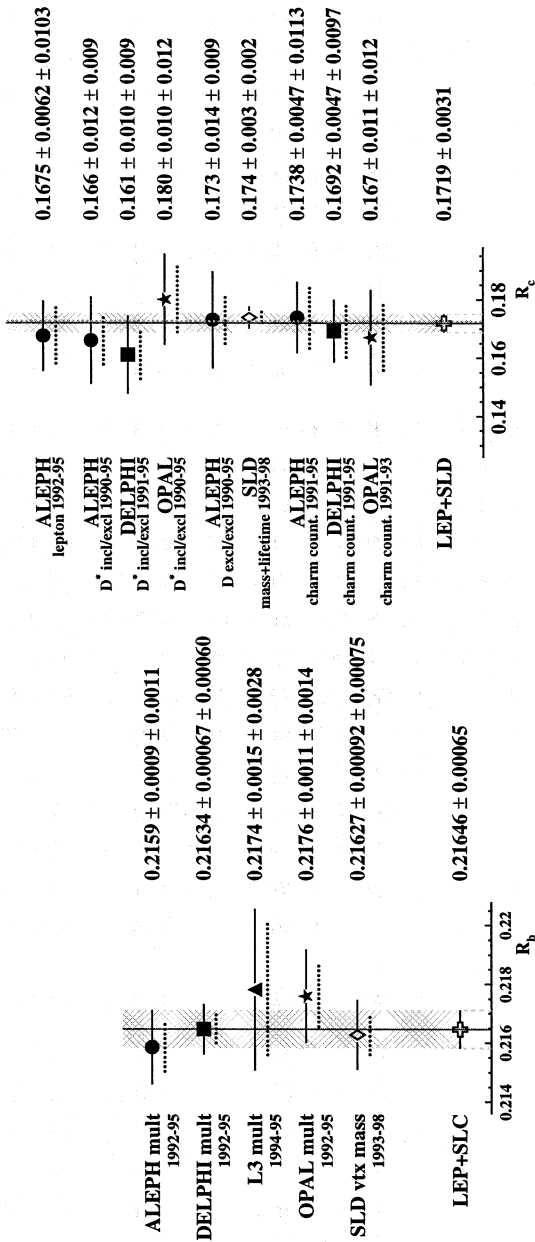


Рис. 16: Измерения R_b и R_c , выполненные на LEP.

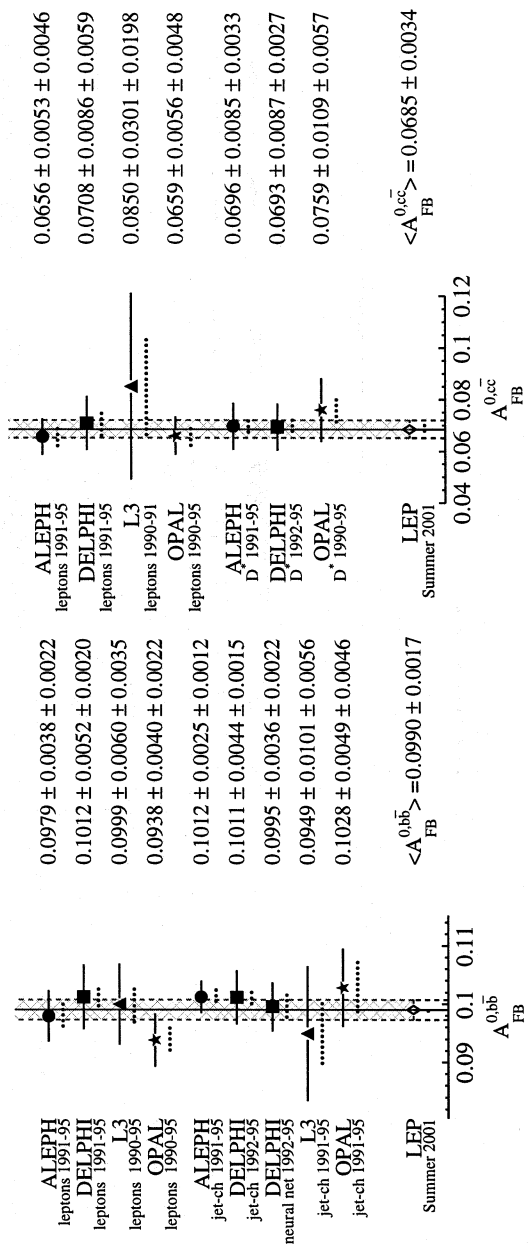


Рис. 17. Измерения $A_{FB}^{0,b}$ и $A_{FB}^{0,c}$, выполненные на LEP.

частичное сокращение и чувствительность этого измерения к параметрам Стандартной модели ослабляется. Для представления экспериментальных данных и усреднения результатов обычно используется параметризация в терминах $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$. Результаты измерений инклюзивной адронной асимметрии и среднее значение для всего LEP показаны на Рисунке 18.

