

УДК 539.12

ПРЕЦИЗИОННАЯ ПРОВЕРКА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА LEP

А. Г. Ольшевский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	1091
ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ	1092
ФИЗИКА НА Z -РЕЗОНАНСЕ	1096
ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ ПРОВЕРКЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ	1114
ГЛОБАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ	1116
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1122
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1123

УДК 539.12

ПРЕЦИЗИОННАЯ ПРОВЕРКА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА LEP

А. Г. Ольшевский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В обзоре представлены измерения, выполненные в экспериментах на LEP. Вся совокупность этих измерений демонстрирует хорошее согласие с предсказаниями теории и позволяет провести проверку стандартной модели электрослабых взаимодействий с точностью долей процента.

Measurements performed by LEP experiments are presented. They demonstrate good agreement with the theory predictions and allow to perform precision tests of the Standard Model of electroweak interactions at the per mille level.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее насущных задач современной физики высоких энергий является проверка так называемой стандартной модели (СМ) — теории, объединившей электромагнитные и слабые взаимодействия и предсказавшей существование промежуточных W - и Z -бозонов, а также хиггс-бозона, реализующего механизм генерации масс всех частиц.

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

Первая стадия работы LEP, продолжавшаяся до 1995 г., позволила набрать интегральную статистику около 17 млн 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.

Исследования, выполненные группой ОИЯИ в эксперименте DELPHI (detector with lepton, photon and hadron identification) начались задолго до запуска ускорителя LEP — они охватывают 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 настоящего обзора является суммирование результатов, полученных в эксперименте DELPHI и в целом на LEP, а также совместный анализ этих данных, проведенный для проверки СМ и уточнения ее параметров.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

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 СМ электрослабых взаимодействий.

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 СМ и дополняют друг друга в проверке теории.

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

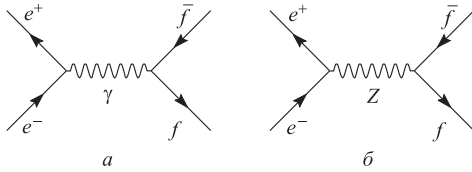


Рис. 1. Диаграммы s -канала, описывающие процесс $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ в низшем порядке теории возмущений. В дополнение к ним для конечного состояния с e^+e^- существуют диаграммы t -канала с обменом фотоном и Z -бозоном

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

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

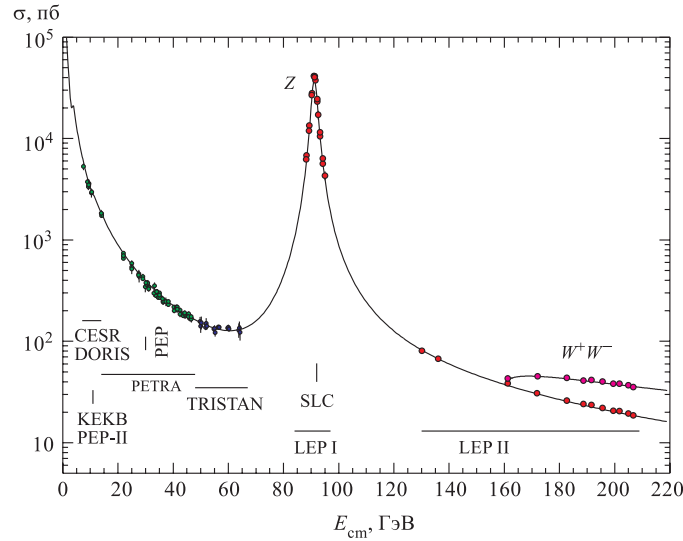


Рис. 2. Зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны от энергии в системе центра масс. Точками показаны экспериментальные измерения, выполненные на разных ускорителях; кривая — предсказание теории

где s — квадрат энергии в с.ц.м.; M_Z и Γ_Z — масса и полная ширина Z -бозона соответственно, 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 экспериментально измеряемых сечений, полная и парциальные ширины являются так называемыми псевдонаблюдаемыми. 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 рис. 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.

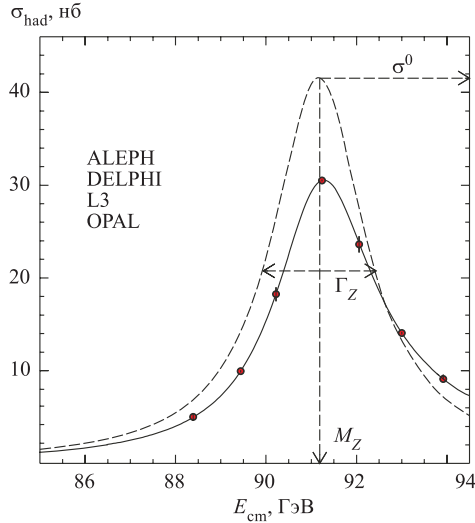


Рис. 3. Адронные сечения, измеренные в области энергий Z -пика: точки — экспериментальные данные (их ошибки на рисунке увеличены в 10 раз); сплошная линия — фит с учетом радиационных поправок; пунктирная — теория без радиационных поправок, для которой показана также связь с параметрами Z

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 параметр $\alpha(M_Z)$ (бегущая электромагнитная константа на шкале M_Z) с помощью дисперсионных соотношений и экспериментальных данных по измерению сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны. С учетом того, что массы заряженных лептонов хорошо измерены и вычисления нечувствительны к массам нейтрино и фермионному смешиванию, набор оставшихся параметров выглядит следующим образом:

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

Полная и частичные 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 (т. е. практически модельно-независимым способом). С другой стороны, для сравнения, эти же ширины могут быть теоретически предсказаны в рамках СМ на базе ее истинных параметров.

Полное число параметров СМ 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.

Заданное в СМ на древесном уровне соотношение между слабой и электромагнитной константами связи

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

и соотношение между заряженными и нейтральными токами

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

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

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

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 :

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

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

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

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

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.

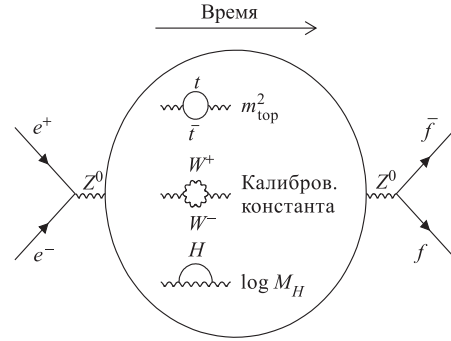


Рис. 4. Квантовые поправки к бозонным пропагаторам, включающие фермионные и бозонные петли

2. ФИЗИКА НА Z -РЕЗОНАНСЕ

Схематично измерения, проведенные на Z -резонансе и касающиеся проверки СМ, 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.

2.1. Измерение параметров из инклюзивных адронных и лептонных распадов. Экспериментальное определение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ проводилось по обычной формуле:

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

где $\sigma_{f\bar{f}}(E_{\text{cm}})$ — сечение в зависимости от энергии столкновений в системе центра масс; $E_{\text{cm}} = \sqrt{s}$; N_{ev} — полное число зарегистрированных событий; N_{bg} — число ожидаемых фоновых событий; ϵ — эффективность регистрации; L — интегральная светимость. Определение энергии столкновений проводилось централизованно для всех четырех экспериментов на LEP, остальные величины измерялись непосредственно на самих установках.

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 в измерении 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 1990 г. и в 1992 г. и использовался в качестве дополнительной проверки в остальное время. Неопределенность в значениях энергии, измеренных таким способом, составила примерно 20–30 МэВ.

В 1991 г. для измерения энергии пучка впервые был применен метод резонансной деполаризации, который, в принципе, позволяет провести калибровку энергии пучка с точностью долей МэВ. С 1993 г. 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.

