

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

Михаил Михайлович Шапкин

Исследование образования адронов в e^+e^-
взаимодействиях в экспериментах DELPHI
и Belle, прецизионное измерение массы и
времени жизни τ -лептона в эксперименте
Belle

01.04.23 - физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

Протвино 2014

Оглавление

Введение	4
1 Эксперимент Belle на коллайдере KEKB	12
1.1 Основные свойства эксперимента	12
1.2 Коллайдер KEKB	13
1.3 Детектор Belle	15
1.3.1 Вершинный детектор	15
1.3.2 Дрейфовая камера	17
1.3.3 Детектор Черенковского излучения	19
1.3.4 Система измерения времени пролёта частиц	20
1.3.5 Электромагнитный калориметр	22
1.3.6 Мюонная система	25
1.3.7 Идентификация заряженных частиц	25
1.3.8 Триггерная система	29
1.3.9 Моделирование детектора	31
2 Эксперимент DELPHI на коллайдере LEP	34
2.1 Постановка и особенности эксперимента на LEP	34
2.2 Эксперимент DELPHI	37
2.2.1 Вершинный детектор	40
2.2.2 Внутренний детектор	40
2.2.3 Время-проекционная камера	41
2.2.4 Внешний детектор	41
2.2.5 Передние камеры	42
2.2.6 Калориметр очень малых углов	43
2.2.7 Калориметр малых углов	43

2.2.8	Передний электромагнитный калориметр	44
2.2.9	Проекционная камера высокой плотности	44
2.2.10	Детекторы RICH	45
3	Эксклюзивные реакции рождения векторного и псевдоскалярного мезонов в e^+e^- аннигиляции	47
3.1	Введение	47
3.2	Отбор событий и определение сечений	49
3.3	Анализ систематических погрешностей	62
3.4	Анализ радиационных поправок	63
3.5	Сравнение с результатами экспериментов CLEO и BABAR и теоретическими предсказаниями	65
3.6	Сравнение с данными вне $\Upsilon(4S)$ резонанса	66
3.7	Заключение	68
4	Инклюзивное рождение адронов в распадах Z-бозона	69
4.1	Введение	69
4.2	Отбор событий с адронными распадами Z бозона	72
4.3	Массовый спектр системы $K_S K^\pm \pi^\mp$	74
4.4	Парциально-волновой анализ системы $K_S K^\pm \pi^\mp$	79
4.5	Средние множественности и дифференциальные сечения рождения $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$	82
4.6	Поиск пентакварков в адронных распадах Z бозона	87
4.6.1	Странные пентакварки в системе pK^0	87
4.6.2	Анализ каналов pK^- и pK^+	89
4.6.3	Поиск дважды заряженных пентакварков с двойной странностью	91
4.6.4	Поиск очарованных пентакварков в системе D^*p	94
4.7	Заключение	95
5	Образование адронов в фотон-фотонных взаимодействиях на LEP II	99

5.1	Введение	99
5.2	Отбор событий с фотон-фотонными взаимодействиями	106
5.3	Инклюзивное рождение J/ψ мезона	110
5.4	Инклюзивное рождение заряженных частиц	119
5.5	Обсуждение результатов измерения $d\sigma/dp_T$ заряженных частиц	127
5.6	Поиск η_b -мезона в $\gamma\gamma$ столкновениях	129
5.7	Заключение	136
6	Измерение массы τ-лептона	138
6.1	Введение	138
6.2	Метод измерения массы τ -лептона	139
6.3	Анализ экспериментальных данных	143
6.4	Определение массы τ -лептона	146
6.5	Измерение разности масс τ^+ и τ^-	157
6.6	Заключение	160
7	Измерение времени жизни τ-лептона	161
7.1	Введение	161
7.2	Описание метода измерения времени жизни	163
7.3	Отбор событий	167
7.4	Анализ отобранных событий	176
7.5	Анализ систематических погрешностей	195
7.6	Разность времён жизни τ^+ и τ^- лептонов	206
7.7	Обсуждение полученных результатов	206
7.8	Заключение	209
	Заключение	211
	Библиография	215

Введение

Стандартная Модель, включающая в себя квантовую хромодинамику (КХД) и теорию электрослабых взаимодействий [1], имеет большой успех в описании существующих экспериментальных данных. КХД – сектор Стандартной Модели, ответственный за сильные взаимодействия – даёт множество точных и однозначных предсказаний для процессов образования адронов в e^+e^- взаимодействиях. Стоит вспомнить, что само экспериментальное открытие глюона было сделано на e^+e^- коллайдере на установке TASSO [2], где обнаруженные трёхструйные события интерпретировались как результат испускания кварками жесткого глюона. Высокая точность предсказаний связана с тем, что процесс $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ с очень высокой точностью описывается электрослабой теорией. Теорией не описывается только последняя фаза процесса образования адронов – превращение кварков и глюонов в экспериментально наблюдаемые частицы.

Вклады различных процессов в сечение образования адронов в e^+e^- взаимодействиях различны при разных значениях энергии в системе центра масс сталкивающихся электронов и позитронов. В проведенных экспериментах на таких e^+e^- коллайдерах как KEKB и LEP имеется возможность для изучения как инклюзивного так и эксклюзивного образования адронов. Так в эксперименте Belle на ускорителе KEKB набранная статистика позволяет исследовать редкие эксклюзивные процессы аннигиляции электрона и позитрона в два адрона. Появились теоретические предсказания для сечения реакций $e^+e^- \rightarrow VP$ [3, 4] для энергии KEKB, где символами V и P обозначены векторная и псевдоскалярная частицы.

При энергии e^+e^- взаимодействий близкой к массе Z -бозона сечение образования адронов резонансным образом усиливается. В этом случае диаграммой аннигиляции через виртуальный фотон можно пренебречь и

рассматривать образовавшиеся адроны как продукты распада Z -бозона. При этом чистое, хорошо определенное промежуточное состояние e^+e^- -аннигиляции (Z -бозон) очень важно для детального исследования конечных адронных и лептонных состояний и попыток описания адронных распадов Z феноменологическими моделями, построенными на базе КХД. Важным методом исследования процессов фрагментации является изучение инклюзивного рождения резонансов и частиц с разными ароматами. Поскольку большая часть частиц, образующихся в процессе соударения, на самом деле, являются продуктами распада многочисленных резонансов, то особенно важны экспериментальные данные по инклюзивному образованию резонансов, несущих более прямую информацию о механизмах взаимодействия кварков и глюонов, которая помогает при развитии моделей. Отметим, что до сих пор не существует экспериментальных данных об инклюзивном образовании многих резонансов, перечисленных в PDG[5]. Эксперимент DELPHI на ускорителе LEP позволяет получить экспериментальную информацию об этих, не наблюдавшихся ранее в e^+e^- -аннигиляции резонансах. Кроме этого в адронных распадах Z -бозона возможен поиск различных экзотических состояний, таких как пентакварки.

При увеличении энергии e^+e^- взаимодействия до величины порядка двух масс Z -бозона основной вклад в сечение образования адронов дают так называемые фотон-фотонные взаимодействия. В этом случае электрон и позитрон сбрасывают квазиреальные фотоны, которые сталкиваясь образуют адроны. В экспериментах на LEP возможно изучение как инклюзивных характеристик таких событий, так и эксклюзивных реакций образования адронов с положительной зарядовой четностью при столкновении квазиреальных фотонов. Фотон-фотонные столкновения также можно рассматривать как процесс сканирования партонной структуры фотона-мишени налетающим на него фотоном-снарядом. Впервые обнаруженное в эксперименте DELPHI инклюзивное образование J/ψ мезонов в фотон-фотонных столкновениях позволяет количественно оценить присутствие глюонной компоненты в партонной структуре фотона. Имеются теоретические расчеты для подпроцессов столкновения глю-

она и фотона с образованием J/ψ -мезона [6, 7], которые позволяют это сделать. В этих работах указывается, что для правильного описания экспериментальных данных необходим учет октетной структуры глюонных полей, что предсказывает сечение образования J/ψ на порядок больше величины, полученной в цветовых синглетных моделях. Модели на основе КХД дают также точные предсказания для инклюзивного спектра адронов по поперечному импульсу в фотон-фотонных взаимодействиях. В эксперименте DELPHI имеется возможность перепроверить обнаруженное расхождение предсказаний NLO QCD с экспериментальными данными в эксперименте L3 [8]. Что касается эксклюзивных процессов, то в экспериментах на LEP имеются возможности изучения рождения состояний чармония с положительной зарядовой четностью и заниматься поиском новых состояний боттомония, например основного состояния системы $b\bar{b} - \eta_b$ мезона.