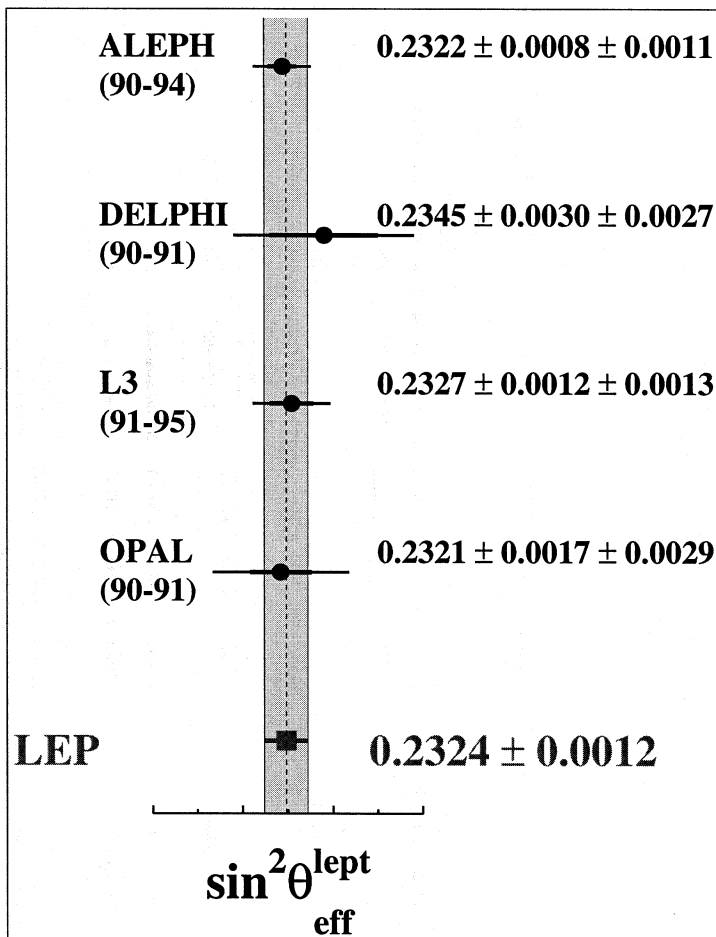


Рис. 18: Измерения $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$ из инклюзивной адронной асимметрии на LEP.

5 Дополнительные измерения, используемые при проверке Стандартной модели

5.1 Параметры Z-бозона, измеренные SLD

Практически одновременно с LEP измерения параметров Z-бозона проводились с помощью детектора SLD на линейном e^+e^- коллайдере SLC. Полная статистика Z-бозонов в этих измерениях составила $\sim 600'000$, что примерно в 30 раз меньше суммарной статистики LEP. Поэтому, измерения массы и ширины Z-бозона не являются конкурентоспособными и не используются в дальнейшем анализе.

Однако, благодаря высокому уровню продольной поляризации электронного пучка ($\langle \mathcal{P}_e \rangle \sim 80\%$), которую удалось получить на SLC, в этом эксперименте были хорошо измерены асимметрии, которые несут информацию о константах связи Z-бозона.

Так наиболее точным, на сегодняшний день, определением параметра \mathcal{A}_e является измерение лево-правой асимметрии, выполненное SLD. В принципе, это измерение является методически простым. Лево-правая асимметрия, A_{LR} , определяется через число событий рождения Z-бозона в лево (N_L) и право (N_R) продольно поляризованном электронном пучке:

$$A_{LR} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \frac{1}{\langle \mathcal{P}_e \rangle}. \quad (16)$$

При этом анализ проводится инклюзивно, то есть, не делается различия между модами распада Z-бозона. Измеренная таким образом величина, с точностью до радиационных КЭД поправок и энергетической зависимости вблизи Z-резонанса, и является измерением \mathcal{A}_e : $A_{LR}^0 \equiv \mathcal{A}_e$.

Результаты SLD по измерению лево-правой асимметрии приведены на Рисунке 19.

Среднее значение A_{LR}^0 по всей статистике соответствует:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23097 \pm 0.00027. \quad (17)$$

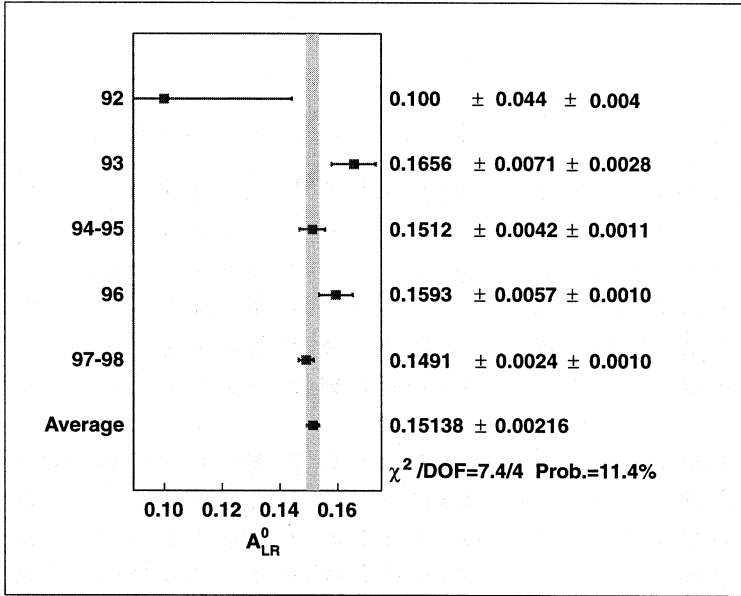


Рис. 19: Измерения A_{LR}^0 , выполненные на SLD в разные годы работы и среднее по всей статистике.

