

Б 611

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-90-163

БИЛЕНЬКИЙ
Михаил Самойлович

УДК 539.12.01

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА e^-e^+ -АННИГИЛЯЦИИ
В ФЕРМИОН-АНТИФЕРМИОННУЮ ПАРУ
В ОБЛАСТИ Z^0 -РЕЗОНАНСА**

**Специальность: 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1990

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем
Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук

Д.Д. Бардин

доктор физико-математических наук

Г.В. Мицельмахер

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор

В.Г. Сербо

кандидат физико-математических наук

А.В. Арефьев

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий, Серпухов.

Защита состоится " " _____ 1990 г.

в _____ часов на заседании специализированного совета Д-047.01.03
при Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1990 г.

Ученый секретарь специализированного совета
доктор физико-математических наук

Д.А. Батусов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы

Как хорошо известно, стандартная модель Глэшоу-Вайнберга-Салама [1] (ГВС), объединяющая электромагнитное и слабое взаимодействия, прекрасно согласуется со всеми известными экспериментальными данными. В 1971 году было показано [2], что эта теория является перенормируемой. Это означает, что каждая наблюдаемая величина может быть вычислена в любом порядке теории возмущения с использованием конечного числа свободных параметров. До сих пор, однако, открыт вопрос о том является ли ГВС квантово-полевой теорией, или же она лишь эффективно описывает электрослабое взаимодействие. Ответ на этот вопрос будет дан тогда, когда точность эксперимента позволит детально проверить стандартную модель с точностью до эффектов высших порядков теории возмущения.

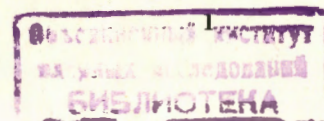
В настоящее время ведутся эксперименты на новых e^+e^- -коллайдерах LEP и SLC в области Z^0 -резонанса. Уже сейчас зарегистрированы десятки тысяч распадов Z^0 -бозонов. В ближайшее время, после того как светимость ускорителя LEP достигнет запланированного значения, на LEP будет рождаться около 10^7 Z^0 -бозонов в год! Это позволит, например, измерить сечение чисто лептонного процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ вблизи Z^0 -полюса с точностью около 0.2%, что даст уникальную возможность проверки стандартной модели с точностью до квантовых поправок. Для этого необходимо проведение вычислений наблюдаемых величин с соответствующей теоретической точностью.

В течение последних лет в ряде теоретических групп, в том числе и в дубненской группе радиационных поправок, проводились детальные вычисления электрослабых радиационных поправок (РП) в рамках ГВС к процессу $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ (f -конечный лептон или кварк) (см. [3-6]). В настоящее время результаты этих расчетов используются при анализе данных, полученных на LEP (см., например, [6-9]).

Целью настоящей работы является вычисление на основе ГВС полного сечения и интегральной асимметрии вперед-назад процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ ($f=e$) с учетом электрослабых РП с точностью не хуже чем 0.2% в области Z^0 -резонанса, а также создание пакета программ для анализа получаемых на LEP экспериментальных данных.

Научные результаты и новизна. Следующие новые результаты выдвигаются автором для защиты:

1. В рамках стандартной модели электрослабого взаимодействия



вычислены комплексные форм-факторы процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$, индуцированные однопетлевыми слабыми поправками. Детально изучены их свойства в области Z^0 -резонанса в допустимом диапазоне изменения параметров M_Z, m_t, M_H, α_s .

2. Вычислено полное сечение σ_T и интегральная асимметрия вперед-назад A_{FB} процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ с учетом слабых РП порядка $O(\alpha)$. Показано, что суммарный вклад слабых поправок в полное сечение вблизи Z^0 -полюса при допустимых значениях параметров не превышает 4%. Получены выражения для σ_T и A_{FB} в случае, когда начальные и конечные частицы поляризованы.

3. Получены аналитические выражения для КЭД (квантово-электродинамических) РП к σ_T и A_{FB} в порядке $O(\alpha)$ без учета возможных кинематических ограничений на импульсы конечных частиц, которые могут быть наложены в эксперименте. При этом учтены как вклады излучений из начального и конечного состояний, так и их интерференционный вклад.

4. Вычислена асимметрия A_{FB} в процессе $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ с учетом лидирующих вкладов КЭД поправок высших порядков теории возмущения. В полученных выражениях аналитически учитываются кинематические ограничения на инвариантную массу конечных частиц. Показано, что вклад излучения из конечного состояния, а также вклад интерференции излучения из начального и конечного состояний, может стать существенным (при увеличении ограничения на инвариантную массу конечных частиц).

5. Проведен расчет полного сечения σ_T и интегральной асимметрии A_{FB} для процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ с учетом возможных кинематических ограничений на аколлинеарность импульсов конечных частиц, на энергии каждого из конечных фермионов, а также на угол рассеяния конечных фермионов относительно оси пучка.

6. Создан пакет прикладных программ, позволяющих проводить расчет полного сечения и интегральной асимметрии вперед-назад с учетом слабых и КЭД РП с точностью порядка 0.1%. Пакет программ может быть использован при анализе данных, полученных на LEP, с целью прецизионной проверки стандартной модели и определения параметров, а также для моделирования экспериментов.

Практическая ценность

На основе выполненных в диссертации расчетов анализируются данные экспериментов LEP по изучению процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ в области Z^0 -резонанса. Анализ первых данных показал согласие с минимальной стандартной моделью с тремя поколениями лептонов и кварков и позволил

определить такие фундаментальные параметры теории, как M_Z, Γ_Z и др.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, двух приложений и списка цитируемой литературы, содержащего 120 наименований. Объем диссертации—115 страниц, включая 20 рисунков и 10 таблиц.