Использование построенной модели, опирающейся на систематический контроль многих параметров работы ускорителя, позволило определить энер-

гию пучков с точностью порядка 1 МэВ, и, в целом, систематические неопределенности в измерении массы и полной ширины Z -бозона, связанные с энергией LEP, составили 1,8 и 1,1 МэВ соответственно.

За годы работы в области Z -резонанса интегральная светимость LEP составила примерно 210 пб^{-1} в каждом из экспериментов. Режимы работы ускорителя менялись — в 1992 и 1994 гг. набор статистики проводился в пике резонанса при энергии, соответствующей максимальному сечению рождения 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 рис. 5.

Точное измерение светимости, необходимое для вычисления сечения, проводилось в каждом эксперименте с помощью нормировки на процесс малоуглового баба-рассеяния. Этот процесс имеет большое сечение, которое с высокой точностью 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 баба-рассеяния резко (как $1/\theta^3$) зависит от угла, то основная неопределенность в измерении 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 1993 г. включительно для определения светимости в DELPHI использовался калориметр SAT (small angle tagger), который имел акцептанс от 43 до 135 мрад. Полный анализ событий баба-рассеяния с помощью этого калориметра привел к измерению светимости с точностью 0,29% — экспериментальная систематическая ошибка и 0,17% — теоретическая.

К сеансу набора статистики 1994 г. калориметр SAT 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 1995 гг. и для относительного определения светимости между точками сканирования по энергии LEP в 1991 и 1993 гг. в DELPHI использовался детектор VSAT (very small angle tagger). Использование VSAT позволило уменьшить систематическую ошибку определения полной ширины Z -бозона.

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 рис. 6.

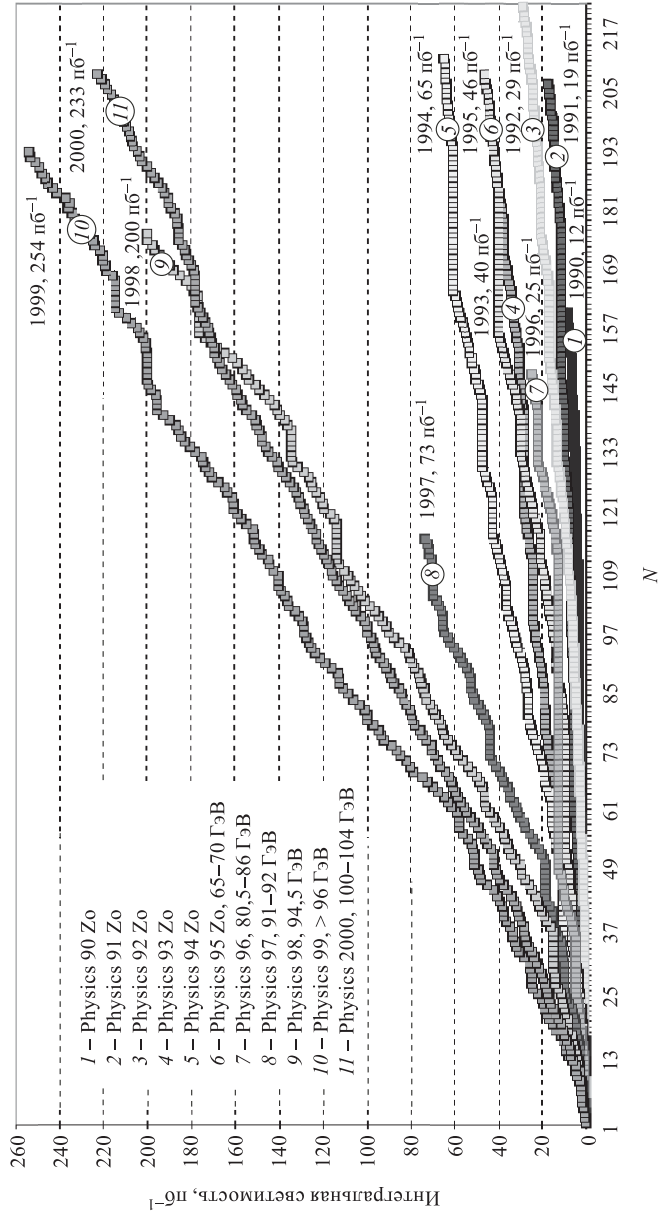


Рис. 5. Интегральные светимости, полученные в каждом из четырех экспериментов в разные годы работы LEP; N — число запланированных дней работы ускорителя

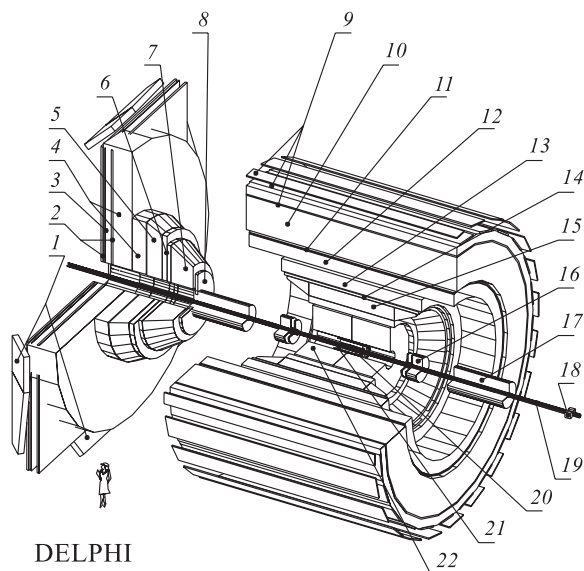


Рис. 6. Общий вид установки DELPHI: 1 — дополнительные мюонные камеры; 2 — передние мюонные камеры; 3 — передний годоскоп; 4 — передний адронный калориметр; 5 — передняя электромагнитная камера; 6 — передняя камера В; 7 — передний RICH-детектор; 8 — передняя камера А; 9 — центральная мюонная камера; 10 — центральный адронный калориметр; 11 — сцинтилляторы; 12 — сверхпроводящий магнит; 13 — проекционная камера с высокой плотностью; 14 — внешний детектор; 15 — центральный RICH-детектор; 16 — STIC-детектор; 17 — квадруполь; 18 — VSAT-детектор; 19 — вакуумная труба; 20 — вершинный детектор; 21 — внутренний детектор; 22 — времяпроекционная камера

Полное описание детектора и характеристик его работы приведено в [1, 2]. Кроме уже упомянутых выше калориметров для измерения светимости SAT, STIC и VSAT, при получении экспериментальных результатов, представленных в данной работе, 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 компонентов детекторов. Подробную информацию о генераторах событий, которые использовались для каждого изучаемого процесса, можно найти в [3]. События, полученные в результате моделирования, реконструировались и анализировались полностью, так же, 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).

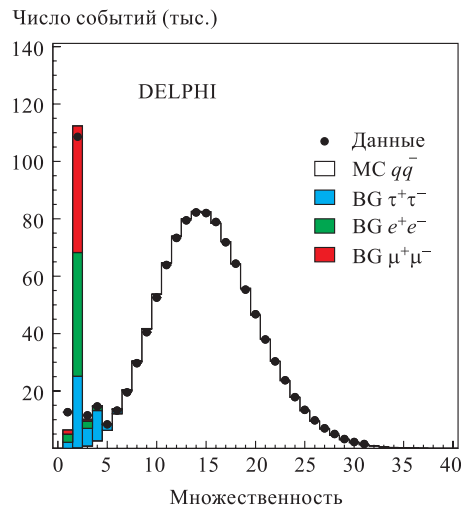


Рис. 7. Распределение событий по множественности заряженных частиц

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 табл. 1 на примере анализа адронных событий, полученных на установке в 1995 г.

Как видно из таблицы, полная систематическая неопределенность вычисления сечения, связанная со знанием эффективности анализа и вычитанием фона, составляет 0,10%.

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 рис. 7 показано распределение событий, имеющих энергию больше 12% от полной энергии столкновений, по множественности.

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.