Еще одной широкой сферой деятельности экспериментов на e^+e^- коллайдерах является прецизионное измерение фундаментальных параметров Стандартной Модели. Такими параметрами в частности являются массы кварков и лептонов. Используя рекордную статистику τ -лептонов, набранную в эксперименте Belle, существует уникальная возможность прецизионно измерить массу и время жизни τ -лептона. В Стандартной Модели точные измерения массы, времени жизни и брэнчингов распада τ -лептона в более легкие лептоны могут служить для проверки гипотезы лептонной универсальности.

Для экспериментальной проверки Стандартной Модели важны не только значения масс и времен жизни фундаментальных фермионов, но также проверка равенства масс и времён жизни частицы и соответствующей ей античастицы. Это следствие известной CPT теоремы, утверждающей, что теория поля микроскопических процессов должна быть инвариантна для произведения зарядового сопряжения (C), пространственного отражения (P) и обращения времени (T). Поэтому проверка CPT инвариантности является тестом на правильность описания микроскопических явлений с помощью существующих теорий поля. Нарушение CPT инвариантности означало бы существование неизвестных свойств у по-

лей и их взаимодействий, которые не включаются в стандартную теорию поля. Наиболее впечатляющее ограничение на разницу масс между частицей и античастицей было получено для системы (K^0, \bar{K}^0) . В литературе можно найти оценку

$|(m_{K^0} - m_{\bar{K}^0})/m_{K^0}| < 9 \times 10^{-19}$, но она не означает, что параметры, описывающие СРТ нарушение также очень малы. Необычная малость этого отношения получается из-за фактора $2(m_{K_L} - m_{K_S})/m_{K^0} \approx 1.4 \times 10^{-14}$, который не имеет ничего общего с СРТ нарушением, и кроме того вывод этого ограничения не является независимым от некоторых приближений и теоретических предположений (см. также [9]). Представляется естественным искать СРТ нарушение в процессах, в которых одна из инвариантностей С, Р или Т нарушена. Такие процессы инициированы слабым взаимодействием, например распадами τ -лептонов. До публикации результатов эксперимента Belle не было экспериментальных данных по разнице масс и времен жизни τ^+ и τ^- .

При проведении прецизионных измерений очень важным является всестороннее исследование всех источников возможных систематических ошибок, разработка методов их устранения. Накопленный в этой деятельности опыт является важным для планируемых будущих экспериментов на e^+e^- коллайдерах, где предполагается набрать статистику на два порядка большую чем в эксперименте Belle.

Все затронутые выше вопросы можно решать на большой статистике данных, набранных в экспериментах Belle и DELPHI. Установки обладают хорошим импульсным разрешением, хорошей реконструкцией треков в пространстве, хорошей идентификацией частиц.

Целью работы является:

- измерение сечения редких эксклюзивных процессов $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ при энергии 10.58 GeV, проведение сравнения с предсказаниями теоретических моделей для этих процессов;
- проведение исследования инклюзивного образования $(K\bar{K}\pi)^0$ в адронных распадах Z-бозона в интервале масс 1.2-1.6 GeV, измерение

масс и ширин образованных состояний, измерение парциальных ширин распада Z -бозона в эти состояния;

- проведение поиска экзотических пятикварковых состояний (пентакварков) на установке DELPHI в адронных распадах Z -бозона в каналах распада pK_s , pK^+ , $\Xi^-\pi^-$, pD^{*-} , pD^{*+} при демонстрации наличия сигналов от стандартных трехкварковых состояний в каналах pK^- ($\Lambda(1520)$) и $\Xi^-\pi^+$ ($\Xi(1530)$);
- исследование инклюзивного образования J/ψ мезонов в фотон-фотонных столкновениях на установке DELPHI при энергиях e^+e^- взаимодействия примерно 190 GeV, проведение сравнения экспериментальных данных с предсказаниями цветовых синглетных и цветовых октетных моделей;
- проведение анализа инклюзивного образования заряженных адронов в фотон-фотонных взаимодействиях при энергиях e^+e^- взаимодействия примерно 190 GeV, сравнение экспериментального дифференциального спектра $d\sigma/dP_t$ заряженных с предсказанием NLO QCD вплоть до больших P_t , доступных на ускорителе LEP II;
- поиск основного состояния системы $b\bar{b}$, η_b мезона, в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \eta_b$;
- измерение массы τ -лептона и разности масс τ^+ и τ^- ;
- измерение времени жизни τ -лептона и разности времён жизни τ^+ и τ^- .

Научная новизна затронутых в диссертации проблем определяется, прежде всего, получением основанных на большой статистике новых результатов по измерению времени жизни и массы τ -лептона и разности времен жизни и масс τ -лептона и его античастицы в эксперименте Belle на КЕКВ. Была использована новая методика для измерения времени жизни τ -лептона. Впервые были измерены сечения эксклюзивных реакций $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ при энергии 10.58 GeV. Впервые было обнаружено инклюзивное образование J/ψ мезонов

в фотон-фотонных столкновениях, позволяющее количественно оценить присутствие глюонной компоненты в партонной структуре фотона.

Практическая ценность работы заключается в том, что представленные в диссертации данные могут быть использованы для проверки гипотезы лептонной универсальности Стандартной Модели, постановки ограничений на использование экзотических моделей с нарушенной СРТ инвариантностью, развития теоретических моделей множественного образования частиц.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, 7 глав и заключения.

В первой главе содержится описание эксперимента Belle на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ. Кратко описаны особенности коллайдера КЕКВ, и элементы детектора КЕКВ. Приведены точностные характеристики детекторов заряженных частиц и электромагнитного калориметра. Описаны система идентификации частиц, триггерная система и моделирование детектора.

Вторая глава посвящена описанию эксперимента DELPHI на e^+e^- коллайдере LEP. Кратко описаны устройство и точностные характеристики трековых детекторов, электромагнитных и адронного калориметров, детекторов идентификации заряженных адронов, электронов, фотонов и мюонов. Описаны также триггер, алгоритмы идентификации частиц, системы сбора данных, моделирование детектора.

В третьей главе представлены измерения сечений эксклюзивных процессов $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ при энергии 10.58 GeV. Представлены отбор событий и метод анализа данных, проведены сравнения с предсказаниями теоретических моделей для этих процессов, исследована зависимость сечений этих реакций от энергий путем сравнения результатов эксперимента Belle с данными, полученными при энергиях примерно 3 GeV.

Четвертая глава посвящена анализу адронных распадов Z-бозона. Было проведено исследование инклюзивного образования $(K\bar{K}\pi)^0$ в интервале масс 1.2-1.6 GeV. Обнаружены два состояния, измерены массы и ширины обнаруженных состояний. Были измерены парциальные шири-

ны распада Z -бозона в эти состояния и проведён парциально-волновой анализ системы $(K\bar{K}\pi)^0$ для определения квантовых чисел обнаруженных состояний.

Был проведен поиск экзотических пятикварковых состояний (пентакварков). Сигналы искались в каналах pK_s , pK^+ , $\Xi^-\pi^-$, pD^{*-} , pD^{*+} . В работе было продемонстрировано наличие стандартных трехкварковых состояний в каналах pK^- ($\Lambda(1520)$) и $\Xi^-\pi^+$ ($\Xi(1530)$). Были установлены верхние пределы на парциальные ширины распада Z -бозона в приведенные выше моды распада пентакварков.

В пятой главе анализируются процессы образования адронов при энергии сталкивающихся электронов и позитронов примерно 190 GeV. При этом выделяются совытия, в которых начальным состоянием было состояние сталкивающихся квазиреальных фотонов, испущенных электроном и позитроном, так называемые фотон-фотонные взаимодействия. В этой главе исследуется инклюзивное образование J/ψ мезонов в фотон-фотонных столкновениях и проводится сравнение с предсказаниями теоретических моделей. Затем при этих энергиях проводится анализ инклюзивного образования заряженных адронов и измеряется дифференциальный спектр $d\sigma/dP_t$. Проводится сравнение полученного спектра с предсказанием NLO QCD вплоть до больших P_t , доступных на ускорителе LEP. Обсуждаются систематические неопределённости из-за возможного вклада в отобранные события реакции $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$. В конце главы описан поиск основного состояния системы $b\bar{b}$, η_b мезона, в модах распада на 4, 6 и 8 заряженных частиц.