Кроме инклюзивной A_{LR}^0 на SLD были также измерены эксклюзивные лептонные и кварковые (b и c) асимметрии. С учетом лептонной универсальности для параметра \mathcal{A}_l было получено:

$$\mathcal{A}_l = 0.15130 \pm 0.00207(0.0011), \quad (18)$$

что соответствует:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23098 \pm 0.00026, \quad (19)$$

а параметры связи для b- и c-кварков оказались равными:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_b &= 0.922 \pm 0.020, \\ \mathcal{A}_c &= 0.670 \pm 0.026, \end{aligned} \quad (20)$$

Эти результаты также используются в дальнейшем для проверки Стандартной модели.

5.2 Измерение массы W-бозона

Измерения массы W бозона были впервые проведены на $p\bar{p}$ коллайдере SPS в экспериментах UA1 и UA2, и позже на TEVATRON в CDF и D0. Объединенный результат этих экспериментов приводит к значению: $M_W = 80.454 \pm 0.060 \text{ GeV}$.

Начиная с 1996г. энергия LEP превысила порог рождения W^+W^- пар и прямые измерения массы W-бозона были также проведены всеми четырьмя LEP экспериментами. Результат LEP по измерению массы W-бозона: $M_W = 80.450 \pm 0.039 \text{ GeV}$ хорошо согласуется с результатом, полученным на адронных машинах и имеет примерно в 1.5 раза меньшую ошибку.

Объединенный результат всех прямых измерений:

$$M_W = 80.451 \pm 0.033 \text{ GeV} \quad (21)$$

будет использован в дальнейшем при проверке Стандартной модели.

5.3 Измерения массы t-кварка

Самый тяжелый из кварков, t, был открыт в $p\bar{p}$ соударениях на коллайдере TEVATRON и измерения его массы были проведены в экспериментах CDF и D0. Объединенный результат этих экспериментов, в котором использованы все имеющиеся на сегодняшний день данные:

$$m_{\text{top}} = 174.3 \pm 5.1 \text{ GeV} \quad (22)$$

позволяет существенно повысить чувствительность проверок Стандартной модели, обсуждаемых ниже.

5.4 Измерение νN рассеяния

Измерение отношений сечений рассеяния нейтрино на нуклонах, происходящего за счет нейтральных и заряженных токов, несет в себе информацию об угле смешивания или об отношении масс W- и Z-бозонов. Наиболее точные, на сегодняшний день, данные были получены в эксперименте NuTeV: $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2 \equiv 0.2277 \pm$

0.0016. Используя значение измеренной на LEP массы Z-бозона это можно перевести в измерение массы W: $M_W = 80.136 \pm 0.084 \text{ GeV}$, которое слабо (на уровне 3.5 стандартных отклонений) согласуется с прямыми измерениями приведенными выше. Следует однако отметить, что анализ измерений рассеяния нейтрино на нуклонах содержит существенно разные, по сравнению с другими, источники систематических ошибок и неопределенности. По этой же причине повышение точности нейтринных экспериментов в будущем может сыграть решающую роль, так как, возможно, позволит получить указание на несовершенство Стандартной модели при описании всего класса процессов.

5.5 Изучение нарушения четности в атомах

В принципе, информация об электрослабых параметрах Стандартной модели может быть получена из экспериментов, изучающих нарушение четности в атомах. В этих экспериментах измеренное значение “слабого” заряда ядра, $Q_W(N, Z)$, сравнивается с теоретическими вычислениями, которые должны иметь точность, позволяющую провести такую проверку. На сегодняшний день такое соответствие было достигнуто только для данных на атомах цезия, и, хотя чувствительность этих измерений невелика, измерения: $Q_W(\text{Cs}) = -72.5 \pm 0.7$ включаются в проверку Стандартной модели для полноты картины.

6 Глобальная проверка и определение параметров Стандартной модели

Полная информация о процедуре интерпретации всей совокупности экспериментальных данных и полученных результатах содержится в работах [15]-[22] и [26]-[28]. Ниже кратко приводятся некоторые основные выводы.

Параметр	Среднее [MeV]	Корреляции			
Без предположения лептонной универсальности					
Γ_{had}	1745.8 ± 2.7				
Γ_{ee}	83.92 ± 0.12	-0.29			
$\Gamma_{\mu\mu}$	83.99 ± 0.18	0.66	-0.20		
$\Gamma_{\tau\tau}$	84.08 ± 0.22	0.54	-0.17	0.39	
$\Gamma_{b\bar{b}}$	377.9 ± 1.3	0.45	-0.13	0.30	0.25
$\Gamma_{c\bar{c}}$	300.1 ± 5.4	0.09	-0.02	0.06	0.05 -0.09
Γ_{inv}	497.4 ± 2.5	-0.67	0.78	-0.45	-0.40 -0.30 -0.06
В предположении лептонной универсальности					
Γ_{had}	1744.4 ± 2.0				
Γ_{ll}	83.984 ± 0.086	0.38			
$\Gamma_{b\bar{b}}$	377.6 ± 1.2	0.35	0.13		
$\Gamma_{c\bar{c}}$	299.8 ± 5.4	0.06	0.02	-0.11	
Γ_{inv}	499.0 ± 1.5	-0.30	0.49	-0.10	-0.02

Таблица 5: Результаты измерений парциальных ширин Z-бозона.