Апробация работы

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на научных семинарах Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Международном семинаре по физике e^+e^- -взаимодействий (Дуона, ноябрь 1988), Международных конференциях по Z-физике на LEP в Рингберге (апрель 1989 г.), Брайтоне (май 1989 г.) и ЦЕРН (сентябрь 1989), а также на семинарах коллаборации ДЕЛФИ (ЦЕРН) в 1988–1989 гг. Прикладные программы, созданные на базе расчетов, выполненных в диссертации, тестированы в ЦЕРН и используются для анализа данных по e^+e^- -аннигиляции на LEP [8,9].

Публикации. По материалам, полученным в диссертации, опубликовано 12 работ в виде статей в физических журналах, трудах конференций и препринтов.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко обсуждается современный статус стандартной модели, а также возможности ее прецизионной проверки на уровне квантовых поправок в будущих экспериментах. Основная цель работы— расчет полного сечения и интегральной асимметрии вперед-назад процесса $e^+e^- \rightarrow Z, \gamma \rightarrow \bar{f}f$ в области Z^0 -полюса с учетом электрослабых РП. Во введении дается обзор литературы, посвященной исследованию этого процесса.

В первой главе вычисляется полное сечение и асимметрия процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ в низшем порядке теории возмущений (в борновском приближении). В ГВС в борновском приближении этому процессу отвечают диаграммы с обменом фотоном и Z^0 -бозоном (диаграмма с обменом хиггсовским бозоном вносит в сечение исчезающе малый вклад).

Полное сечение может быть записано в виде суммы трех членов, отвечающих Z^0 -обмену, обмену фотоном и их интерференции

$$\sigma_T^0 = \frac{s}{(s-M_Z^2)^2 + s\Gamma_Z^2/M_Z^2} \frac{12\pi\Gamma_e\Gamma_f}{M_Z^2} + \sigma_\gamma^0 + \sigma_{\gamma Z}^0, \quad (1)$$

где M_Z — масса, а Γ_Z и $\Gamma_{f(e)}$ соответственно полная и частичная ширины Z^0 -бозона. Вблизи Z^0 -полюса σ_T в основном определяется первым членом, имеющим резонансную зависимость от s . В выражении (1) учтена s -зависимость ширины Z^0 -бозона, приводящая к сдвигу максимума сечения на -35 МэВ (см., например, [10]).

Интегральная асимметрия вперед-назад определяется следующим образом

$$A_{FB} = \frac{1}{\sigma_T} \left[\int_0^1 \frac{dc}{dc} dc - \int_{-1}^0 \frac{dc}{dc} dc \right], \quad (2)$$

где $c = \cos\theta$, θ — угол между импульсами e^+ и \bar{l} . В борновском приближении при $s = M_Z^2$ асимметрия может быть записана в виде

$$A_{FB}(e^+e^- \rightarrow \bar{l}l) = \frac{3}{4} A_0 A_f, \quad (3)$$

где

$$A_f = \frac{v_f^0 a_f^0}{(v_f^0)^2 + (a_f^0)^2}, \quad (4)$$

где v_f^0 и a_f^0 , соответственно, векторная и аксиальные константы, входящие в нейтральный ток. Из приведенного выражения видно, что величина асимметрии на полюсе чувствительна к этим константам.

В главе второй обсуждается используемая в работе при расчетах РП схема перенормировки на массовой поверхности [11]. В этой схеме используется следующий набор независимых параметров

$$\alpha, M_Z, M_W, M_H, m_t, m_f, \theta_f, \quad (5)$$

где M_H — масса хиггсовского бозона, m_t — масса t -кварка, m_f обозначает массы остальных фундаментальных фермионов, а θ_f — параметры матрицы смешивания Кабиббо-Кабаяши-Маскава. В этой схеме $\sin^2\theta_W$ не является независимым и определяется [12] как

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (6)$$

Масса W -бозона (которая измерена с относительно плохой точностью) может быть выражена через константу μ -распада G_μ [13]. Вычисляемая таким образом масса M_W (а следовательно и $\sin^2\theta_W$) зависит при этом от неизвестных параметров m_t и M_H , которые входят в РП к вероятности μ -распада. В области Z^0 -резонанса необходимо также учитывать хромодинамические поправки. Итак, наблюдаемые для процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{l}l$, вычисленные в рамках минимальной стандартной модели вблизи Z^0 -резонанса, зависят от следующих параметров

$$M_Z, M_H, m_t, \alpha_s. \quad (7)$$

Далее в этой главе дается классификация всех электрослабых поправок к процессу $e^+e^- \rightarrow \bar{l}l$ и обсуждаются их общие свойства. Все поправки разбиваются на два класса: КЭД поправки, которым отвечают диаграммы, отличающиеся от борновских наличием дополнительного фотона (реального или виртуального), и слабые (все остальные). КЭД поправки велики вблизи Z^0 -резонанса и зависят от условий эксперимента. Вследствие калибровочной инвариантности эти поправки могут вычисляться независимо от однопетлевых слабых поправок. Слабые поправки значительно меньше электромагнитных. Их вычисление, однако, представляет большой интерес, т.к. они сильно зависят от структуры и параметров теории.

В конце этой главы описана используемая в работе последовательность вычислений. Вычисления проводятся следующим образом:

1. Фиксируются значения параметров (7).
2. Вычисляются значения M_W и $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$.
3. Вычисляются частичные и полная ширины Z^0 -бозона с учетом однопетлевых РП.
4. Вычисляются слабые РП в порядке $O(\alpha)$ к полному сечению σ_T и асимметрии вперед-назад A_{FB} .
5. Вычисляются КЭД РП к сечению и асимметрии в порядке $O(\alpha)$, а также лидирующие вклады высших порядков теории возмущений.