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

Энергия столкновений, ГэВ	89, 438	91, 278	91, 292	92, 965
Статистика Монте-Карло	$\pm 0, 02$	$\pm 0, 02$	$\pm 0, 02$	$\pm 0, 02$
Эффективность в передней области	$\pm 0, 04$	$\pm 0, 04$	$\pm 0, 04$	$\pm 0, 04$
Поправка на зависимость от энергии	$\pm 0, 02$	—	—	$\pm 0, 02$
Изменение критериев отбора	$\pm 0, 08$	$\pm 0, 08$	$\pm 0, 08$	$\pm 0, 08$
Полная систематика эффективности отбора	$\pm 0, 09$	$\pm 0, 09$	$\pm 0, 09$	$\pm 0, 09$
Фон $\tau^+\tau^-$	$\pm 0, 03$	$\pm 0, 03$	$\pm 0, 03$	$\pm 0, 03$
Фон e^+e^-	$\pm 0, 02$	$\pm 0, 01$	$\pm 0, 01$	$\pm 0, 01$
Фон $\gamma\gamma$ -столкновений	$\pm 0, 03$	$\pm 0, 01$	$\pm 0, 01$	$\pm 0, 02$
Полная систематика	$\pm 0, 10$	$\pm 0, 10$	$\pm 0, 10$	$\pm 0, 10$

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 τ -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 эффективности и вклады отдельных компонентов для анализа адронных и лептонных распадов, проведенного на статистике 1995 г., показаны в табл.2. Там же приведены сведения об используемом в анализе акцептансе, количестве зарегистрированных событий и основных источниках фона.

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

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

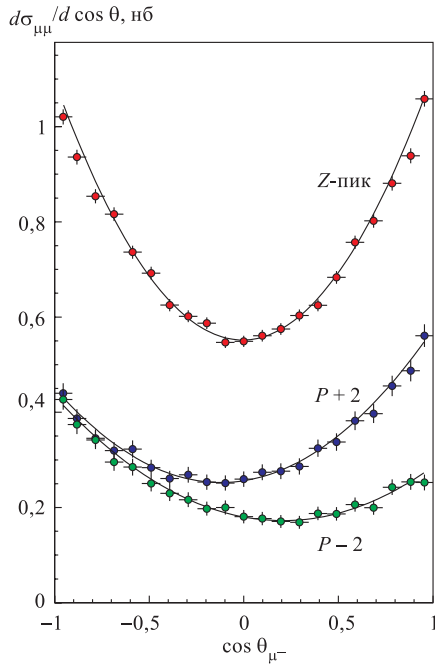


Рис. 8. Дифференциальное по $\cos \theta$ сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, измеренное в DELPHI. Точками показаны экспериментальные результаты из данных 1993–1995 гг., кривые — результаты процедуры фитирования для определения асимметрии

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

Для мюонного и τ -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 нечувствительна к симметричным по заряду и углу искажениям углового спектра.

Распределение мюонных событий по $\cos \theta$ для разных энергий столкновений приведено на рис. 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, т. е. по формуле (10).

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 табл. 2.

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

Сечение	Адроны	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	$\tau^+\tau^-$
Акцептанс θ , град	0–180	44–136	20–160	20–160
Число событий	659331	20833	26211	18787
Эффективность отбора, %	$95,34 \pm 0,09$	$97,42 \pm 0,08$	$94,40 \pm 0,26$	$62,00 \pm 0,36$
Триггерная эффективность, %	$> 99,99$	$> 99,99$	$99,74 \pm 0,01$	$99,98 \pm 0,01$
Фон $\tau^+\tau^-$, %	$0,38 \pm 0,03$	$0,85 \pm 0,04$	$1,22 \pm 0,10$	—
Фон $q\bar{q}$, %	—	—	—	$1,10 \pm 0,15$
Фон $e^+e^- + \mu^+\mu^-$, %	$0,02 \pm 0,01$	—	—	$1,49 \pm 0,13$
Фон двухфотонных столкновений, пб	16 ± 3	—	—	$2,64 \pm 0,32$
Фон косм. излучения, %	—	—	$0,09 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,01$
Полная сист. ошибка, %	$\pm 0,10$	$\pm 0,52$	$\pm 0,28$	$\pm 0,60$
Асимметрия A_{FB}^f				
Акцептанс θ , град	—	44–136	11–169	20–160
Число событий	—	20833	29143	19551
Полная сист. ошибка	—	$\pm 0,0020$	$\pm 0,0011$	$\pm 0,0020$

2.2. 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 $R_l \equiv \Gamma_{\text{had}}/\Gamma_{ll}$;
- пиковые лептонные асимметрии A_{FB}^{0e} , $A_{\text{FB}}^{0\mu}$, $A_{\text{FB}}^{0\tau}$, которые в случае лептонной универсальности также представлены только одним параметром A_{FB}^{0f} .

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 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.

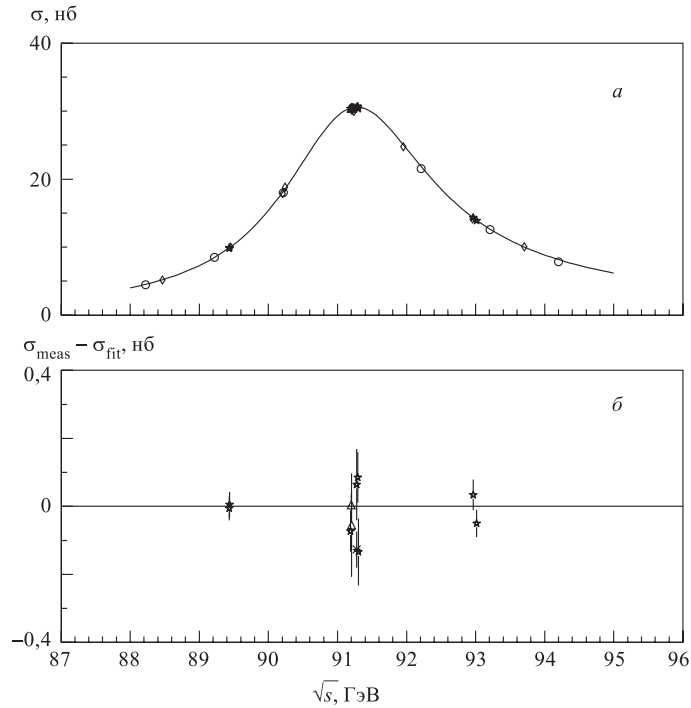


Рис. 9. Результаты измерений адронных сечений в эксперименте DELPHI: \circ — 1990; \diamond — 1991; $*$ — 1992; \star — 1993; \triangle — 1994; \blackstar — 1995

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 [3, 8]. Эти измерения проиллюстрированы на рис. 9–11.