6.1 Парциальные ширины и проверка лептонной универсальности

Результаты измерения параметров Z-бозона, приведенные выше, могут быть представлены также в терминах парциальных ширин. При этом парциальная ширина распада Z на все типы нейтрино, Γ_{inv} , может быть вычислена через баланс измеренных полной и парциальных адронной и лептонных ширин: $\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_Z - \Gamma_{\text{had}} - \Gamma_{ee} - \Gamma_{\mu\mu} - \Gamma_{\tau\tau}$. Результаты измерений парциальных ширин без предположения лептонной универсальности и с использованием этого предположения представлены в Таблице 5.

Для более ясного представления об уровне количественной проверки гипотезы лептонной универсальности результаты измерений были также представлены в виде отношений парциальных ширин:

$$\frac{\Gamma_{\mu\mu}}{\Gamma_{ee}} = \frac{B(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)}{B(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} = 1.0009 \pm 0.0028 \quad (23)$$

$$\frac{\Gamma_{\tau\tau}}{\Gamma_{ee}} = \frac{B(Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-)}{B(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} = 1.0019 \pm 0.0032 \quad (24)$$

Оба этих измерения хорошо согласуются с единицей в пределах ошибок, что подтверждает гипотезу лептонной универсальности.

6.2 Число поколений нейтрино

В Стандартной модели измеренная “невидимая” ширина, Γ_{inv} , отождествляется с распадами Z -бозона на нейтрино разного типа: $\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_{\nu\nu}$. Таким образом, используя предсказание Стандартной модели для парциальной ширины распада на один из типов нейтрино, $\Gamma_{\nu\nu}$, измерения Γ_{inv} можно представить как измерение числа типов нейтрино, N_ν , или число поколений фундаментальных фермионов. На практике, для этих вычислений используется определенное с лучшей экспериментальной точностью отношение парциальных ширин:

$$R_{\text{inv}} \equiv \frac{\Gamma_{\text{inv}}}{\Gamma_{ll}} = N_\nu \left(\frac{\Gamma_{\nu\nu}}{\Gamma_{ll}} \right)_{\text{SM}}, \quad (25)$$

и теоретическое предсказание для $\left(\frac{\Gamma_{\nu\nu}}{\Gamma_{ll}} \right)_{\text{SM}} = 1.9912 \pm 0.0012$ слабо зависящее от неизвестных параметров Стандартной модели.

Измеренное таким образом $R_{\text{inv}} = 5.942 \pm 0.016$ соответствует:

$$N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083, \quad (26)$$

что с высокой точностью подтверждает существование только трех уже известных поколений.

6.3 Определение $\sin^2\theta_{eff}^{lept}$

В дополнение к измерению парциальных ширин, полученных из сечений рождения и вероятностей распада Z -бозона, измерения асимметрий распада Z на лептоны и кварки, выполненные на LEP и SLD и описанные выше, несут информацию об угле смешивания. Результаты всех этих измерений представлены на Рисунке 20, при этом, используя соотношения Стандартной модели для констант

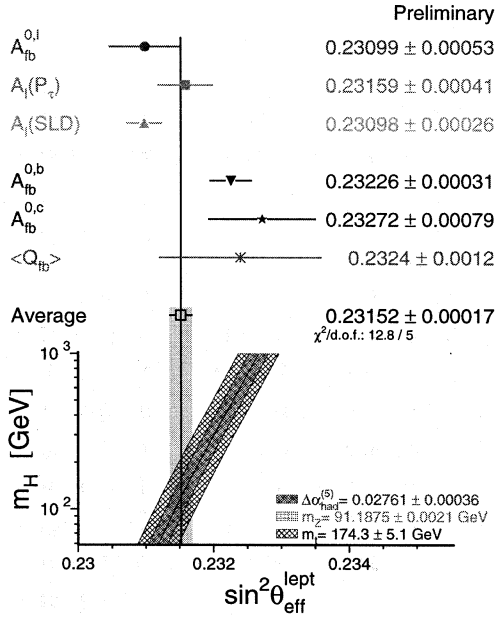


Рис. 20: Сравнение значений эффективного угла смешивания, полученных из анализа лептонных и кварковых данных.

связи, все измерения для лептонов и кварков представлены в виде одной универсальной величины $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$, среднее значение которой оказалось равным:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23152 \pm 0.00017. \quad (27)$$

6.4 Предсказания для массы t-кварка и W-бозона

Перечисленные выше измерения электрослабых наблюдаемых могут быть использованы для предсказания массы t-кварка и проверки Стандартной модели путем сравнения этого косвенного измерения с прямым измерением m_{top} , выполненным на TEVATRON. Результат фитирования всех экспериментальных данных (исключая прямое измерение m_{top}) приводит к значению:

$$m_{top} = 181_{-9}^{+11} \text{ GeV}, \quad (28)$$

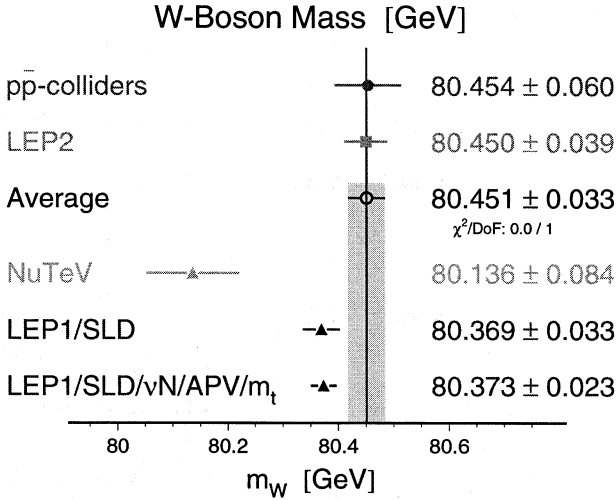


Рис. 21: Результаты измерений массы W-бозона.