Шестая глава посвящена результатам измерения массы τ -лептона и разности масс τ^+ и τ^- . Дается краткий перечень существующих результатов, полученных в других экспериментах. На Монте-Карло событиях показан метод определения массы τ -лептона. Представлены отбор событий и процедура определения массы. Приведено детальное описание процедуры определения систематической погрешности этого прецизионного измерения.

В седьмой главе описывается измерение времени жизни τ -лептона и разности времён жизни τ^+ и τ^- . Описан метод измерения, на Монте-

Карло событиях продемонстрирована устойчивость процедуры определения времени жизни к изменениям разрешения детектора в широком диапазоне. Проведен детальный анализ систематики этого рекордного по точности измерения. На основе полученных в диссертации результатов проведена проверка выполнения гипотезы лептонной универсальности в Стандартной Модели.

В заключении кратко сформулированы основные результаты и выводы, полученные в данной диссертации.

Диссертация написана на основе работ, выполненных в ИФВЭ, CERN и КЕК в рамках международного сотрудничества по программам экспериментов DELPHI и Belle. Основное содержание диссертации опубликовано в журналах 'Physics Letters B', 'Physical Review Letters', 'ЖЭФ', 'Eur. Phys. J. C', 'Nucl. Phys. B' [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21].

Результаты работы докладывались на научных семинарах Института Физики Высоких Энергий (Протвино), Европейского Центра Ядерных Исследований (CERN), Японского центра физики высоких энергий (КЕК). Материалы диссертации были представлены и опубликованы в трудах международных конференциях по физике высоких энергий в Амблсайде (Photon 2000), Протвино (Hadron 01), Кракове (Meson 02), Санкт-Петербурге (DIS03), Пекине (ICHEP 2004), Париже (ICHEP 2010) [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28] .

Глава 1

Эксперимент Belle на коллайдере КЕКВ

1.1 Основные свойства эксперимента

Эксперимент Belle планировался с целью изучения нарушения CP инвариантности в распадах В-мезонов. Для решения этой задачи необходим ускоритель на встречных e^+e^- пучках различной энергии и большой светимости, а также детектор, удовлетворяющий следующим условиям:

- высокая эффективность восстановления заряженных треков;
- хорошее энергетическое и пространственное разрешение для фотонов;
- хорошая идентификация заряженных и нейтральных частиц;
- точное измерение положения заряженных треков в пространстве;
- триггер высокой эффективности и быстродействующая система сбора данных.

Детектор, удовлетворяющий данным условиям, даёт возможность изучать не только CP нарушение в распадах В-мезонов, но и физику очарованных адронов, фотон-фотонных взаимодействий и τ -лептонов.

Построенный детектор отвечает всем перечисленным условиям. На нём была набрана рекордная статистика e^+e^- -взаимодействий приблизительно равная тысяче обратных фемтобарн.

1.2 Коллайдер КЕКВ

Ускорительный комплекс КЕКВ состоит из инжектирующего линейного ускорителя и двух независимых накопительных колец. Длина окружности колец 3 км. В кольцо с более высокой энергией (HER) инжектируются электроны, ускоренные до энергии 8 GeV; в кольцо с меньшей энергией (LER) обращается позитронный пучок с энергией 3.5 GeV (рисунок 1.1). Энергия системы центра масс e^+e^- равна массе $\Upsilon(4S)$ резонанса 10.58 GeV, величина буста $\beta\gamma$ равна 0.425.

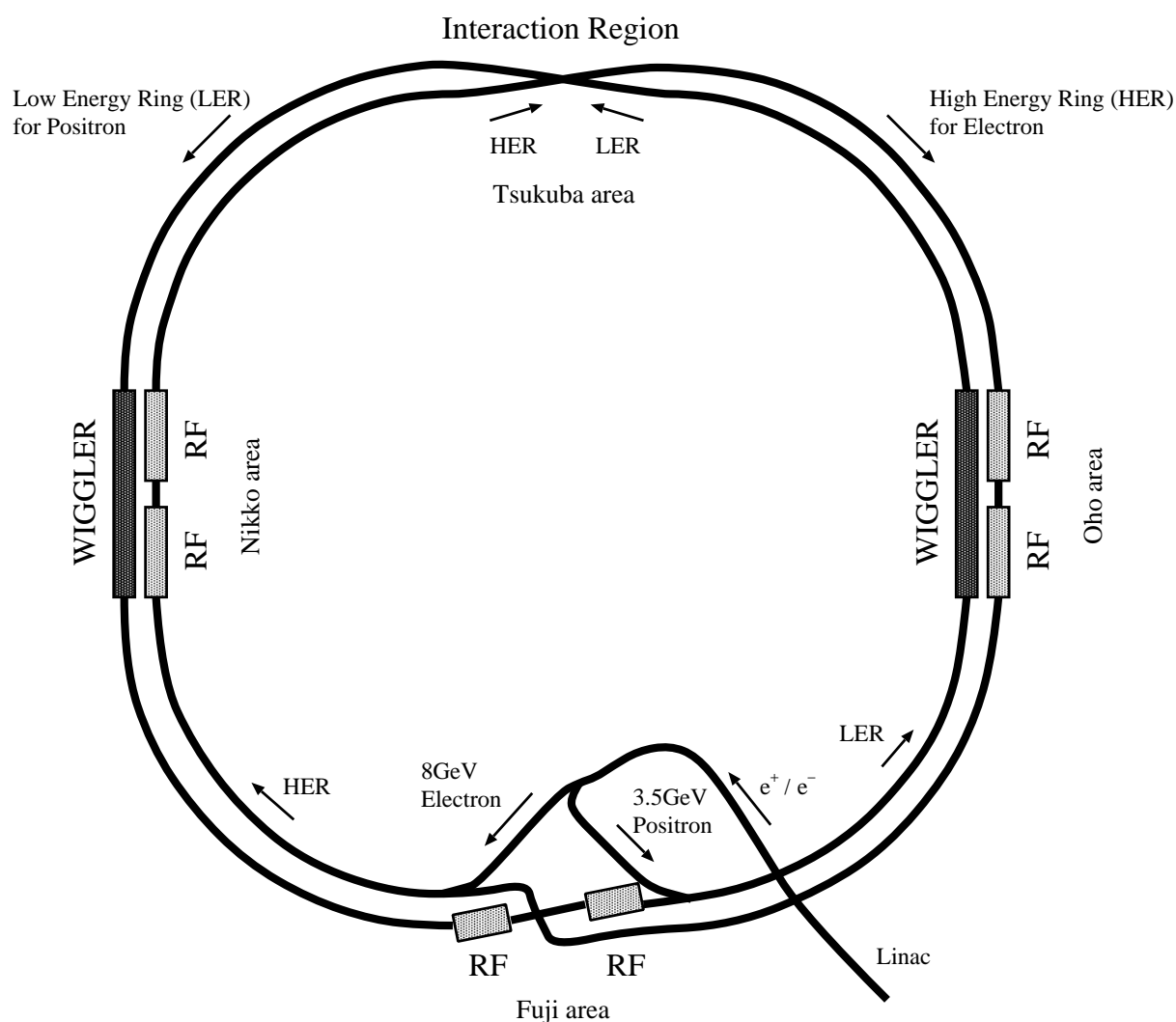


Рис. 1.1: Схема коллайдера КЕКВ и инжекторной системы

В единственной точке пересечения пучков находится детектор Belle.

Уникальной особенностью коллайдера КЕКВ является неколлинеарность пучков в точке взаимодействия. Позитронный пучок проходит по оси детектора, а электронный пересекает эту ось под углом 22 мрад. Такое устройство позволяет уменьшить число паразитных столкновений в области детектора. На КЕКВ была достигнута рекордная пиковая светимость $2.11 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Число инжектированных сгустков примерно 1300, токи пучков 1.6А для LER и 1.3А для HER. Основные параметры коллайдера КЕКВ приведены в таблице 1.1.

Таблица 1.1: Основные параметры коллайдера КЕКВ

	Достигнутые		Проектные		
	LER	HER	LER	HER	
Энергия	3.5	8.0	3.5	8.0	GeV
Протяженность	3016		3016		м
Ток пучка	1.58	1.28	2.6	1.1	А
Число сгустков	1289		5000		
Расстояние между пакетами	2.36		0.6		м
Гориз. размер пучка в IP	103	116	77	77	мкм
Верт. размер пучка в IP	2.1	2.1	1.9	1.9	мкм
Светимость	$2 \cdot 10^{34}$		10^{34}		$\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$
Интег. светимость в день	1182		600		пб ⁻¹

Примерно 10% времени работы ускорителя статистика набиралась статистика набиралась при энергии пучков чуть меньше порога рождения пары В-мезонов $B\bar{B}$.