Следующие две главы занимают центральное место в диссертации.

Глава третья посвящена вычислению слабых РП к процессу $e^+e^- \rightarrow \bar{l}l$ в порядке $O(\alpha)$. В §3.1 вычисляются комплексные форм-факторы, индуцируемые однопетлевыми слабыми поправками. При этом используются методы, развитые в работе [14]. В этом случае учет слабых поправок фактически сводится к следующим заменам в борновской амплитуде процесса

$$\alpha \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{|1 - \Pi_V^F(s)|^2} \quad (8)$$

$$G_\mu \rightarrow G_\mu \rho^i(s) \quad (9)$$

$$v_a^0 = 2I_a^3 - 4Q_a \sin^2\theta_W \rightarrow v_a^i = 2I_a^3 - 4Q_a \sin^2\theta_W x_{a_i}^i(s) \quad (a=e, f) \quad (10)$$

$$v_{e_f}^0 = v_e^0 v_f^0 \rightarrow v_{e_f}^i = -1 + v_e^i + v_f^i + 16Q_e Q_f \sin^4\theta_W x_{e_f}^i(s), \quad (11)$$

где I_a^3 — третья проекция изоспина частицы. Здесь Π_V^F — фермионная поляризация вакуума фотона, а ρ^i , $x_{a_i}^i$, и $x_{e_f}^i$ — слабые однопетлевые форм-факторы, имеющие следующий вид

$$f^i = 1 + \frac{\alpha}{\pi} \Delta f^i(s, \dots) + O\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + \dots \quad (12)$$

где Δf^i — комплексные функции переменной s , зависящие от параметров (5), а также от зарядов участвующих в процессе фермионов. Из-за того, что $\alpha_{e,f}^i \neq \alpha_{e,f}^i$, в общем случае при учете ПП нарушается борновская факторизация векторных констант ($v_{e,f}^0 = v_{e,f}^0$), т.е.

$$v_{e,f}^i = v_{e,f}^i + \Delta v_{e,f}^i \quad (13)$$

Это связано, в основном, с поправками к вершинам. Однако, вследствие нерезонансного вклада вершинных поправок, вблизи Z^0 -полюса факторизация с очень хорошей точностью выполняется ($\Delta v_{e,f}^i \ll v_{e,f}^i$).

Выполненные в работе расчеты показывают, что вблизи Z^0 -полюса форм-факторы слабо зависят от s . Отличие реальной части форм-фактора ρ^i от 1 не превышает 0.01 при значениях m_t и M_H , лежащих в следующих областях

$$60 < m_t < 220 \text{ ГэВ}, \quad 10 < M_H < 1000 \text{ ГэВ}. \quad (14)$$

Реальная часть форм-факторов $\alpha_{e(f)}^i$ весьма сильно зависит от значений параметров, и для тяжелого t -кварка $\frac{\alpha}{\pi} \text{Re} \Delta \alpha_{e(f)}^i \approx +0.07$. Мнимые части форм-факторов практически не зависят от значений параметров и не превышают 0.005. Реальная часть $\alpha(s)/\alpha(0)$ составляет при $s=M_Z^2$ около +0.06, а мнимая часть этого отношения равна -0.02. Электромагнитная бегущая константа $\alpha(s)$ логарифмически зависит от m_t .

Отметим, что параметр $\sin^2 \theta_w$, определенный соотношением (6) и вычисленный из μ -распада, сильно зависит от m_t и M_H . Однако, эффективный $\sin^2 \theta_w^{\text{eff}} = \sin^2 \theta_w \alpha_{e(f)}^i$, реально определяющий векторные константы, входящие в нейтральный ток, весьма стабилен относительно вариации этих параметров. На рис. 1 иллюстрируется это важное свойство.

Часть вклада диаграмм с обменом двумя W и двумя Z^0 -бозонами, имеющая сложную зависимость от $\cos \theta$, не включена в форм-факторы и рассматривается отдельно. Эти поправки, однако, имеют нерезонансный характер и вносят очень малый относительный вклад в сечение рассматриваемого процесса вблизи Z^0 -резонанса (около 0.001%).

В §3.2 вычисляются сечение σ_T и асимметрия A_{FB} с учетом слабых поправок. Полный относительный вклад слабых поправок в сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ составляет около 1% вблизи Z^0 -полюса, а для случая b -кварков в конечном состоянии эта величина достигает порядка 4%. Сечение является плавной функцией m_t и M_H и его величина в максимуме меняется на $\approx 0.5\%$ при вариации этих параметров в пределах

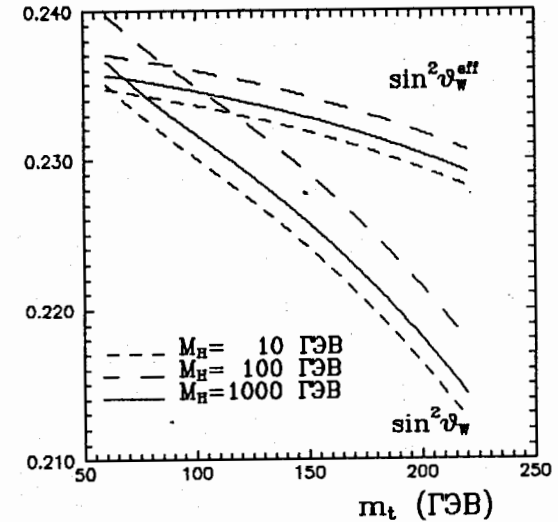


Рис. 1. Зависимость $\sin^2 \theta_w$ и $\sin^2 \theta_w^{\text{eff}}$ от массы t -кварка для различных значений массы хиггсовского бозона ($M_Z = 91 \text{ ГэВ}$, $\alpha_s = 0.12$).