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

2.3. Объединение результатов измерения параметров Z -бозона в экспериментах на LEP. Объединение результатов проводилось на базе 9-параметрического фита, проведенного в каждом из экспериментов LEP. Кроме значений самих параметров, в этой процедуре усреднения были учтены полные корреляционные матрицы ошибок параметров. Особое внимание было уде-

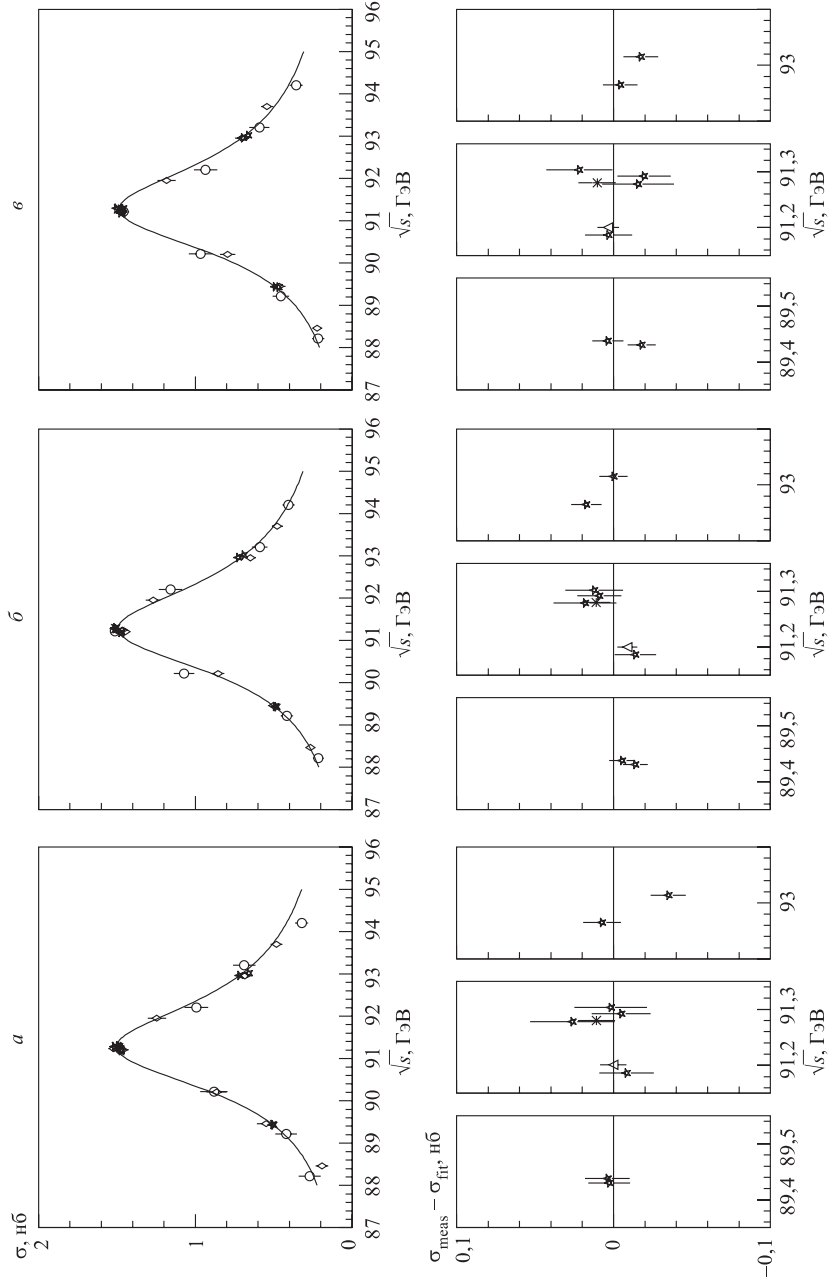


Рис. 10. Результаты измерений лептонных сечений в эксперименте DELPHI: а) e^+e^- ; б) $\mu^+\mu^-$; в) $\tau^+\tau^-$: \circ — 1990; \diamond — 1991; * — 1992; \star — 1994; Δ — 1993; \triangle — 1994; \star — 1994; \star — 1995

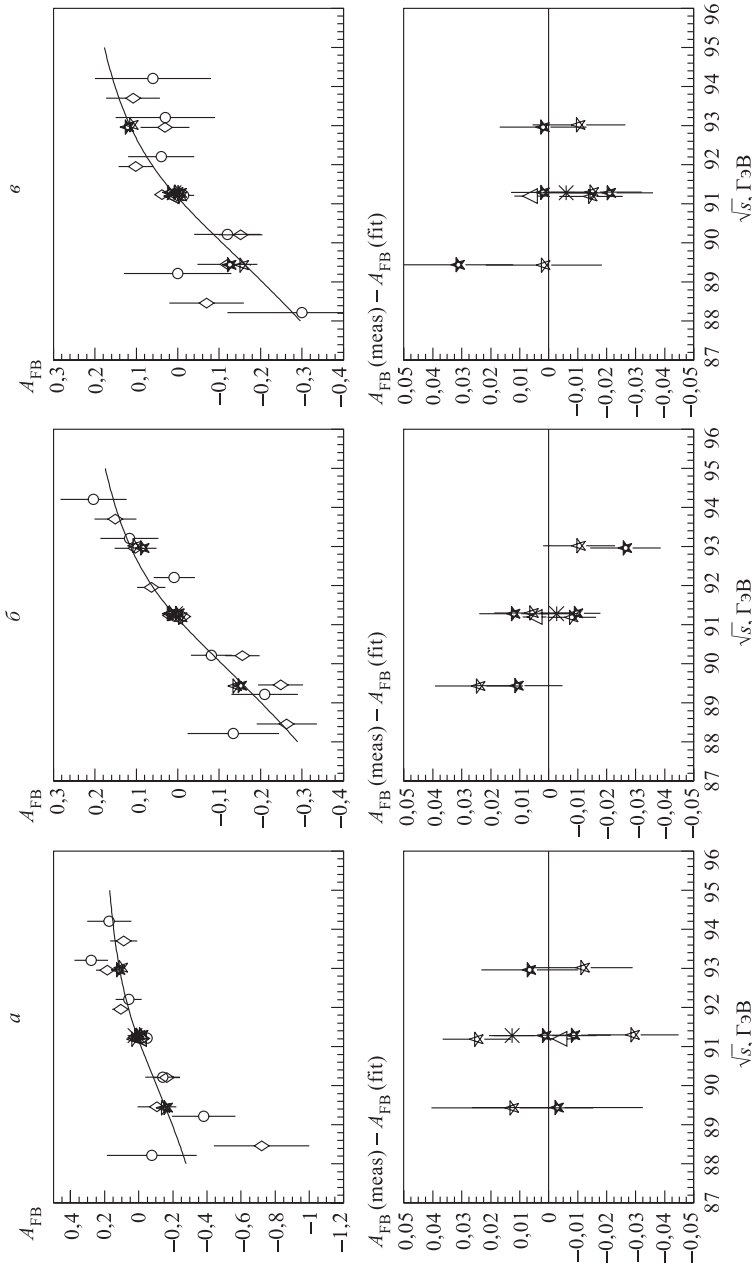


Рис. 11. Результаты измерений лептонных асимметрий в эксперименте DELPHI: а) e^+e^- ; б) $\mu^+\mu^-$; \diamond — 1991; * — 1992; \star — 1994; \triangle — 1993; \circ — 1995

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

Параметр	Значение (9-пар.)	Значение (5-пар.)
M_Z , ГэВ	$91,1864 \pm 0,0028$	$91,1863 \pm 0,0028$
Γ_Z , ГэВ	$2,4876 \pm 0,0041$	$2,4876 \pm 0,0041$
σ_0 , нб	$41,578 \pm 0,069$	$41,578 \pm 0,069$
R_e	$20,88 \pm 0,12$	—
R_μ	$20,65 \pm 0,08$	—
R_τ	$20,84 \pm 0,13$	—
R_l	—	$20,730 \pm 0,060$
A_{FB}^{0e}	$0,0171 \pm 0,0049$	—
$A_{\text{FB}}^{0\mu}$	$0,0165 \pm 0,0025$	—
$A_{\text{FB}}^{0\tau}$	$0,0241 \pm 0,0037$	—
A_{FB}^{0l}	—	$0,0187 \pm 0,0019$

лено 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 вычислении 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, заданными в Z -пике. Детальный анализ этих источников общих систематических ошибок и результаты, использованные при усреднении, приведены в [9, 10].

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).