1.3 Детектор Belle

Части детектора расположены цилиндрически-симметрично вокруг точки пересечения пучков. Внутри цилиндрической части создается однородное магнитное поле с напряженностью 1.5 Тесла, направленное вдоль оси позитронного пучка. Это поле генерируется сверхпроводящим соленоидом. Основными частями детектора Belle являются кремниевый вершинный детектор (SVD), дрейфовая камера (CDC), детектор черенковского излучения на основе аэрогеля (ACC), система измерения времени пролёта частиц (TOF), кристаллический электромагнитный калориметр (ECL), сверхпроводящий магнит и мюонные камеры (KLM) между слоями железа, возвращающими магнитное поле, триггер и система сбора данных (DAQ).

Диапазон перекрытия азимутального угла от 17° до 150° . Это соответствует 92% полного телесного угла в системе центра масс e^+e^- пучков. Схематическое изображение детектора Belle показано на рисунке 1.2.

Основные параметры частей детектора приведены в таблице 1.2. Правовинтовая система координат выбрана следующим образом: ось x направлена горизонтально к центру колец КЕКВ, ось y направлена вертикально вверх, z - по оси детектора. Поперечное расстояние от оси z обозначено $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, полярный и азимутальный углы по отношению к оси z обозначены как θ и ϕ . Начало системы координат находится в точке пересечения пучков.

1.3.1 Вершинный детектор

Вершинный детектор SVD позволяет реконструировать пространственное положение заряженных треков вблизи точки пересечения (IP) электронного и позитронного пучков. При реконструкции заряженных треков используется совместно информация с SVD и CDC, поэтому SVD повышает точность не только пространственного положения, но и импульса треков.

В первоначальной конструкции SVD состоял из трёх слоёв двусторонних кремниевых сенсоров, имеющих толщину 300 мкм. В каждом слое

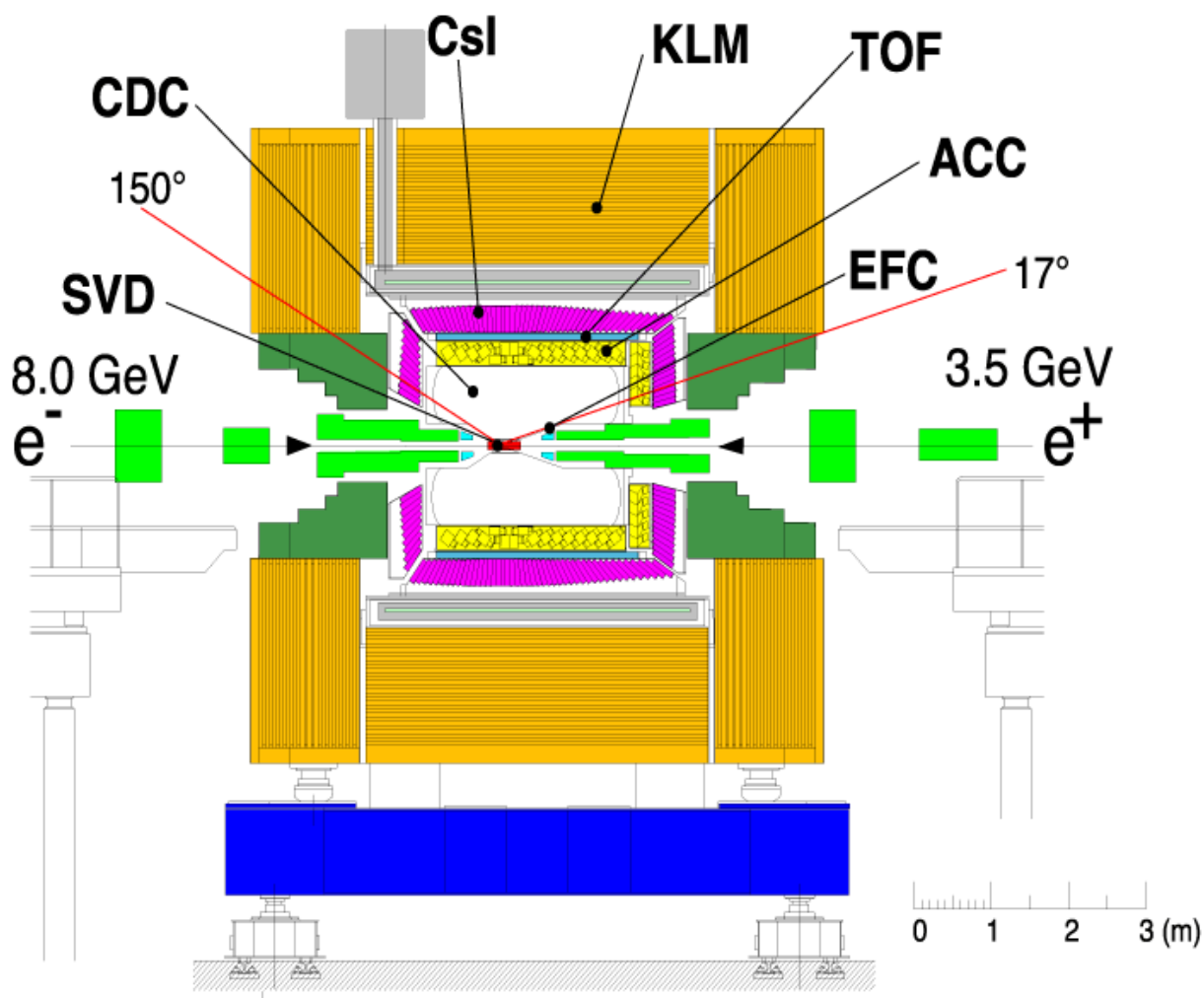


Рис. 1.2: Схематический вид детектора Belle

имеются полосы, ориентированные вдоль оси z и перпендикулярно ей. Сенсоры расположены вокруг бериллиевой трубы с перекрытием, чтобы заряженные частицы из области точки пересечения пучков пересекали хотя бы один сенсор в каждом слое SVD. Чувствительные слои находятся на расстояниях 3.0 см, 4.4 см и 5.8 см от оси пучков и имеют по 8, 10 и 14 сенсорных сегментов в плоскости перпендикулярной к оси пучков ($r - \phi$). SVD покрывает телесный угол в интервале от 20° до 140° полярного угла, что соответствует 87% от полного телесного угла в системе центра масс сталкивающихся пучков. Количество каналов считывания SVD составляло 81900. Разрешение по прицельному параметру трека в точке пересечения пучков в зависимости от полярного угла θ , импульса p и скорости β может быть параметризовано в виде $(19 + 50/p\beta \sin^{3/2}\theta)$ мкм в плоскости $(r - \phi)$ и $(36 + 42/p\beta \sin^{5/2}\theta)$ мкм в направлении z . В последствии вершинный детектор был модернизирован, в него был добавлен четвёртый слой кремниевых сенсоров. В результате минимальный радиус SVD изменился с 3.0 см до 2.0 см. В главе, посвященной измерению времени жизни τ -лептона соответствующие периоды работы детектора Belle обозначены как SVD I и SVD II.

1.3.2 Дрейфовая камера

Дрейфовая камера CDC Belle предназначена для измерения координат и импульсов заряженных треков, а также для идентификации частиц в диапазоне импульсов до 1 GeV по ионизационным потерям. Информация, считываемая с CDC, используется также в триггере первого уровня. Конструкция CDC, подробное описание которой можно найти в [29], включает в себя 32 аксиальных слоя чувствительных проволочек, натянутых вдоль оси z и 18 стереослоёв проволочек, расположенных под малыми углами друг к другу для измерения z координаты трека. Расстояние от трека до проволочки измеряется по времени дрейфа, считываемому с помощью TDC, ионизация dE/dx определяется по амплитуде сигнала, записанной с помощью ADC.