(14). Расчеты показывают, что если в выражении (1) для борновского сечения использовать полные и парциальные ширины Z^0 -бозона с учетом электрослабых ПП [15], $\alpha(M_Z^2)$ вместо $\alpha(0)$, а также учесть необходимые КХД поправки, то точность такого приближения будет не хуже 0.2% при $\sqrt{s} = M_Z + \Gamma_Z$.

Асимметрия A_{FB} на резонансе с учетом слабых поправок может быть записана в виде

$$A_{FB}^i = \frac{3}{4} A_{FB}^i + \Delta A_{FB}^i \quad (15)$$

где $A_{FB}^i(e)$ даются выражением (4) с заменой $v_{e(f)}^0$ на $v_{e(f)}^i$, а ΔA_{FB}^i включает части поправок к вершинам и части поправок, связанных с ZZ и WW обменом, не вошедшие в первый член в (15). Величина ΔA_{FB}^i составляет ≈ 0.0015 для мюонов в конечном состоянии ($m_t = 100 \text{ ГэВ}$), а для случая b -кварков ≈ 0.0043 и слабо зависит от параметров m_t и M_H . Основная зависимость от параметров содержится в первом члене и приводит к вариации A_{FB}^i на ≈ 0.01 при изменении параметров в пределах (14) (для мюонов в конечном состоянии).

В работе получены выражения для σ_T и A_{FB} в случае, когда начальные и конечные частицы поляризованы. Эти результаты могут быть использованы при анализе данных по измерению поляризаций конечных

тауонов на LEP, а также после получения поляризованных пучков на ускорителях SLC и LEP.

В конце этого параграфа коротко описан пакет программ DIZET, созданный для расчета σ_T и A_{FB} с учетом слабых PП. Проводится сравнение полученных с помощью DIZET результатов с результатами других авторов [16]. Показано, что результаты согласуются с точностью не хуже 0.1%.

Тот факт, что слабые PП практически не изменяют борновскую структуру σ_T и A_{FB} дает возможность простого модельно-независимого подхода к анализу этих наблюдаемых. Этот подход рассматривается в §3.3. При этом свободными параметрами являются масса и ширина Z^0 -бозона, параметр ρ , а также параметр $\sin^2\theta_W^{eff}$, определяющий векторную константу нейтрального тока. Этот подход является приближенным, т.к. в нем не учитываются мнимые части форм-факторов, s -зависимость форм-факторов, а также предполагается, что имеет место факторизация векторных констант. Расчеты показывают, что эти приближения не приводят к большой численной ошибке в сечении и асимметрии ($\Delta\sigma/\sigma \approx \Delta A_{FB} \leq 0.2\%$). Этот подход разумно использовать в случае учета возможных расширений стандартной модели (таких как суперсимметрия), когда в теории возникает большое число неизвестных параметров и точный расчет PП становится очень сложным. Такой феноменологический подход на практике может оказаться весьма удобным из-за простой зависимости σ_T и A_{FB} от свободных параметров.

Глава четвертая посвящена вычислению КЭД радиационных поправок для процесса $e^+e^- \rightarrow \text{f}\bar{\text{f}}(n\gamma)$. Последние даются некогерентной суммой виртуальных поправок и поправок, связанных с излучением реальных фотонов, свободной от инфракрасной расходимостей. Результаты аналитических вычислений сравниваются с расчетами методом Монте-Карло [17,18]. В §4.1 приводятся результаты аналитического расчета σ_T и A_{FB} с учетом КЭД поправок в порядке $O(\alpha)$ для случая, когда не накладываются возможные (на эксперименте) кинематические ограничения на импульсы конечных частиц. Вклад этих радиационных поправок весьма значителен (на резонансе полное сечение уменьшается примерно на 35%). Это связано главным образом с излучением фотона из начального состояния, сопровождаемого резонансной e^+e^- -аннигиляцией. Вероятность излучения содержит при этом большой логарифм вида

$$L = \log(s/m_0^2), \quad (16)$$

который в области Z^0 -резонанса равняется ≈ 25 . Поправка, связанная с излучением из конечного состояния в случае отсутствия кинематических ограничений на импульсы конечных частиц, мала и составляет $\frac{3\alpha}{4\pi} \approx 0.0017$

для σ_T . В случае A_{FB} эта поправка равна 0. В работе показано, что в интерференции излучений из начального и конечного состояний имеет место компенсация виртуальных поправок (вклад диаграмм с обменом двумя фотонами, а также фотоном и Z^0 -бозоном) и поправок, связанных с излучением реальных фотонов.

Во всех расчетах тормозные фотоны условно разделяются на мягкие и жесткие. Мягкие фотоны имеют энергию меньше, чем экспериментальное разрешение, и, следовательно, ненаблюдаемы. Их вклад изменяет высоту Z^0 -пика, не изменяя формы Z^0 -линии. Напротив, излучение энергичных жестких фотонов искажает брейт-вигнеровскую форму Z^0 -линии правее резонанса, приводя к эффекту "радиационного хвоста".