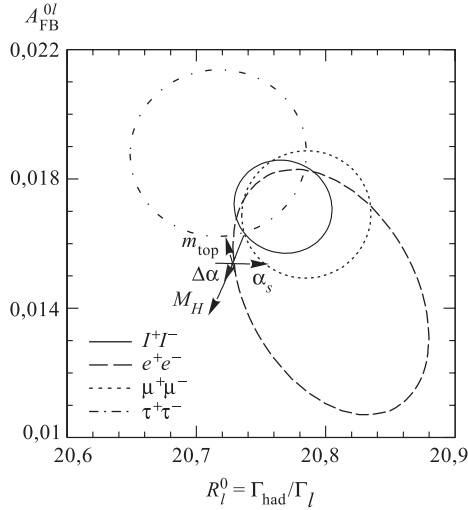
Относительная сложность процедуры усреднения и скрупулезность, с которой были исследованы возможные источники погрешностей, были продик-

Таблица 4. Параметры Z -бозона, полученные из всех данных LEP без предположения лептонной универсальности

Параметр	Значение
M_Z , ГэВ	$91,1876 \pm 0,0021$
Γ_Z , ГэВ	$2,4952 \pm 0,0023$
$\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$, нб	$41,541 \pm 0,037$
R_e	$20,804 \pm 0,050$
R_μ	$20,785 \pm 0,033$
R_τ	$20,764 \pm 0,045$
A_{FB}^{0e}	$0,0145 \pm 0,0025$
$A_{\text{FB}}^{0\mu}$	$0,0169 \pm 0,0013$
$A_{\text{FB}}^{0\tau}$	$0,0188 \pm 0,0017$

ний, подтверждая, таким образом, гипотезу о лептонной универсальности. Это проиллюстрировано также на рис. 12.

В предположении лептонной универсальности набор параметров, описывающих данные, сокращается до пяти, из которых первые три остаются практически такими же (незначительные изменения в M_Z на $-0,0001$ ГэВ



тованы 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 табл. 4.

Измеренные параметры для разных лептонных конечных состояний хорошо согласуются друг с другом в пределах ошибок измерений,

Рис. 12. Контуры, соответствующие 68 % уровню достоверности для измеренных параметров R_l и A_{FB}^{0l} , без предположения (пунктирные линии) и в предположении (сплошная линия) лептонной универсальности. Показано также предсказание СМ для $M_Z = 91,1875$ ГэВ, $m_{\text{top}} = (174,3 \pm 5,1)$ ГэВ, $M_H = 300_{-200}^{+700}$ ГэВ, и $\alpha_s(M_Z) = 0,119 \pm 0,002$

и в $\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$ на $-0,001$ нб все же наблюдаются из-за корреляции с R_e , а универсальные параметры R_l и A_{FB}^{0l} оказываются равными $20,767 \pm 0,025$ и $0,0171 \pm 0,0010$ соответственно. Эти измерения параметров Z -бозона, выполненные на LEP, в дальнейшем используются в глобальном анализе мировых данных, который проводится для проверки стандартной модели.

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, с использованием распадов τ -лептона, происходящих внутри установки. Поляризация \mathcal{P}_τ определяется как

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

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

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

где \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e — уже введенные ранее параметры связи; $\mathcal{A}_{\text{FB}}^\tau$ — 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 СМ и, в частности, позволяет проверить гипотезу лептонной универсальности путем сравнения 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 $\tau \rightarrow \mu\nu\bar{\nu}$.

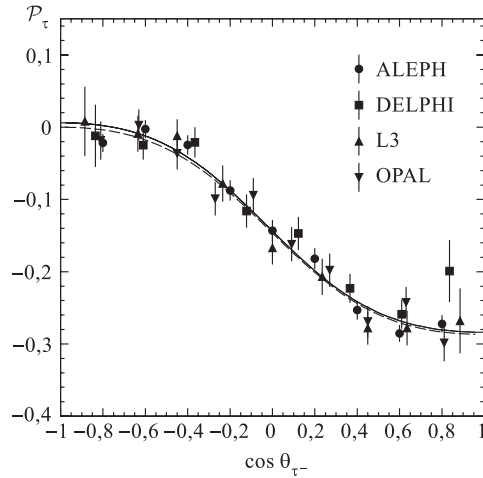


Рис. 13. Измерения \mathcal{P}_τ , выполненные на LEP. Сплошная кривая соответствует фиту данных без лептонной универсальности, пунктирная — в предположении универсальности

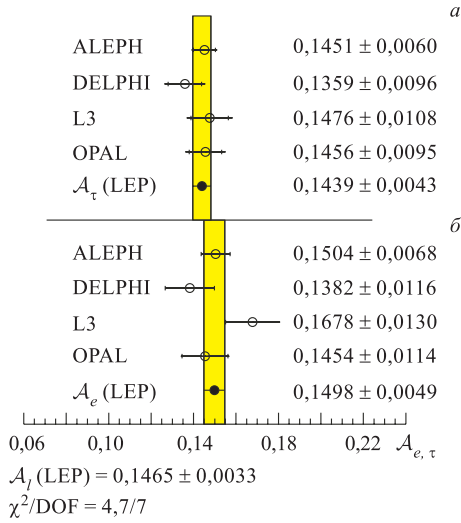


Рис. 14. Результаты измерений \mathcal{A}_τ (а) и \mathcal{A}_e (б), выполненных на LEP, полученные из анализа поляризации τ -лептона

2.4. Измерение параметров Z-резонанса в кварковом секторе. 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.

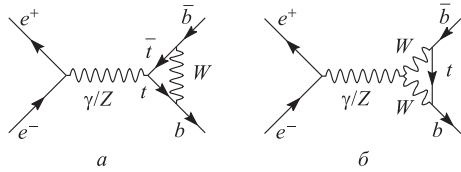


Рис. 15. Вершинные поправки к процессу $Z \rightarrow b\bar{b}$

свой вклад вносят и диаграммы типа «box». Последние, однако, малы вблизи Z-резонанса.)

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

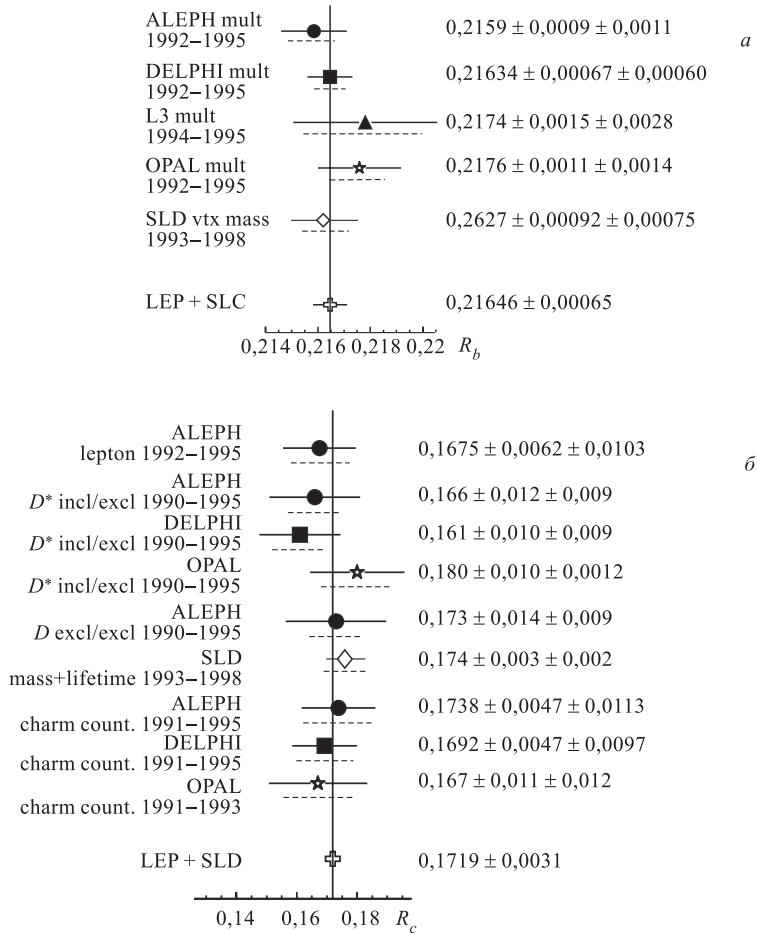
Измерения с тяжелыми кварками, однако, методически существенно отличаются от описанных выше, так как идентификация этих событий требует специальной техники анализа. Основными свойствами, на которых базиру-

Измерения угловой зависимости \mathcal{P}_τ , проведенные во всех экспериментах LEP, показаны на рис. 13. Параметры \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e определялись в каждом эксперименте с помощью фитирования измеренной угловой зависимости $\mathcal{P}_\tau(\cos \theta_{\tau^-})$ по теоретической формуле (12). После этого результаты всех экспериментов усреднялись с учетом возможных общих систематических ошибок.