Совместное использование информации с аксиальных и стереослоёв даёт возможность восстановить трёхмерное положение участка спирали

трека. Кроме этого, в состав CDC входят три катодно-стриповых слоя с хорошей гранулярностью для точного измерения z координаты точки входа трека в камеру. Внутренний радиус камеры 8 см, внешний радиус 88 см. CDC покрывает полярный угол от 17° до 150° . Общее количество проволочных каналов считывания 8400, катодно-стриповых каналов 1792. Максимальная длина проволочек в камере 2.4 м, суммарное натяжение всех проволочек составляет примерно 3.5 тонн. Рабочим газом дрейфовой камеры является смесь гелия (50%) и этана C_2H_6 (50%). Радиационная длина газовой смеси составляет примерно 640 м. Многократное рассеяние заряженных частиц в объёме камеры намного меньше чем в аргоновых смесях, при этом используемая смесь обеспечивает хорошее разрешение по dE/dx благодаря большому содержанию этана. Пространственное разрешение камеры составляет 130 мкм в плоскости $(r - \phi)$ и примерно 1 мм по направлению оси z . Разрешение по реконструированному импульсу заряженных треков приближённо даётся формулой:

$$\sigma_{p_T}/p_T = 0.3\% \sqrt{p_T + 1}, \quad (1.1)$$

где p_T поперечный импульс трека в GeV. Нижний порог p_T для восстанавливаемых треков равен 50 MeV. Разрешение камеры по dE/dx для частиц, дающих минимальную ионизацию, составляет 6%. На рисунке 1.3 показана экспериментальная зависимость удельных ионизационных потерь частиц в объёме CDC от их импульса.

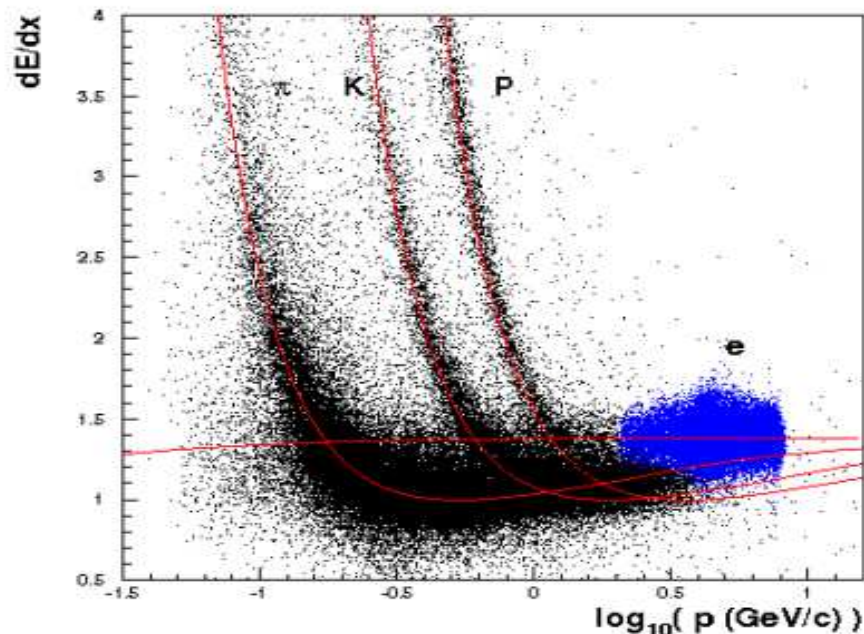


Рис. 1.3: Ионизационные потери заряженных треков в газе CDC в зависимости от импульса для различных типов частиц.

1.3.3 Детектор Черенковского излучения

Аэрогельный детектор Черенковского излучения (АСС) предназначен для идентификации заряженных пионов и К-мезонов в диапазоне импульсов от 1.2 до 3.5 GeV. В этом диапазоне импульсов отсутствует возможность идентификации заряженных частиц по ионизационным потерям и по времени пролёта. Детальное описание конструкции АСС дано в [30]. Детектор состоит из аэрогельных модулей, расположенных в передней и торцевых частях Belle. Модули имеют кубическую форму с длиной стороны около 120 мм и помещены в тонкий алюминиевый контейнер. Детектирование Черенковского излучения с модулей производится с помощью тонкосетчатых фотоумножителей (ФЭУ), спроектированных для работы в сильных магнитных полях. На один модуль приходится один или два ФЭУ. Аэрогель представляет собой легкий, высокопрозрачный, высокопористый материал на основе аморфного диоксида кремния. Выбор аэрогеля в качестве рабочего вещества обусловлен его очень низким (по сравнению с другими твердыми материалами) пока-

зателем преломления n , который может быть настроен произвольно в диапазоне от 1.01 до 1.05 в процессе его изготовления. Чтобы проходящая через аэрогель частица излучала Черенковский свет, её скорость, β , должна превышать порог $\beta > 1/n$. Для идентификации быстрых частиц важно, чтобы n был близок к единице. В боковой части детектора коэффициент преломления различается в 5 сегментах по полярному углу ($n = 1.010, 1.013, 1.015, 1.020, 1.028$), в соответствии со средним ожидаемым распределением скоростей частиц от двухчастичных распадов В-мезонов, для которых, в первую очередь был оптимизирован детектор. Общее количество счётчиков в боковой области ($34^\circ < \theta < 127^\circ$) равно 960, полное число каналов считывания 1560. Счетчики выстроены в 16 колец по оси z , в каждом кольце находится 60 счётчиков. Каждый счётчик покрывает элемент телесного угла $6^\circ \times 6^\circ$. В торцевой части детектора счётчики находятся только в передней области (по направлению электронного пучка), поскольку более медленные частицы, летящие в противоположном направлении, могут быть идентифицированы без помощи АСС. В торцевой части находятся 228 счётчиков с показателем преломления 1.030. Счётчики смонтированы в виде 5 концентрических колец по 36, 36, 48, 48 и 60 счётчиков в кольце. Световой сигнал, излучаемый частицей в радиаторе АСС, измеряется в фотоэлектронах. Средняя величина сигнала для релятивистских частиц движущихся со скоростью выше пороговой $1/n$ в боковой области детектора составляет 15 фотоэлектронов, в торцевой области 30 фотоэлектронов. На рисунке 1.4 показан срез внутренней части детектора Belle, на котором видно расположение аэрогельных счётчиков и времяпролётной системы.

1.3.4 Система измерения времени пролёта частиц

Времяпролётная система (TOF) служит для разделения каонов и пионов с импульсами до 1.2 GeV. Радиальная длина дистанции пролёта 1.2 м, временное разрешение системы TOF около 100 пс. Кроме этого, триггерные сцинтилляционные счетчики (TSC) совместно с TOF являются генераторами первичного запускающего импульса для триггера первого уровня. Времяпролётная система состоит из 128 счётчиков TOF и 64

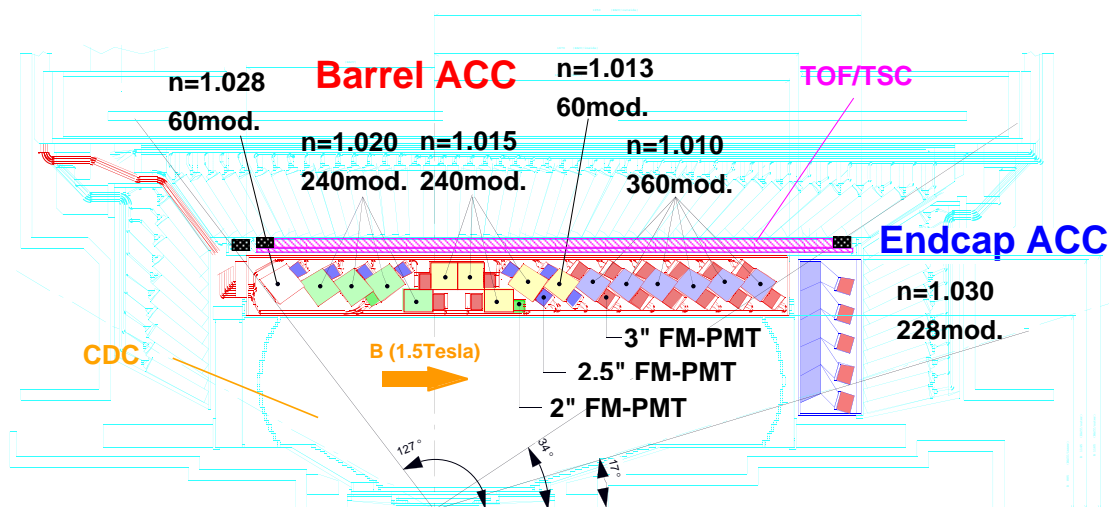


Рис. 1.4: Срез внутренней части детектора Belle, на котором показано расположение аэрогельных счётчиков и времяпролётной системы.