В §4.2 учитывается основной вклад поправок высших порядков теории возмущений "методом экспоненцирования" вклада мягких фотонов и вклада жестких фотонов, испускаемых коллинеарно импульсу излучающей частицы [19,20]. В этом случае с учетом поправок, связанных с излучением из начального состояния, выражения для σ_T и $\sigma_{FB} = A_{FB}\sigma_T$ могут быть записаны в виде свертки

$$\sigma_A = \int_{\frac{1}{R}}^1 G_A^o(s;R) \sigma_A^o(sR) dR, \quad (A=T, FB) \quad (17)$$

Здесь

$$G_A^o(s;R) = \beta_o (1-R)^{\beta_o-1} [1 + \delta^{s+v}(s)] + \delta_A^h(s;R), \quad (18)$$

$$\beta_o = \frac{2\alpha}{\pi}(L-1), \quad (19)$$

где $R = M_{ff}^2/s$, M_{ff}^2 -инвариантная масса конечных фермионов, σ_A^o -сечение (или асимметрия) с учетом слабых поправок. Отметим, что учет слабых форм-факторов в процессе с испусканием фотона (фотонов) вносит заметный вклад в наблюдаемые величины. Однако, с достаточной степенью точности форм-факторы, а также $\alpha(s)$ можно фиксировать при $\forall s = M_Z^2$. Первый член в (18) учитывает вклады излучения мягких и коллинеарных фотонов во всех порядках теории возмущения, а также виртуальные поправки в порядке $O(\alpha)$. Функция δ_A^h , вычисленная в однопетлевом приближении, описывает регулярную при $R=1$ часть поправок, связанных с излучением жестких фотонов. Отметим, что эта функция имеет различный вид для сечения и асимметрии. Однако, вблизи Z^0 -резонанса использование δ_A^h в выражении для σ_{FB} не приводит к заметной ошибке. Это связано с доминированием вклада мягких фотонов. Очевидно, что в (17) соответствующим выбором нижнего предела интегрирования $R > R_{min} = 4m_f^2/s$ можно учесть ограничение на M_{ff}^2 или на энергию жесткого фотона $k_0 = \sqrt{s}(1-R)/2$. Выражение (17) может быть обобщено на случай, учета также излучения из конечного состояния:

$$\sigma_A = \int_R G_A^o(s;R) G_A^f(s;R,R) \sigma_A^o(sR) dR + \sigma_A^i(R), \quad (19)$$

где функция конечного излучения G_A^f может быть получена аналитически, если учесть закон сохранения энергии-импульса только в первой вершине. В выражении (19) σ_A^i представляет собой вклад интерференции начального и конечного излучений, который в работе вычислен в порядке $O(\alpha)$ (что соответствует требуемой точности). Отметим, что в случае существенных ограничений на энергию фотона ($k_0 \leq 1 \text{ ГэВ}$), поправки, связанные с конечным излучением, вносят заметный вклад. Это же справедливо и для вклада интерференции в случае A_{FB} .

На рис. 2 и 3 приводятся зависимости σ_T и A_{FB} от s в борновском приближении, а также с учетом КЭД радиационных поправок при различных значениях R . Учет КЭД поправок (для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $R=R_{min}$) сдвигает положение максимума сечения вправо от M_Z на $\approx 110 \text{ МэВ}$, а значение сечения в максимуме уменьшается на $\approx 26\%$ (естественно эти

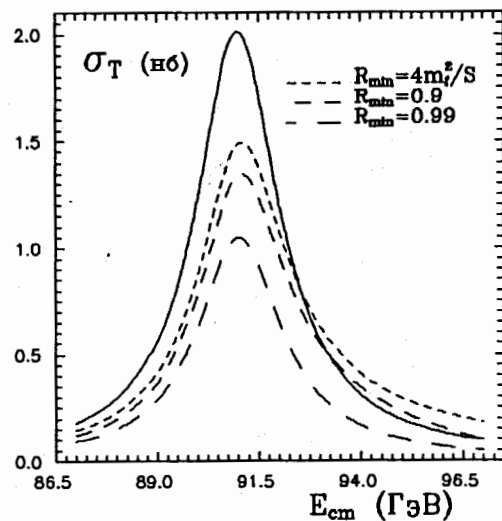


Рис. 2. Зависимости полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в борновском приближении (сплошная кривая) и с учетом КЭД поправок (пунктирные кривые) от энергии в системе центра масс, полученные с помощью программы MUCUT. Слабые поправки не учитываются. Значения параметров: $M_Z=91 \text{ ГэВ}$, $\Gamma_Z=2.467 \text{ ГэВ}$, $\sin^2\theta=0.2317$.

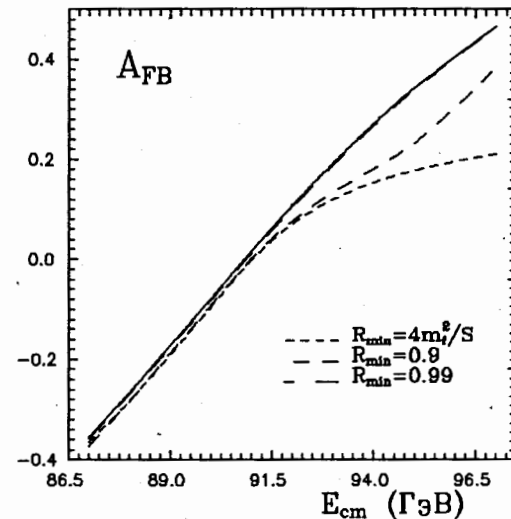


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, только для интегральной асимметрии вперед-назад.

цифры зависят от накладываемых кинематических ограничений). Из рис. 2 и 3 видно, что при усилении ограничений форма Z^0 -линии приближается к борновской (уменьшается влияние радиационного хвоста). Асимметрия процесса при этом становится близка к борновскому значению. Эти факты объясняются тем, что при сильных ограничениях на энергию испускаемого фотона ($k_0^{max} < 1 \text{ ГэВ}$), КЭД поправки практически пропорциональны сечению упругого процесса.