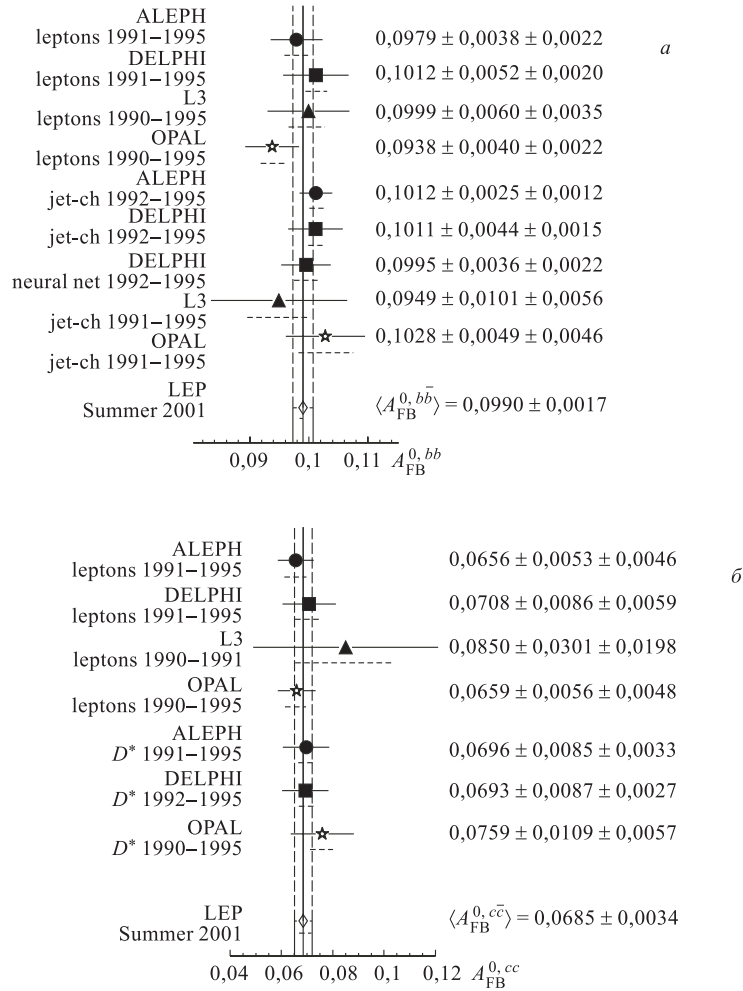
Результаты индивидуальных измерений и средние параметры \mathcal{A}_τ и \mathcal{A}_e , полученные из поляризации τ -лептона в экспериментах на LEP, приведены на рис. 14.

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

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0,23159 \pm 0,00041. \quad (13)$$


 Рис. 16. Измерения R_b (a) и R_c (б), выполненные на LEP

ются 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 эксклюзивных мод распада. В последних двух перечисленных случаях естественным образом возникает и определе-

Рис. 17. Измерения A_{FB}^{0b} (а) и A_{FB}^{0c} (б), выполненные на LEP

ние 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 па-

раметризуются через

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

$$A_{\text{FB}}^{0b} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_b, \quad A_{\text{FB}}^{0c} = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_c. \quad (15)$$

Эти параметры также являются типичными псевдонаблюдаемыми, 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 [11]. Индивидуальные результаты измерений и средние по всем экспериментам на LEP приведены на рис. 16, 17.

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

Инклюзивная кварковая зарядовая асимметрия. С использованием метода 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 частичное сокращение и чувствительность этого измерения к параметрам СМ ослабляется. Для представления экспериментальных данных и усреднения результатов обычно используется параметризация в терминах $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$. Результаты измерений инклюзивной адронной асимметрии и среднее значение для всего LEP показаны на рис. 18.

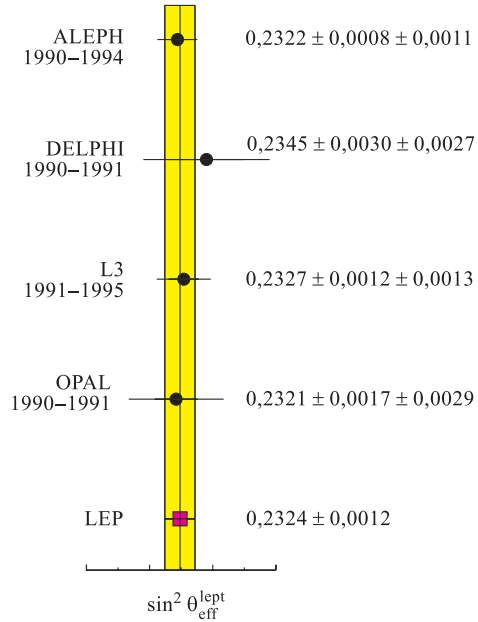


Рис. 18. Измерения $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ из инклюзивной адронной асимметрии на LEP

3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ ПРОВЕРКЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

3.1. Параметры Z -бозона, измеренные на 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 ~ 600000 , 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 на 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, т.е. 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, полученные на SLD по измерению лево-правой асимметрии, приведены на рис. 19.

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

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0,23097 \pm 0,00027. \quad (17)$$

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

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0,23098 \pm 0,00026, \quad (19)$$

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 СМ.

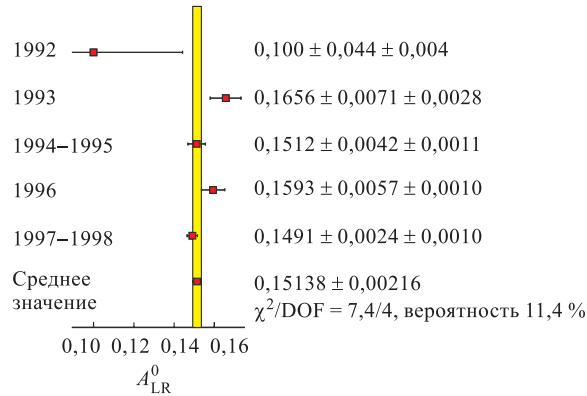


Рис. 19. Измерения A_{LR}^0 , выполненные на SLD в разные годы работы, и среднее по всей статистике

3.2. 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 Тэватроне в CDF и D0. Объединенный результат этих экспериментов приводит к значению: $M_W = (80,454 \pm 0,060)$ ГэВ.

Начиная с 1996 г. энергия LEP превысила порог рождения W^+W^- -пар и прямые измерения массы W -бозона были также проведены в четырех экспериментах на LEP. Результат по измерению на LEP массы W -бозона: $M_W = (80,450 \pm 0,039)$ ГэВ хорошо согласуется с результатом, полученным на адронных машинах, и имеет примерно в 1,5 раза меньшую ошибку.

Объединенный результат всех прямых измерений

$$M_W = (80,451 \pm 0,033) \text{ ГэВ} \quad (21)$$

будет использован в дальнейшем при проверке СМ.

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

$$m_{\text{top}} = (174,3 \pm 5,1) \text{ ГэВ}, \quad (22)$$

позволяет существенно повысить чувствительность проверок СМ, обсуждаемых ниже.