счётчиков TSC, изготовленных из сцинтиллятора BC408 (Bicron). Два счётчика TOF, шириной 4 см, имеющие трапециевидную форму, и один счётчик TSC, шириной 0.5 см, конструктивно объединены в единый модуль. Толщина сцинтилляционной пластины составляет 6 см, её длина равна 255 см. Экранирование модулей осуществляется при помощи поливинилового плёнки толщиной 45 мкм. В общей сложности 64 TOF-TSC модуля закрывают цилиндрическую поверхность радиуса 1.2 м в интервале от 34° до 120° по полярному углу. Счётчики TOF считываются при помощи пар тонкостенных ФЭУ с обоих концов, а счётчики TSC только с одной стороны. Таким образом, суммарное число каналов считывания в системе составляет 320. ФЭУ смонтированы непосредственно на сцинтилляторе без использования световодного волокна, что значительно снижает дисперсию по времени фотонов, попадающих в счётчик из сцинтиллятора. При использовании средневзвешенного сигнала с обоих концов считывания сцинтиллятора разрешение составляет около 100

пс с небольшой зависимостью от координаты z . Калибровка ТОФ проводилась на работающем коллайдере при помощи событий, в которых образовывались пары $\mu^+\mu^-$. События с образованием e^+e^- пар (Vhabha) не могли быть использованы для калибровки из-за обратного рассеяния из электромагнитного калориметра, расположенного рядом с ТОФ, несмотря на существенно бóльшую статистику. Применительно к адронным трекам калибровочная параметризация, сделанная по мюонам, приводит к существенному систематическому сдвигу в измеряемых временах пролёта частиц в зависимости от типа адрона (π, K, p). Для компенсации этого эффекта была введена специальная корректирующая поправка, являющаяся функцией скорости β измеряемого трека. В результате применения описанной коррекции было получено разрешение по времени пролёта для всех типов частиц приблизительно равномерное по импульсу и без систематических сдвигов. На рисунке 1.5 показано распределение по массе для адронов вычисленной из данных ТОФ для частиц с импульсом меньше 1.2 GeV. Эффективность регистрации заряженных частиц счётчиками ТОФ, измеренная на мюонных событиях, составляет 95% (88% в случае, если требуется сигнал с обоих концов сцинтиллятора). Неэффективность 5% обусловлена фоновыми частицами пучков, наличием мертвых зон между сцинтилляторами (2.8%) и падением коэффициента усиления ФЭУ в событиях с большой загрузкой.

1.3.5 Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр (ЕСЛ) предназначен для измерения энергии и направления импульса фотонов, а также для идентификации фотонов посредством сравнения энергии кластера в ЕСЛ и импульса соответствующего заряженного трека в CDC. Калориметр собран из 8736 кристаллических модулей (CsI-Tl), имеющих характерный размер 30 см \times 5 см \times 5 см (точные размеры модулей отличаются в зависимости от положения в детекторе). Длина модуля (30 см) соответствует примерно 16 радиационным длинам. Боковая часть калориметра размещена непосредственно за ТОФ, на расстоянии 125 см от оси пучков. Она обеспечивает покрытие той же области телесного угла, что и CDC. Боковая область

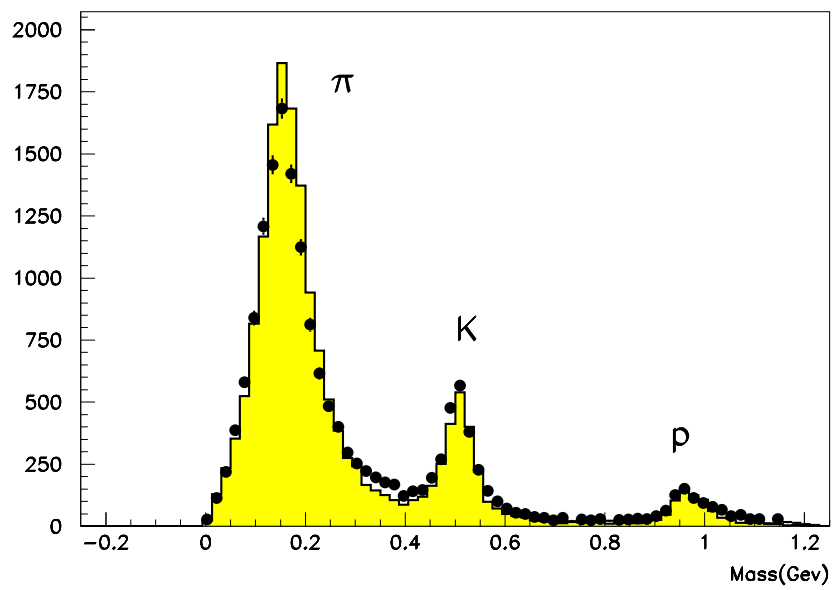


Рис. 1.5: Распределение по массе для адронов вычисленной из данных TOF для частиц с импульсом меньше 1.2 GeV. Точками представлены данные, закрашенной гистограммой - предсказание Монте Карло.

разбита на 46 сегментов по z и 144 по ϕ (в общей сложности 6624 кристалла). Передняя торцевая часть калориметра начинается с плоскости $z = +196$ см и покрывает полярный угол $12.0^\circ < \theta < 31.4^\circ$. Сегментация передней части имеет вид 13-ти концентрических колец, в каждом из которых находится от 48 (в кольце наименьшего радиуса) до 144 (во внешнем кольце) кристаллов. Общее количество кристаллов в передней части 1152. Задняя торцевая часть расположена в области $z = -102$ см и покрывает углы $131.5^\circ < \theta < 155.0^\circ$. Она включает в себя 960 кристаллов, выстроенных в 10 концентрических колец. Внутреннее кольцо состоит из 64 кристаллов, внешнее - из 144. Всего в задней, боковой и передней областях калориметра используется $29 + 36 + 30 = 95$ различных геометрических конфигураций кристаллов. Типичный кристалл из боковой части имеет форму трапеции с основаниями 6.5 см и 5.5 см и весит около 5 кг. Считывание сигналов производится при помощи двух силиконовых фотодиодов (на кристалл), с площадью чувствительной поверхности $2\text{см} \times 1\text{см}$. Количество вещества детектора, расположенного на пути следования частицы от точки взаимодействия до поверхности электромагнитного калориметра, зависит от полярного угла траектории. При $\theta = 90^\circ$ на пути к калориметру фотоны проходят через материал, эквивалентный 0.387 радиационной длины. Энергетическое разрешение может быть параметризовано как:

$$\sigma(E)/E = 0.066\%/E \oplus 0.81\%/E^{1/4} \oplus 1.34\%, \quad (1.2)$$

а пространственное разрешение описывается формулой

$$\sigma_{pos.} = 0.5\text{см}/\sqrt{E}, \quad (1.3)$$

где E - энергия фотонов или электронов в GeV. Приведённые соотношения получены на тестовом пучке фотонов с пороговой энергией 0.5 MeV на каждый из 25 кристаллов, собранных в виде матрицы 5×5 . Калибровка калориметра в реальных условиях при работающем коллайдере производится при помощи Vhabha событий.

В дополнение к описанному электромагнитному калориметру под малыми углами к оси z установлен дополнительный калориметр EFC. EFC

отличается от ЕСЛ способностью выдерживать большие радиационные нагрузки (до 5 Мрад) обусловленные синхротронным излучением вблизи пучков. Кристаллы ЕФС изготовлены из $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, имеют сечение $2\text{см} \times 2\text{см}$ и расположены в передней и задней частях детектора вблизи вакуумной трубы. ЕФС покрывает полярные углы $6.4^\circ < \theta < 11.5^\circ$ и $163.3^\circ < \theta < 171.2^\circ$. Длина кристаллов в количестве радиационных длин находится в диапазоне от 10.5 до 12.0. Измеренное энергетическое разрешение для фотонов или электронов с энергией 3.5 GeV составляет 5.8%. Более подробное описание конструкции ЕФС можно найти в работе [31].

1.3.6 Мюонная система

Мюонная система (KLM) используется для идентификации мюонов с импульсами больше 600 MeV, в интервале полярного угла $20^\circ < \theta < 155^\circ$. KLM состоит из слоёв высокорезистивных плоскопараллельных камер, чередующихся со слоями железа толщиной 4.7 см, служащими одновременно экраном магнитного поля вокруг детектора. Всего в детекторе расположено 28 слоёв мюонных камер, по два в каждом из зазоров между слоями железа для измерения двух координат проходящего трека. Помимо мюонов KLM также позволяет реконструировать направление K_L мезонов, вызывающих в железе адронные ливни. Более подробную информацию о мюонной системе Belle можно найти в работе [32].