В §4.3 проводится расчет КЭД поправок с учетом ограничений на аколлинеарность конечных частиц ξ ($\xi=\pi-\xi'$, ξ' -угол между импульсами конечных частиц) и на энергии конечных частиц. Эти кинематические ограничения (вместе с ограничениями на углы рассеяния конечных частиц) соответствуют условиям экспериментов [8,9] с регистрацией лептонов в конечном состоянии. Ограничения $\xi < \xi_{max}$ и $E(\Gamma) > E_{min}$ учитываются аналитически, соответствующим интегрированием конечного фазового объема процесса $e^+e^- \rightarrow \Gamma\Gamma$. Для учета основного вклада высших порядков применяется метод экспоненцирования мягких и коллинеарных фотонов.

На рисунках 4 и 5 приведена зависимость от ξ_{max} полного сечения и асимметрии при $s=M_Z^2$ для разных значений E_{min} . Из рисунков видно, что при $E_{min} > \sqrt{s}/4$ сечение выходит на плато. Это означает, что существует область, в которой нет зависимости от накладываемых ограничений на аколлинеарность, что важно при выборе оптимальных условий

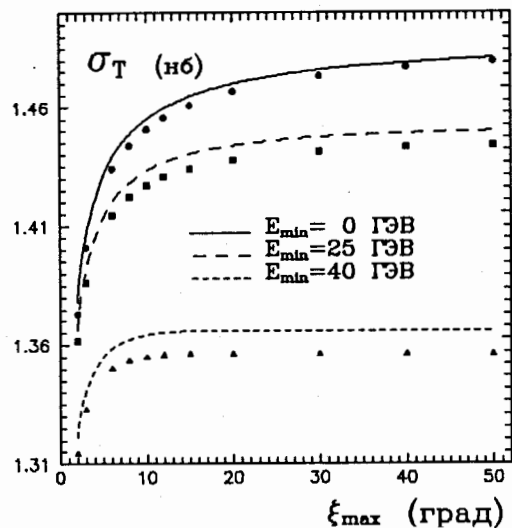


Рис. 4. Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, вычисленное с помощью программы ZCUTGOS, при $s=M_Z^2$, как функция максимально допустимого значения аколлинеарности мюонных импульсов для различных значений ограничений на энергии мюонов ($M_Z=91\text{ГэВ}$, $\Gamma_Z=2.467\text{ГэВ}$, $\sin^2\theta=0.2317$). Точки представляют результаты, полученные методом Монте-Карло (10⁶ событий). Ошибки расчета методом Монте-Карло соответствуют размеру точек.

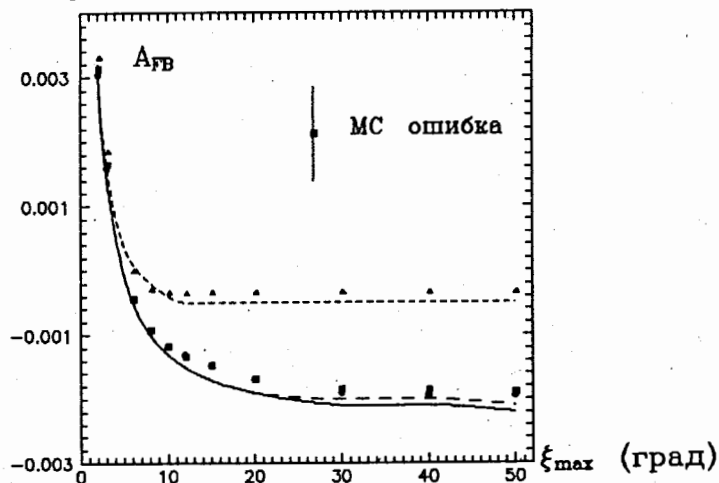


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, только для интегральной асимметрии вперед-назад.

эксперимента. На этих рисунках приведены также точки, полученные с помощью DUMU2 Монте-Карло (МК) программы [18]. Согласие двух расчетов для реальных значений ξ_{\max} и E_{\min} не хуже 0.4% для σ_T и 0.05% для A_{FB} . Увеличение различия между двумя расчетами до 0.7% при усилении кинематических ограничений связано с систематической погрешностью МК-программы. На рисунке 6 приводится зависимость σ_T от значения E_{\min} иллюстрирующая важность учета излучения из конечного состояния.

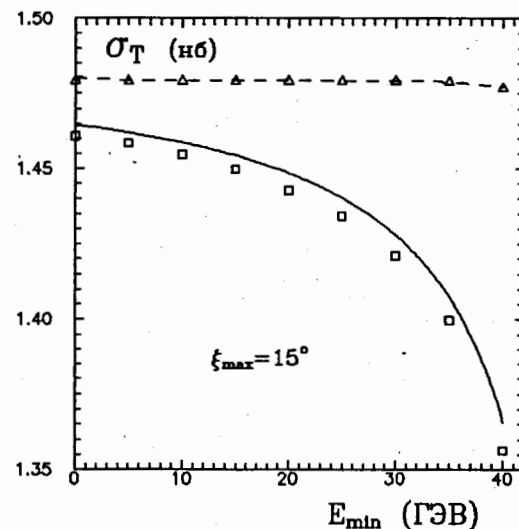
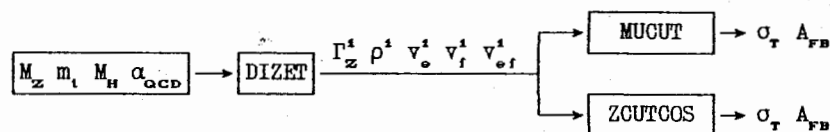


Рис. 6. Зависимости полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $s=M_Z^2$ от минимально допустимой энергии мюонов с учетом поправок, связанных с излучением из конечного состояния (сплошная кривая) и без учета этих поправок (пунктирная кривая). Показаны также соответствующие результаты, полученные с помощью метода Монте-Карло. ($M_Z=91\text{ГэВ}$, $\Gamma_Z=2.467\text{ГэВ}$, $\sin^2\theta=0.2317$).