3.4. Измерение $\alpha(M_Z)$. Значение $\alpha(M_Z)$ — бегущей электромагнитной константы, определенной на шкале M_Z , содержит в себе информацию о петлевых фермионных поправках. При этом в параметризации $\alpha(M_Z)$ обычно

разделяют вклады от лептонов, легких кварков и t -кварка. Последний вклад зависит от массы m_{top} , и эта зависимость учитывается явным образом в глобальном анализе данных. Лептонный вклад вычисляется с хорошей точностью и не вносит дополнительных существенных неопределенностей. Вклад же легких кварков $\Delta\alpha_{\text{had}}$ вычисляется с помощью дисперсионных соотношений из данных $e^+e^- \rightarrow$ адроны при низких энергиях, и его неопределенность является основной в $\alpha(M_Z)$. Существует много вычислений $\Delta\alpha_{\text{had}}$, которые в большей или меньшей степени используют теорию в дополнение к экспериментальным данным. В настоящее время в глобальном анализе обычно используют значение $\Delta\alpha_{\text{had}} = 0,02761 \pm 0,00036$, полученное в [12] с использованием наиболее полных экспериментальных результатов.

3.5. 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 : $M_W = (80,136 \pm 0,084)$ ГэВ, 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.

3.6. Изучение нарушения четности в атомах. В принципе информация об электрослабых параметрах стандартной модели может быть получена из экспериментов, в которых изучается 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.

4. ГЛОБАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Подробную информацию о процедуре интерпретации всей совокупности экспериментальных данных и полученных результатах можно найти в [11, 13–16]. Ниже кратко приведены некоторые основные выводы.

4.1. 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 в предположении лептонной универсальности и без него представлены в табл. 5.

Таблица 5. Результаты измерений парциальных ширин Z -бозона

Параметр	Среднее, МэВ	Корреляция
Без предположения лептонной универсальности		
Γ_{had}	$1745,8 \pm 2,7$	
Γ_{ee}	$83,92 \pm 0,12$	-0,29
$\Gamma_{\mu\mu}$	$83,99 \pm 0,18$	0,66 -0,20
$\Gamma_{\tau\tau}$	$84,08 \pm 0,22$	0,54 -0,17 0,39
$\Gamma_{b\bar{b}}$	$377,9 \pm 1,3$	0,45 -0,13 0,30 0,25
$\Gamma_{c\bar{c}}$	$300,1 \pm 5,4$	0,09 -0,02 0,06 0,05 -0,09
Γ_{inv}	$497,4 \pm 2,5$	-0,67 0,78 -0,45 -0,40 -0,30 -0,06
В предположении лептонной универсальности		
Γ_{had}	$1744,4 \pm 2,0$	
Γ_{ll}	$83,984 \pm 0,086$	0,38
$\Gamma_{b\bar{b}}$	$377,6 \pm 1,2$	0,35 0,13
$\Gamma_{c\bar{c}}$	$299,8 \pm 5,4$	0,06 0,02 -0,11
Γ_{inv}	$499,0 \pm 1,5$	-0,30 0,49 -0,10 -0,02

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.

4.2. Число поколений нейтрино. В СМ 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 СМ 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 числа поколений фундаментальных фермионов. На практике для этих вычислений используется определенное с лучшей экспериментальной точностью отношение парциальных ширин

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

и теоретическое предсказание для $(\Gamma_{\nu\nu}/\Gamma_u)_{\text{CM}} = 1,9912 \pm 0,0012$, слабо зависящее от неизвестных параметров CM.

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.

4.3. Определение $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$. 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 рис. 20. Используя соотношения

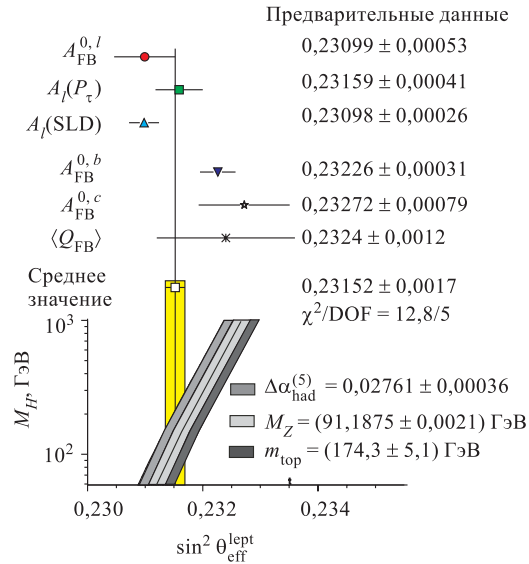


Рис. 20. Сравнение значений эффективного угла смешивания, полученных из анализа лептонных и кварковых данных

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

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0,23152 \pm 0,00017. \quad (27)$$

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

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

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 и получено предсказание:

$$M_W = (80,373 \pm 0,023) \text{ ГэВ}, \quad (29)$$

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 рис. 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.

4.5. Бозонные поправки и предсказание для массы хиггс-бозона. Одним из принципиальных вопросов проверки СМ 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

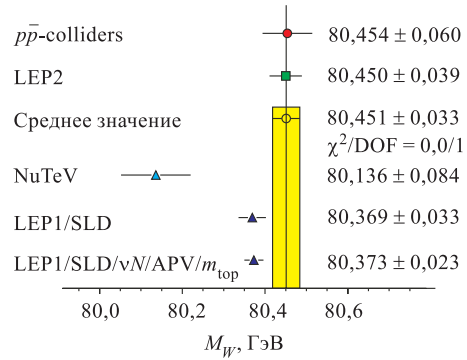


Рис. 21. Результаты измерений массы W -бозона

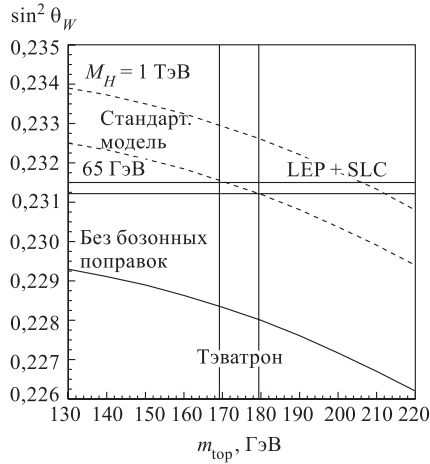


Рис. 22. Сравнение измеренных значений $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}$ и m_{top} с теоретическими предсказаниями с учетом вклада бозонных поправок и без него

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 СМ, о которых говорилось выше: $\alpha(M_Z)$, α_s , M_Z , m_{top} и M_H . Полный список всех измерений приведен в табл. 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 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, выполненные с точностью порядка 10^{-4} . Наиболее полный и последовательный учет всех поправок был реализован в компьютерной программе ZFITTER [17–19], которая была разработана группой Д. Бардина и использовалась как во всех экспериментах для получения индивидуальных результатов, так и для глобального анализа. Для оценки теоретических неопределенностей использовалась также программа TOPAZ0 [20]. Было показано, что основной вклад в неопределенности расчетов вносит плохое знание па-

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 рис. 22, где измеренное значение эффективного угла смешивания и измерение массы m_{top} сравнивается с теоретическими предсказаниями. Видно, что теоретическое предсказание без

Таблица 6. Полный набор измерений, использующийся при проверке стандартной модели