1.3.7 Идентификация заряженных частиц

Идентификация заряженных каонов и пионов в детекторе Belle базируется на независимом измерении трёх величин: ионизационных потерь dE/dx в дрейфовой камере, времени пролёта от точки пересечения пучков до сцинтилляторов ТОФ и числа фотоэлектронов $N_{p.e.}$ в Черенковских счётчиках АСС. Каждое из этих измерений независимо друг от друга позволяет идентифицировать тип частицы в ограниченных интервалах по импульсу и телесному углу. Возникает задача объединения информации с различных детекторов в единую оценочную функцию, дей-

ствующую во всём интервале импульсов и телесных углов. Количественные требования к идентификации, используемые в анализе данных, основаны на применении бинарных отношений вероятностей различных идентификационных гипотез:

$$Prob(i/j) = P_i/(P_i + P_j), \quad (1.4)$$

где P_i, P_j - функции правдоподобия идентификационных гипотез для данного трека. Индексы i, j соответствуют пяти возможным видам заряженных частиц регистрируемых в детекторе: π, K, p, e, μ . В случае, если гипотезы i и j равновероятны и идентификация невозможна $Prob(i/j) = 0.5$. Реальная вероятность идентификации при определённом требовании $Prob(i/j)$ (например $Prob(K/\pi) > 0.6$) зависит от импульсного и углового спектра исследуемых частиц. Вычисление функций правдоподобия, входящих в соотношение (1.4), производится путём умножения функций правдоподобия для данной частицы, основанных на информации с каждой из детекторных систем по отдельности:

$$P_i = P_i^{dE/dx} \times P_i^{TOF} \times P_i^{ACC}. \quad (1.5)$$

Определение P_i^k дано ниже. В том случае, если одна или несколько детекторных подсистем не участвуют в идентификации конкретной частицы (в определённом направлении и с заданным импульсом) соответствующие множители из (1.5) убираются.

Потери энергии заряженной частицы, движущейся в веществе, описываются распределением Ландау. Для оценки наиболее вероятного значения потерь энергии использовался метод усечённого среднего: при вычислении среднего значения ионизационных потерь отбрасываются 20% максимальных измерений, а оставшиеся измерения усредняют. Это позволяет снизить влияние больших флуктуаций dE/dx , обусловленных "хвостом" распределения Ландау. Отклонения величины измеренных ионизационных потерь частицы в дрейфовой камере от ее теоретического значения выражается через величину χ^2 , определённую следующим образом:

$$\chi^2 = \frac{(dE/dx - dE/dx_i^{theor})^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{theor}^2}, \quad (1.6)$$

где индекс i соответствует одной из пяти возможных гипотез (π, K, p, e, μ) рассматриваемой частицы, dE/dx - измеренная величина ионизационных потерь, dE/dx_i^{theor} - теоретическая величина потерь энергии, вычисленная из распределения Ландау, $\sigma_{dE/dx}$ - разрешение по dE/dx , σ_{theor} - ошибка в теоретическом значении, связанная с неточным вычислением импульса. На рисунке 1.3, показывающем измеренную зависимость ионизационных потерь от импульса, хорошо различимы кривые, соответствующие электронам, мюонам, пионам, каонам и протонам, а также виден вклад дейтронов, рождающихся во взаимодействии частиц с остаточным газом и стенками вакуумной трубы. Полученное значение χ^2 в дрейфовой камере позволяет вычислить функцию правдоподобия:

$$P_i^{dE/dx} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \times \frac{1}{\sqrt{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{theor}^2}} \times e^{-\chi^2/2}. \quad (1.7)$$

Аналогичным образом определяется функция правдоподобия гипотезы идентификации исходя из информации ТОФ. Сначала, на основании разницы измеренного и ожидаемого времени прихода сигналов в ФЭУ вычисляется χ^2 ТОФ. Он конструируется с учётом измерений времени прихода сигнала в два ФЭУ, расположенных на противоположных концах сцинтиллятора. Разница ожидаемого (для данной массовой гипотезы и для импульса, измеренного в дрейфовой камере) и измеренного времени прихода сигнала записывается в виде двумерного вектора:

$$\Delta_i = t_i^{observed} - t_i^{predicted}, \quad (1.8)$$

где $i = 0, 1$ соответствует условному номеру ФЭУ. Матрица ошибок вектора Δ (обозначим её как M) имеет размерность 2×2 и содержит как некоррелированные компоненты, обусловленные неопределённостью в измерении фронта сигнала в ФЭУ, так и коррелированные, возникающие из-за ошибки в измеренном импульсе, входящем в определение ожидаемого времени прихода сигнала в каждый из ФЭУ. В результате получаем χ^2 идентификации в ТОФ:

$$\chi^2 = \Delta^T M^{-1} \Delta. \quad (1.9)$$

Если трек прошёл на границе двух сцинтилляторов и они сработали вместе, χ^2 , соответствующие каждому из сцинтилляторов по отдельности суммируются (пренебрегая возможной корреляцией измерения времени в двух счётчиках). Если один из ФЭУ имеет слишком большой χ^2 (более 5), то его информация исключается из рассмотрения. В общем случае произвольного количества сработавших счётчиков, функция правдоподобия массовой гипотезы в ТОФ записывается в виде:

$$P_i^{TOF} = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \times e^{-\chi^2/2}, \quad (1.10)$$

где $i = 1 \dots N$ - номер счетчика. Знаменатель соотношения (1.10) представляет собой детерминант полной матрицы ошибок в пренебрежении корреляций между измерениями отдельных счётчиков.

В отличие от дрейфовой камеры и ТОФ, Черенковский детектор в эксперименте Belle является пороговым прибором и поэтому построение функции правдоподобия в АСС аналогичным образом с помощью построения χ^2 невозможно. Количественной характеристикой трека в Черенковских счётчиках является число фотоэлектронов $N_{p.e.}$, которое теоретически, либо равно нулю (для частиц со скоростью ниже порога $1/n$), либо распределено по закону Пуассона со средним в интервале 15 - 30 зависимости от участка детектора (для треков с $\beta > 1/n$). На практике распределение $N_{p.e.}$ для подпороговых частиц имеет "хвост" справа от нуля из-за δ -электронов и фотонов, излучаемых рефлектором аэрогелевого модуля. Распределение Пуассона для надпороговых частиц также размыто флуктуациями отклика ФЭУ на определённое количество фотонов. В результате подход, основанный на сравнении измеренной и ожидаемой величины $N_{p.e.}$, оказывается непригодным из-за больших систематических неопределённостей. В эксперименте Belle используется метод сравнения измерений $N_{p.e.}$ с пороговыми величинами N_{thr} . Функция правдоподобия идентификационной гипотезы в АСС вычисляется следующим образом:

$$\begin{aligned} P_i^{ACC} &= \epsilon(N_{p.e.} \geq N_{thr}), \\ P_i^{ACC} &= 1 - \epsilon(N_{p.e.} < N_{thr}). \end{aligned} \quad (1.11)$$

Величина N_{thr} выбирается в зависимости от интервала телесного угла исходя из условия максимального разделения под- и надпороговых частиц. Параметр ϵ определён методом Монте Карло для 18 значений скорости β различных типов адронов и линейно интерполируется для промежуточных значений. Кроме того, таблица ϵ , как и N_{thr} различается в 10 интервалах телесного угла, соответствующих различным типам используемых Черенковских счётчиков.

Для калибровки описанных методов идентификации с помощью реальных данных использовались распады $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, которые выделяются чисто кинематически без использования информации об идентификации частиц.

1.3.8 Триггерная система

Система записи данных способна обеспечить скорость записи не более 500 событий в секунду. Исходя из этого условия детектор Belle оснащён триггером для отбора интересных физических событий и подавления фона в режиме реального времени. В таблице 1.3 показано число событий в секунду для основных физических процессов, выделяемых триггером при светимости $10^{34}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Таблица 1.2: Полное сечение и число событий в секунду для различных физических процессов при проектной светимости ускорителя КЕКВ. Индекс (*) означает, что число событий в секунду указано с учётом фактора подавления 1/100, который вводится в триггере для данного типа событий.