В §4.4 описывается структура пакета программ ZBIZON, созданных для прецизионного расчета наблюдаемых для процесса $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ в области Z^0 -резонанса. Пакет имеет следующую структуру



После вычисления M_w и $\sin^2\theta_w$ рассчитываются полная ширина Γ_z и функции ρ^i и v_i^i , v_i^j , v_i^k с учетом слабых поправок с помощью пакета DIZET (Гл. 3). Затем вычисляются КЭД поправки к σ_T и A_{FB} при помощи программ MUCUT или ZCUTCOS. Программа MUCUT аналитически рассчитывает сечение и асимметрию, проинтегрированные по $\cos\theta$ в полных пределах с возможным ограничением на инвариантную массу конечных частиц. В программе ZCUTCOS численно интегрируется (в произвольных пределах) угловое распределение, получаемое после свертки борновского углового распределения с соответствующей КЭД функцией. Эта программа дает возможность наложить (в аналитической форме) ограничения на аколлинеарность конечных частиц и их энергии или на их инвариантную массу. Оба варианта расчета КЭД поправок могут использоваться и при модельно-независимом анализе.

В главе пятой иллюстрируются возможности разработанного программного обеспечения для анализа данных по e^+e^- аннигиляции в лептоны. В §5.1 моделируется эксперимент по изучению $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и оценивается точность определения параметров стандартной модели с учетом только статистических ошибок. Ожидаемая точность измерения массы и ширины Z^0 -бозона составляет ≈ 20 МэВ (при сканировании области $M_{\mu\mu} \pm 10$ ГэВ в 13 эквидистантных точках по \sqrt{s} и наборе статистики в течение 10 суток в каждой точке). Показано, что σ_T не чувствительно к m_l и M_H .

В §5.2 приводится пример использования программы ZCUTCOS при анализе реакций $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ на установке DELPHI [9]. Набор статистики проводился в 10 точках по \sqrt{s} в интервале от 88.283 ГэВ до 95.042 ГэВ. Всего анализировалось 195 мюонных и 148 тауонных событий. Сечение в каждой точке было проинтегрировано в диапазоне углов $50^\circ < \theta < 130^\circ$ (θ -угол рассеяния конечного лептона). Целью анализа было определение парциальных лептонных ширин Γ_μ и Γ_τ . Для этого проводился однопараметрический фит методом максимума правдоподобия с параметром $\Gamma_{\mu\tau} = \Gamma_\mu \Gamma_\tau$ ($l = \mu, \tau$), фактически являющимся нормировкой члена с Z -обменом в сечении (см. (1)). Использовались значения массы и ширины Z^0 -бозона, измеренные на установке DELPHI в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны ($M_Z = 91.171 \pm 0.030 \pm 0.030$ ГэВ, $\Gamma_Z = 2.511 \pm 0.065$ ГэВ).

В предположении μ -е и τ -е универсальности получены следующие результаты

$$\Gamma_\mu = 83.0 \pm 2.9 \pm 2.4 \text{ МэВ}, \quad (20)$$

$$\Gamma_\tau = 81.2 \pm 3.3 \pm 3.2 \text{ МэВ}, \quad (21)$$

где первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая. Неточности в массе и ширине Z^0 -бозона включены в систематическую ошибку. Результаты фита для мюонного канала приведены на рисунке 7.

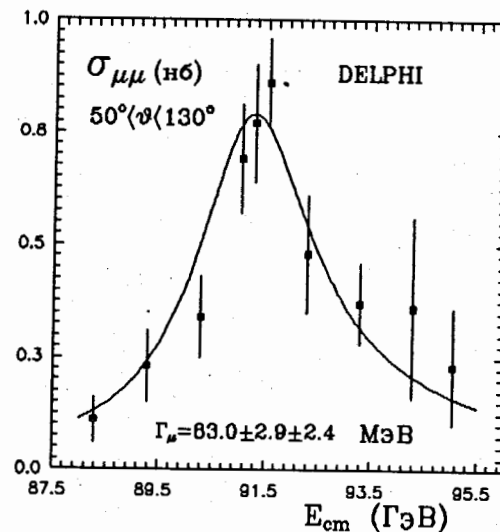


Рис. 7. Результат анализа данных для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, полученных на установке DELPHI [9]. Фитирование проводилось с помощью программы ZCUTCOS (см. детали в тексте).

Полученные результаты хорошо согласуются друг с другом, подтверждая гипотезу μ - τ универсальности, а также согласуются со значением лептонной ширины, вычисленной в рамках стандартной модели для $m_l = 90$ ГэВ и $M_H = 100$ ГэВ, равной 83.4 МэВ.

Результаты работы кратко суммируются в заключении.

В Приложении I приводятся точные выражения для слабых форм-факторов и для вклада диаграмм с W и Z обменом.

В Приложении II приводятся выражения для КЭД функций с учетом реалистических кинематических ограничений.

Литература.

1. S.L.Glashow, Nucl. Phys., 22 (1961) 579;
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19 (1967) 19;
A.Salam, In: "Elementary Particle Theory" 367, ed. N.Svartholm (Stockholm, 1968).