которое находится в прекрасном согласии с результатами прямых измерений, приведенными выше. На сегодняшний день, прямые измерения уже примерно вдвое превосходят по точности косвенные предсказания.

Аналогичная процедура была проведена для массы W-бозона, для которой было получено предсказание:

$$M_W = 80.373 \pm 0.023 \text{ GeV}, \quad (29)$$

также согласующееся с прямыми измерениями и являющееся, на настоящий момент, более точным, чем последние. Прямые измерения и предсказания массы W-бозона, а также их сравнение показаны на Рисунке 21.

Согласие прямых измерений массы t-кварка (и W-бозона) с предсказаниями, полученными из анализа электрослабых наблюдаемых, блестяще подтвердило предсказательную силу Стандартной модели и точность расчетов, выполненных на уровне квантовых поправок.

6.5 Бозонные поправки и предсказание для массы Хиггс-бозона

Одним из принципиальных вопросов проверки Стандартной модели является экспериментальное доказательство наблюдения квантовых поправок. Радиационные КЭД поправки при энергиях Z-резонанса велики (до 30% в сечении) и их существование не вызывает сомнений. Вклад фермионных петель лептонов и легких кварков учитывается через изменение эффективной константы электромагнитного взаимодействия, $\alpha(M_Z)$, которая при энергиях Z-резонанса составляет 1/128.945, что заметно отличается от 1/137.036. Петлевые фермионные поправки от самого тяжелого из кварков, t , учитывались отдельно и были использованы для предсказания массы m_{top} , которое с высокой степенью точности подтвердилось прямыми измерениями. Что же касается бозонных поправок, а именно, связанных со вкладом Хиггс- и W-бозонов, то их вклад можно изолировать в вычислениях и проверить согласие экспериментальных данных с теорией с учетом этого вклада и без него. Результаты такого анализа представлены на Рисунке 22, где измеренное значение эффективного угла смешивания и измерение массы m_{top} сравнивается с теоретическими предсказаниями. Видно, что теоретическое предсказание без бозонных поправок лежит существенно ниже области, соответствующей экспериментальным измерениям, тогда как теория с бозонными поправками неплохо согласуется с данными.

После этого четкого установления всех типов квантовых поправок вся совокупность экспериментальных данных может быть использована для общего анализа, в котором наилучшим, на сегодняшний день, образом будут определены параметры Стандартной модели, о которых говорилось выше: $\alpha(M_Z)$, α_s , M_Z , m_{top} и M_H . Полный список всех измерений приведен в Таблице 6, где также для справки показаны полная систематическая ошибка измерения, теоретическое значение, соответствующее наилучшим фитированным параметрам, и отклонение измерения от теоретического предсказания, выраженное в единицах полной

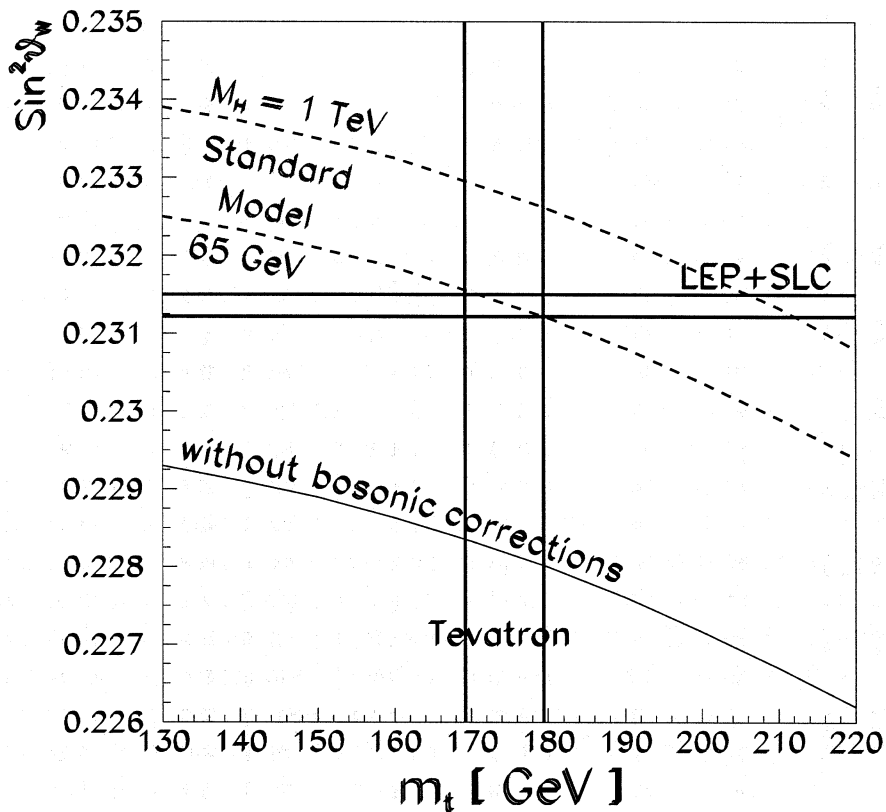


Рис. 22: Сравнение измеренных значений $\sin^2 \theta_{eff}^{lept}$ и m_{top} с теоретическими предсказаниями с учетом вклада бозонных поправок и без него.