Параметр	Измерение и полная ошибка	Сист. ошибка	Значение в СМ	Отклонение
$\Delta\alpha_{\text{had}}$	$0,02761 \pm 0,00036$	0,00035	0,02774	-0,3
M_Z , ГэВ	$91,1875 \pm 0,0021$	0,0017	91,1874	0,0
Γ_Z , ГэВ	$2,4952 \pm 0,0023$	0,0013	2,4963	-0,5
$\sigma_{\text{had}}^{\text{pole}}$, нб	$41,540 \pm 0,037$	0,028	41,481	1,6
R_l	$20,767 \pm 0,025$	0,007	20,739	1,1
A_{FB}^0	$0,0171 \pm 0,0010$	0,0003	0,0165	0,7
A_l (SLD)	$0,1513 \pm 0,0021$	0,0010	0,1483	1,5
A_l (P_τ)	$0,1465 \pm 0,0033$	0,0009	0,1483	-0,5
R_b	$0,21646 \pm 0,00065$	0,00056	0,21573	1,1
R_c	$0,1719 \pm 0,0031$	0,0028	0,1723	-0,1
A_{FB}^{0b}	$0,0990 \pm 0,0017$	0,0010	0,1039	-2,9
A_{FB}^{0c}	$0,0685 \pm 0,0034$	0,0019	0,0743	-1,7
\mathcal{A}_b	$0,922 \pm 0,020$	0,017	0,935	-0,6
\mathcal{A}_c	$0,670 \pm 0,026$	0,016	0,668	0,1
$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}}(q\bar{q})$	$0,2324 \pm 0,0012$	0,0008	0,23136	0,9
m_{top} , ГэВ ($p\bar{p}$)	$174,3 \pm 5,1$	4,0	175,8	-0,3
M_W , ГэВ ($p\bar{p}$)	$80,454 \pm 0,060$	0,050	80,398	0,9
M_W , ГэВ (LEP2)	$80,450 \pm 0,039$	0,030	80,398	1,3
$\sin^2 \theta_W(\nu N)$	$0,2255 \pm 0,0021$	0,0010	0,2226	1,2
$Q_W(\text{Cs})$	$-72,5 \pm 0,7$	0,6	-72,9	0,6

 Таблица 7. Результаты, полученные из анализа всех измерений. Наилучший χ^2/DOF (22,9/15) соответствует вероятности 9 %

Параметр	Значение	Корреляция				
		$\Delta\alpha_{\text{had}}$	$\alpha_s(M_Z)$	M_Z	m_{top}	$\log M_H$
$\Delta\alpha_{\text{had}}$	$0,02774 \pm 0,00035$	+1,00	0,00	-0,01	-0,05	-0,46
$\alpha_s(M_Z)$	$0,1183 \pm 0,0026$	0,00	+1,00	-0,02	+0,08	+0,12
M_Z , ГэВ	$91,1874 \pm 0,0021$	-0,01	-0,02	+1,00	-0,04	+0,04
m_{top} , ГэВ	$175,8 \pm 4,3$	-0,05	+0,08	-0,04	+1,00	+0,70
$\log M_H$	$1,94 \pm 0,21$	-0,46	+0,12	+0,04	+0,70	+1,00
M_H , ГэВ	$88 \pm \frac{53}{35}$	-0,46	+0,12	+0,04	+0,70	+1,00

раметров СМ, в частности $\alpha(M_Z)$. Теоретические неопределенности учитывались при проведении глобального анализа данных.

Результат этого анализа приводит к значениям параметров СМ, которые приведены в табл. 7.

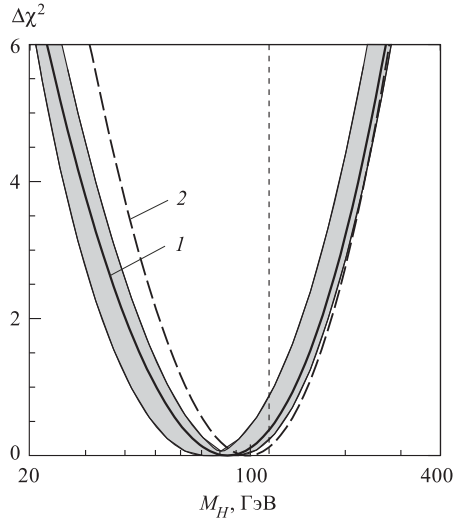


Рис. 23. $\Delta\chi^2(M_H) = \chi^2(M_H) - \chi_{\min}^2$ как функция M_H . Кривая 1 — $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)} = 0,02761 \pm 0,00036$; кривая 2 — $\Delta\alpha_{\text{had}}^{(5)} = 0,02747 \pm 0,00012$; заштрихованная область отражает теоретическую неопределенность

ляции $\alpha_s(M_Z)$ 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 ЛНС и, возможно, даже на Тэватроне. Результаты анализа для массы хиггс-бозона представлены на рис. 23. Верхняя граница для параметра M_H , полученная из этого анализа, на 95 % уровне достоверности составляет

$$M_H < 196 \text{ ГэВ.} \quad (30)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В течение всего периода работы экспериментальных установок на LEP были измерены сечения рождения и вероятности распада Z -бозона на кварки и лептоны. Теоретическая интерпретация этих измерений позволила с рекордной точностью определить такие фундаментальные параметры Z -бозона, как масса, полная и парциальные ширины и константы связи.

Параметры $\Delta\alpha_{\text{had}}$, M_Z и m_{top} из этого набора являются также 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 определяет $\alpha(M_Z)$ и о котором говорилось выше. Точность же m_{top} улучшается с 5,1 до 4,3 ГэВ, 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.

Из данных, полученных на LEP, было определено число поколений легких ($< M_Z/2$) нейтрино

$$N_\nu = 2,9841 \pm 0,0083,$$

которое с высокой точностью подтверждает существование только трех уже известных поколений фундаментальных фермионов.

С использованием данных LEP гипотеза лептонной универсальности была проверена в распадах Z -бозона с точностью лучше чем 1 %.

В результате глобального анализа, включающего измерения, проведенные на LEP, SLC, Тэватроне и др., с максимально возможной на сегодняшний день точностью определены параметры СМ: измерен эффективный угол смешивания $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^{\text{lept}} = 0,23152 \pm 0,00017$; из радиационных поправок сделано предсказание для массы t -кварка: $m_{\text{top}} = 181_{-9}^{+11}$ ГэВ, которое блестяще подтверждается прямыми измерениями; предсказана масса хиггс-бозона: $M_H < 196$ ГэВ.

Полученные результаты с высокой точностью подтверждают справедливость стандартной модели — теории электрослабых взаимодействий, которая доказала свою применимость и надежность вплоть до самой высокой точности, доступной в современных экспериментах. Последним ингредиентом этой проверки должно стать открытие хиггс-бозона, для которого предсказывается сравнительно небольшая масса, находящаяся в пределах досягаемости строящихся ускорителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aarnio P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 303. P. 233.
2. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 57.
3. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 16. P. 371.
4. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Phys. B. 1991. V. 367. P. 511.
5. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Phys. Lett. B. 1991. V. 260. P. 240.
6. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Phys. Lett. B. 1992. V. 277. P. 371.
7. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Phys. B. 1994. V. 417. P. 3.
8. Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Ibid. P. 403.
9. Arnaudon L. et al. (LEP Collab.) // Phys. Lett. B. 1993. V. 307. P. 187.
10. Duckeck G. et al. (LEP Collab.) CERN-EP/2000-153.
11. Abbaneo D. et al. (LEP Collab.) CERN-EP-2001-021.
12. Burkhardt H., Pietrzyk B. // Phys. Lett. B. 2001. V. 513. P. 46.
13. Olchevski A., Winter M. // C. R. Phys. 2002. V. 3. P. 1183.
14. Olchevski A. // Proc. of the Intern. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brussels, 1995. P. 905.

15. *Olchevski A.* // Proc. of the 14th Intern. Conf. on Physics in Collision, Tallahassee, Florida, USA, 1994. P. 15.
16. *Alexeev G. D. et al.* // Part. Nucl., Lett. 2000. No. 1[98]. P. 5.
17. *Bardin D. et al.* CERN-TH-6443/92.
18. *Bardin D. et al.* CERN Report 95-03. 1995. P. 7.
19. *Bardin D. et al.* DESY 99-070.
20. *Montagna G. et al.* // Comput. Phys. Commun. 1999, V. 117. P. 278.