2. G. 't Hooft, Nucl. Phys. B23(9171) 173; Nucl.Phys. B35 (1971) 167.
3. A.Böhm and W.Hogland, eds. Proc. ECFA Workshop on LEP 200, Aachen.
4. J. Ellis and R. Peccei, eds., Physics at LEP, CERN report 86-02, vol. 1,2 (1986).
5. G. Alexander et al., eds., Polarization at LEP, CERN report 88-06, vol. 1,2. (1988).
6. G.Altarelli, R.Kleiss and C.Verzegnassi, eds., Z Physics at LEP 1, CERN Report 89-08, vol. 1,2,3. (1989).
7. The L3 Collaboration, Phys. Lett. B231 (1989) 508.
The ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B231 (1989) 519.
The OPAL Collaboration, Phys. Lett. B231 (1989) 530.
The DELPHI Collaboration, Phys. Lett. B231 (1989) 539.
The L3 Collaboration, L3 preprint #4, December 24, 1989.
The ALEPH Collaboration, CERN EP/89-169, December 19, 1989.
8. The L3 Collaboration, L3 preprint #3, November 24, 1989.
The L3 Collaboration, L3 preprint #5, February 5, 1990.
9. The DELPHI Collaboration, Preprint February 13, 1990.
10. D.Yu.Bardin et al, Phys.Lett. B206, (1988) 539.
11. D.A.Ross and J.C.Taylor, Nucl. Phys. B51 (1973) 25.
12. A.Sirlin, Phys. Rev. D22, (1980) 971.
13. W.J. Marciano, Phys. Rev. D20, (1979) 274;
W.J.Marciano and A.Sirlin, Phys. Rev. D22 (1980) 2695;
Nucl.Phys. B189 (1981) 442.
14. D.Bardin, P.Christova, O.Fedorenko, Nucl.Phys. B197, (1982) 1.
15. A.A.Akhundov, D.Yu.Bardin and T.Riemann, Nucl.Phys. B286, (1986) 1.
16. F.A.Berends et al, Phys.Lett.B203(1988) 177;
W.Beenakker and W.Hollik, Z. Phys. C40 (1988) 141;
W.Hollik, preprint DESY 88-188, 1988, to appear in Fortschr. Phys.
17. F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Nucl. Phys. B202, (1982)63.
18. J.E. Campagne and R.Zitoun, Z.Phys. C43, (1989) 493.
19. M. Greco, G. Pancheri, Y. Srivastava, Nucl. Phys. B171, (1980) 118; E: Nucl. Phys. B197, (1982) 543.
20. F.A.Berends, G.Burgers, and W.L. van Neerven, Nucl.Phys. B297, (1988) 429; E: Nucl.Phys. B304, (1988) 921.

Список работ, вошедших в диссертацию:

1. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, Т. Римман, О.М. Федоренко.
Электромагнитные α^3 -вклады для e^+e^- -аннигиляции в фермионы в рамках электрослабой теории. Препринт ОИЯИ, Е2-88-324, Дубна, 1988.
2. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, Г.В. Мицельмахер.
О чувствительности формы Z-линии и асимметрии вперед назад для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ к вариации электрослабых параметров. Сообщение коллаборации ДЕЛФИ, CERN-DELPHI 88-43 PHYS 27 (1988).
3. М.С. Биленький, М. Локайчек, Я. Ржидки, Т. Римман, Д.Ю. Бардин.
Сравнение аналитического и МК расчетов для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$. Сообщение коллаборации ДЕЛФИ, CERN-DELPHI 88-67 PHYS 30 (1988).
4. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, Г.В. Мицельмахер, Т. Римман и М. Захвитц.
Реалистический подход при анализе стандартного Z-пика. Z. Phys., 1989, т. C44, с. 493.
5. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, М. Захвитц, Т. Римман.
О влиянии параметров стандартной модели на Z^0 -пик. Труды международной конференции "Радиационные поправки в e^+e^- столкновениях". Гингсберг, 1989, с.162-178, Препринт Berlin-Zeuthen PHE 89-07 (1989).
6. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, Г.В. Мицельмахер
Полное сечение и асимметрия вперед-назад для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ вблизи Z-полюса (два возможных подхода к анализу процесса). Труды семинара "Физика e^+e^- -взаимодействий", Дубна, ноябрь 1988, с. 49-77.
7. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, М. Захвитц, Т. Римман, А.А. Сазонов, Ю.В. Седых, А.В. Чижов.
Конволюционный интеграл для асимметрии вперед-назад для e^+e^- -аннигиляции. Phys. Lett., 1989, т. B229, с. 405-408.
8. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, Г. Ворт, М. Захвитц, Т. Римман, П. Христова.
Пакет программ DIZET для расчета однопетлевых электрослабых поправок к процессу $e^+e^- \rightarrow f^+f^-(\gamma)$ в области Z^0 -резонанса. Препринт Berlin-Zeuthen PHE 89-09 (1989), принят в журнал Comp. Phys. Comm.
9. Д.Ю. Бардин, Ф.А. Берендс, В. Беенаккер, ..., М.С. Биленький, ...
Форма Z-линии. Труды Международной конференции Z-физика на ЛЕП 1. CERN Report 89-09, с.89-128.

10. М. Бом, В. Холлик, Д.Ю. Бардин, ..., М.С. Биленький, ...
Асимметрии вперед-назад. Труды Международной конференции Z-физика на ЛЕП 1. CERN Report 89-09, с. 203-234.
11. Д.Ю. Бардин, М.С. Биленький, Г. Вогт, М. Захвитц, Т. Римман, А.А. Сазонов, Ю.В. Седых, А.В. Чижов, П. Христова.
ZBIZON-пакет программ для прецизионного расчета наблюдаемых для процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ в области Z^0 -пика. Сообщения коллабораций DELPHI и L3 CERN-DELPHI 89-71 Phys 52, *A*K* L3 note #679.
12. М.С. Биленький, А.А. Сазонов.
КЭД-поправки на Z^0 -полюсе с учетом реалистических кинематических ограничений. Препринт ОИЯИ Е2-89-792, Дубна, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 марта 1990 года.