ошибки. Следует особо подчеркнуть, что само проведение такого анализа стало возможным только благодаря наличию прецизионных экспериментальных данных, процедур их объединения и интерпретации, опирающейся на теоретические расчеты [23]-[25], выполненные с точностью порядка 10^{-4} .

	Измерение и полная ошибка	Сист. ошибка	Значение в Станд. модели	Откло- нение
$\Delta\alpha_{\text{had}}$	0.02761 ± 0.00036	0.00035	0.02774	-0.3
M_Z [GeV]	91.1875 ± 0.0021	^(a) 0.0017	91.1874	0.0
Γ_Z [GeV]	2.4952 ± 0.0023	^(a) 0.0013	2.4963	-0.5
$\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ [nb]	41.540 ± 0.037	^(b) 0.028	41.481	1.6
R_l	20.767 ± 0.025	^(b) 0.007	20.739	1.1
$A_{\text{FB}}^{0,l}$	0.0171 ± 0.0010	^(b) 0.0003	0.0165	0.7
A_l (SLD)	0.1513 ± 0.0021	0.0010	0.1483	1.5
A_l (P_τ)	0.1465 ± 0.0033	0.0009	0.1483	-0.5
R_b	0.21646 ± 0.00065	0.00056	0.21573	1.1
R_c	0.1719 ± 0.0031	0.0028	0.1723	-0.1
$A_{\text{FB}}^{0,b}$	0.0990 ± 0.0017	0.0010	0.1039	-2.9
$A_{\text{FB}}^{0,c}$	0.0685 ± 0.0034	0.0019	0.0743	-1.7
\mathcal{A}_b	0.922 ± 0.020	0.017	0.935	-0.6
\mathcal{A}_c	0.670 ± 0.026	0.016	0.668	0.1
$\sin^2\theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(q\bar{q})$	0.2324 ± 0.0012	0.0008	0.23136	0.9
m_{top} [GeV] ($p\bar{p}$)	174.3 ± 5.1	4.0	175.8	-0.3
M_W [GeV] ($p\bar{p}$)	80.454 ± 0.060	0.050	80.398	0.9
M_W [GeV] (LEP2)	80.450 ± 0.039	0.030	80.398	1.3
$\sin^2\theta_W$ (νN)	0.2255 ± 0.0021	0.0010	0.2226	1.2
$Q_W(\text{Cs})$	-72.5 ± 0.7	0.6	-72.9	0.6

Таблица 6: Полный набор измерений, использующийся при проверке Стандартной модели.

Результат этого анализа приводит к значениям параметров Стандартной модели, которые приведены в Таблице 7.

Параметр	Значение	Корреляция				
		$\Delta\alpha_{\text{had}}$	$\alpha_s(M_Z)$	M_Z	m_{top}	$\log M_H$
$\Delta\alpha_{\text{had}}$	0.02774 ± 0.00035	+1.00	0.00	-0.01	-0.05	-0.46
$\alpha_s(M_Z)$	0.1183 ± 0.0026	0.00	+1.00	-0.02	+0.08	+0.12
M_Z [GeV]	91.1874 ± 0.0021	-0.01	-0.02	+1.00	-0.04	+0.04
m_{top} [GeV]	175.8 ± 4.3	-0.05	+0.08	-0.04	+1.00	+0.70
$\log M_H$	1.94 ± 0.21	-0.46	+0.12	+0.04	+0.70	+1.00
M_H [GeV]	$88 \pm_{35}^{53}$	-0.46	+0.12	+0.04	+0.70	+1.00

Таблица 7: Результаты полученные из анализа всех измерений. Наилучший χ^2/dof (22.9/15), соответствует вероятности 9%.

Параметры $\Delta\alpha_{\text{had}}$, M_Z и m_{top} из этого набора являются также и входными измерениями. Поскольку M_Z не может быть предсказан из каких-то других данных, то он фактически передается в конечный набор с той же точностью и центральным значением с которыми он измерен на LEP. В большой степени это относится и к параметру $\Delta\alpha_{\text{had}}$, который с помощью дисперсионных соотношений вычисляется из данных $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ при низких энергиях и определяет $\alpha(M_Z)$. Точность же m_{top} улучшается с 5.1 до 4.3 GeV, что соответствует включению чувствительности косвенных измерений из радиационных поправок. Параметр $\alpha_s(M_Z)$ определяется с хорошей точностью из измерений адронных сечений. Интересно отметить, что использование в анализе дополнительной информации об $\alpha_s(M_Z)$ практически не влияет на точность определения других параметров, так как корреляции $\alpha_s(M_Z)$ с другими параметрами малы. Наиболее интересен результат для M_H . Анализ всех измерений предсказывает сравнительно небольшую массу Хиггс-бозона, находящуюся в непосредственной досягаемости на будущем коллайдере LHC и, возможно, даже на TEVATRON. Результаты анализа для массы Хиггс-бозона представлены на Рисунке 23. Верхняя граница для параметра M_H , полученная из этого анализа на 95% уровне достоверности составляет:

$$M_H < 196 \text{ GeV}. \quad (30)$$

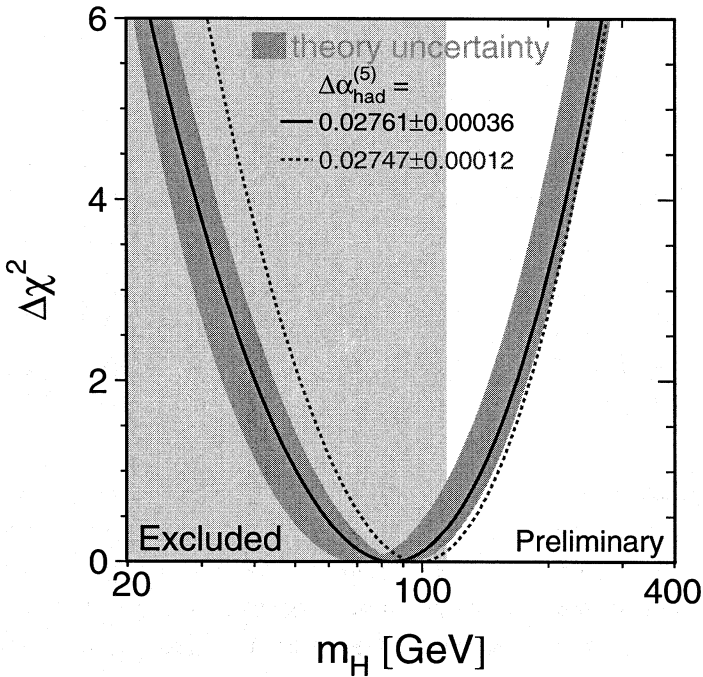


Рис. 23: $\Delta\chi^2(M_H) = \chi^2(M_H) - \chi_{\min}^2$ как функция M_H .

7 Заключение

Сформулируем кратко основные результаты диссертационной работы:

- В течение всего периода работы установки DELPHI на LEP были измерены сечения рождения и вероятности распада Z-бозона на кварки и лептоны.
- Теоретическая интерпретация этих измерений позволила определить такие фундаментальные параметры Z-бозона как масса, полная и парциальные ширины и константы связи. При этом, масса и полная ширина были измерены с точностью 0.002GeV.

- Разработанные методы систематически использовались для объединения результатов и были применены для получения окончательных результатов измерений параметров Z-бозона на LEP.
- В результате глобального анализа, включающего измерения, проведенные на LEP, SLC, TEVATRON и другие, с максимально возможной, на сегодняшний день, точностью была проведена проверка Стандартной модели и определены ее параметры. К основным результатам этой проверки относятся:

– определение числа поколений нейтрино:

$$N_\nu = 2.9841 \pm 0.0083.$$

– измерение эффективного угла смешивания:

$$\sin^2 \theta_{eff}^{lept} = 0.23152 \pm 0.00017.$$

– предсказание из радиационных поправок массы t-кварка:

$$m_{top} = 181_{-9}^{+11} \text{ GeV},$$

которое блестяще подтверждается прямыми измерениями.

– предсказание из радиационных поправок массы Хиггс-бозона:

$$M_H < 196 \text{ GeV}.$$

- Полученные результаты послужили основой для обзора современного статуса по экспериментальной проверке Стандартной модели, выполненного автором в пленарном докладе на конференции Европейского Физического Общества в Брюсселе, а также в других докладах на конференциях, семинарах, Ученых Советах и других научных форумах. Основные результаты опубликованы в работах [1]-[28], на которые на 1 Ноября 2002г. в электронных базах данных библиотек CERN и SLAC зарегистрировано 1794 цитирования.

Список литературы

- [1] P.Aarnio, H.Abie, P.Abreu,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“The DELPHI Detector at LEP”,
NIM A303 (1991) 233-276 (44p).
- [2] P.Abreu, W.Adam, T.Adye,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“Performance of the DELPHI Detector”,
NIM A378 (1996) 57-100 (44p).
- [3] P.Aarnio, H.Abie, P.Abreu,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“Proposal for the DELPHI Surround Muon Chambers”,
DELPHI 92-139 (1992) 1-8 (8p).
- [4] P.Abreu, W.Adam, F.Adami,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“Determination of Z^0 resonance parameters and couplings from its
hadronic and leptonic decays”,
Nucl.Phys. B367 (1991) 511-574 (64p).
- [5] P.Abreu, W.Adam, F.Adami,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“A Study of the reaction $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ around the Z^0 pole”,
Phys.Lett. B260 (1991) 240-248 (9p).
- [6] P.Abreu, W.Adam, F.Adami,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“A Measurement of $\sin^2\theta$ from the charge asymmetry of hadronic
events at the Z^0 peak”,
Phys.Lett. B277 (1992) 371-382 (12p).
- [7] P.Abreu, W.Adam, T.Adye,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“Measurements of the Lineshape of the Z^0 and Determination of

- Electroweak Parameters from its Hadronic and Leptonic Decays”,
Nucl.Phys. B417 (1994) 3-60 (58p).
- [8] P.Abreu, W.Adam, T.Adye,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“Improved Measurements of Cross-Sections and Asymmetries at the
Z⁰ resonance”,
Nucl.Phys. B418 (1994) 403-430 (28p).
- [9] P.Abreu, W.Adam, T.Adye,...,A.Olchevski et al.
DELPHI Collaboration,
“Cross-Sections and Leptonic Forward-Backward Asymmetries
from the Z⁰ Running of LEP”,
Eur.Phys.J. C16 (2000) 371-405 (35p).
- [10] L.Arnaudon, R.Assmann, J.Billan,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“Measurement of the mass of the Z boson and the energy calibration
of LEP”,
Phys.Lett B307 (1993) 187-193 (7p).
- [11] G.Duckeck, M.Grunewald, T.Kawamoto,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“Combination Procedure for the precise determination of Z boson
parameters from results of the LEP experiments”,
CERN-EP/2000-153 (2000) 1-42 (42p).
- [12] G.Duckeck, M.Grunewald, T.Kawamoto,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“Combination Procedure for the precise determination of Z boson
parameters from results of the LEP experiments”,
Contributed Paper for ICHEP2000, LEP EWWG/LS 2000-01
(2000) 1-32 (32p).
- [13] G.Duckeck, M.Grunewald, T.Kawamoto,...,A.Olchevski et al.,
“Precise determination of Z boson parameters from combined results
of the LEP experiments”,
LEP EWWG/LS 99-01 (1999) 1-17 (17p).

- [14] P.Clarke, S.Ganguli, M.Grunewald,...,A.Olchevski et al.,
“Updated Parameters of the Z Lineshape and Lepton Forward-
Backward Asymmetries from Combined Preliminary Data of the
LEP Experiments”,
DELPHI 94-104 (1994) 1-12 (12p).
- [15] D.Abbaneo, J.Alcaraz, P.Antilogus,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and
Constraints on the Standard Model”,
CERN-EP-2001-021 (2001) 1-112 (112p).
- [16] D.Abbaneo, J.Alcaraz, P.Antilogus,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and
Constraints on the Standard Model”,
CERN-EP-2000-016 (2000) 1-83 (83p).
- [17] D.Abbaneo, J.Alcaraz, P.Antilogus,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and
Constraints on the Standard Model”,
CERN-EP/99-15 (1999) 1-71 (71p).
- [18] D.Abbaneo, J.Alcaraz, P.Antilogus,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and
Constraints on the Standard Model”,
CERN-PPE/97-154 (1997) 1-64 (64p).
- [19] D.Abbaneo, J.Alcaraz, P.Antilogus,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and
Constraints on the Standard Model”,
CERN-PPE/96-183 (1996) 1-52 (52p).
- [20] P.Antilogus, T.Behnke, D.Bloch,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,

- “A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model”,
CERN-PPE/95-172 (1995) 1-48 (48p).
- [21] D.Abbaneo, A.Blondel, G.Borisov,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“Combined Preliminary Data on Z Parameters from the LEP Experiments and Constraints on the Standard Model”,
CERN-PPE/94-187 (1994) 1-35 (35p).
- [22] A.Blondel, I.Brock, R.Clare,...,A.Olchevski et al.
The LEP Collaborations,
“Updated Parameters of the Z⁰ Resonance from Combined Preliminary Data of the LEP Experiments”,
CERN-PPE/93-157 (1993) 1-30 (30p).
- [23] D.Bardin, M.Bilenky, A.Chizhov,...,A.Olchevski et al.,
“ZFITTER: An analytical program for fermion pair production in e⁺e⁻ annihilation”,
CERN-TH-6443/92 (1992) and hep-ph/9412201, 1-78 (78p).
- [24] D.Bardin, W.Beenakker, M.Bilenky,...,A.Olchevski et al.,
“Reports of the Working Group on Precision Calculations for the Z Resonance”,
CERN Report 95-03 (1995) 7-162 (156p).
- [25] D.Bardin, P.Christova, M.Jack,...,A.Olchevski et al.,
“ZFITTER v.6.21 - a semi-analytical program for fermion pair production in e⁺e⁻ annihilation”,
DESY 99-070 (1999) and hep-ph/99-08433, 1-192 (192p).
- [26] A.Olchevski.,
“Precision Tests of the Standard Model”,
Proceedings of the International Europhysics Conference on High Energy Physics, Brussels, Belgium (1995) 905-918 (14p).
- [27] A.Olchevski.,
“Electroweak Data from LEP”,

Proceedings of the 14th International Conference on Physics In Collision, Tallahassee, Florida, USA (1994) 15-33 (19p).

- [28] Г.Д.Алексеев, Д.Ю.Бардин, М.С.Биленький,...,А.Г.Ольшевский и др.,
“Эксперимент ДЕЛФИ на ЛЭП”,
Письма в ЭЧАЯ, N1(98), 2000г, стр.5-21 (17стр.).

Получено 10 ноября 2002 г.