Физический процесс	Полное сечение (нб)	Число событий в сек.
$\Upsilon(4S) \rightarrow BB$	1.2	12
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	2.8	28
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16
Bhabha ($\theta_{lab} > 17^\circ$)	44	4.4 (*)
$\gamma\gamma$ ($\theta_{lab} > 17^\circ$)	2.4	0.24 (*)
2γ процессы ($\theta_{lab} > 17^\circ$)	15	35 ($p_t >$) GeV
Всего	67	96

Для обеспечения высокой эффективности отбора адронных событий, триггерная система построена по принципу логического "ИЛИ" для выпол-

нения двух условий - наличия треков в дрейфовой камере и большой суммарной энергии в электромагнитном калориметре. Кроме того, в Belle имеется калибровочный триггер Bhabha событий и двухфотонных процессов для калибровки калориметра и точного вычисления интегральной светимости. При увеличении светимости наблюдается рост ускорительных фонов, в первую очередь синхротронных. При светимости $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ число событий, прошедших триггер в секунду, составляет около 200, при этом эффективность по отношению к инклюзивным событиям $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ превышает 99.9%. На рисунке 1.6 показана диаграмма потоков информации от детекторных систем к триггерному блоку, принимающему решение о записи события - GDL.

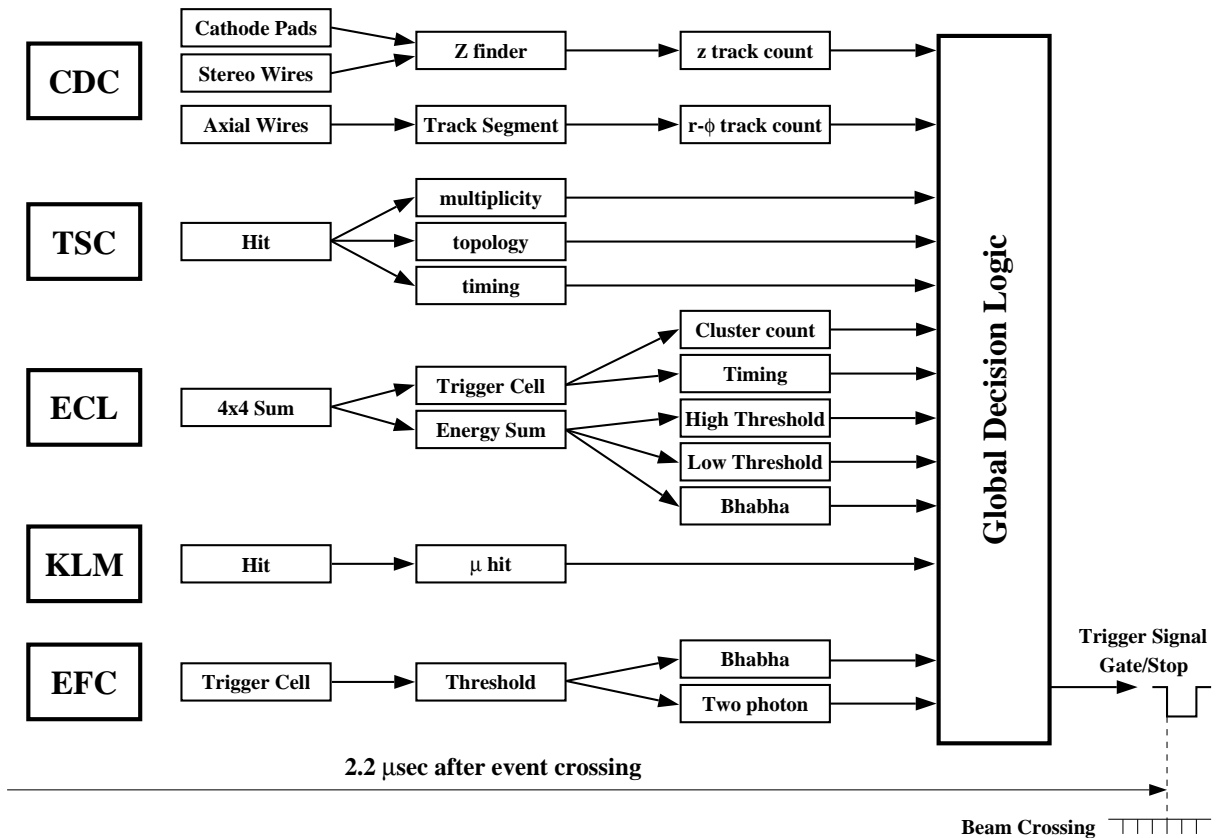


Рис. 1.6: Логическая схема триггерной системы детектора Belle.

Полное время прохождения данных от детектора до выходного сигнала GDL составляет 2.2 мкс, из них 0.35 мкс занимает непосредственно обработка данных в GDL. Триггерная система работает в режиме

"pipeline" с синхронизацией по RF частоте ускорителя (509 МГц) с коэффициентом деления 1/32. Важным условием эффективного отбора событий является правильная установка точки начала считывания сигналов дрейфовой камеры и электромагнитного калориметра. Поскольку интервал между электрон-позитронными столкновениями очень мал (2.2 нс при проектной светимости), ускорительные "часы" не могут быть использованы для такой синхронизации. Вместо них в качестве таймера для TDC и каналов считывания ECL выступают сцинтилляционные счётчики TOF, обеспечивающие точность стартового сигнала не хуже 10 нс. В торцевой области, где нет TOF, аналогичную роль выполняет калориметр. Точность в этом случае составляет около 100 нс. Базовая триггерная схема для адронных событий основана на выполнении одного из 4-х условий:

- 2 трека с "жёсткими" требованиями;
- 3 трека с "мягкими" требованиями;
- число изолированных кластеров в калориметре ≥ 4 ;
- полная энергия в калориметре ≥ 1 GeV.

Указанные условия не являются взаимно исключаящими и их совместное применение позволяет свести неэффективность к минимуму. Эффективность триггера контролируется при помощи случайных событий, записанных в обход основного триггерного отбора. Система записи находится в центре КЕК на расстоянии 2 км от детектора и соединена с ним при помощи оптоволоконной линии связи. Максимальная скорость записи событий достигает 500 Гц (15 Мбайт/сек), "мёртвое" время системы составляет не более 10%.

1.3.9 Моделирование детектора

Для определения разрешения и эффективности детектора при исследовании определённых физических процессов используется моделирование сигнальных процессов методом Монте Карло. Исследование фоновых процессов также часто проводится с помощью моделирования.

Процесс моделирования состоит из трёх последовательных стадий:

- моделирование кинематики изучаемого физического процесса с последующим распадом всех короткоживущих частиц;
- проведение стабильных частиц через детектор и моделирование отклика всех компонент детектора;
- обработка записанных таким образом событий стандартной программой реконструкции.

Первая стадия - моделирование кинематики интересующего сигнального или фонового процесса осуществляется с помощью пакета программ qq [33]. Она включает рождение частиц в e^+e^- столкновениях и их последующие распады вплоть до долгоживущих частиц, которые регистрируются детектором. Часть сигнальных процессов (учёт радиационных поправок к начальному состоянию) не предусмотрена стандартным набором пакета и описывается самостоятельной программой, основанной на расчётах в рамках КЭД.

Программа, описывающая прохождение долгоживущих частиц через вещество детектора, написана на основе пакета GEANT [34]. Она моделирует отклик элементов детектора на прохождение частиц, например, амплитуду и время прихода сигнала в дрейфовой камере, энерговыделение во времяпролётных счётчиках, в калориметре и т.д. Полная информация об отклике всех компонент детектора в событии записывается в той же форме, что и реальные данные. Фоновая загрузка детектора извлекается непосредственно из данных, используя записанные события со случайным триггером. Реальные фоновые отклики всех компонент детектора добавляются к моделированным. Таким образом, ожидается, что записанные Монте Карло события соответствуют реальным событиям, записанным при наборе данных.

Параметры работы отдельных систем детектора, описанные при помощи GEANT, контролируются в лабораторных тестах на выведенных пучках, а также с использованием космических частиц и реальных данных, набранных при работе детектора на коллайдере. Постоянная процедура

калибровки отклика элементов детектора и прецизионное измерение их взаимного расположения позволяет поддерживать соответствие между моделированием и реальными экспериментальными данными.

На последнем этапе моделированные события восстанавливаются тем же способом, что и реальные данные, а реконструированные Монте Карло события анализируются теми же программными средствами, что и данные.

Глава 2

Эксперимент DELPHI на коллайдере LEP

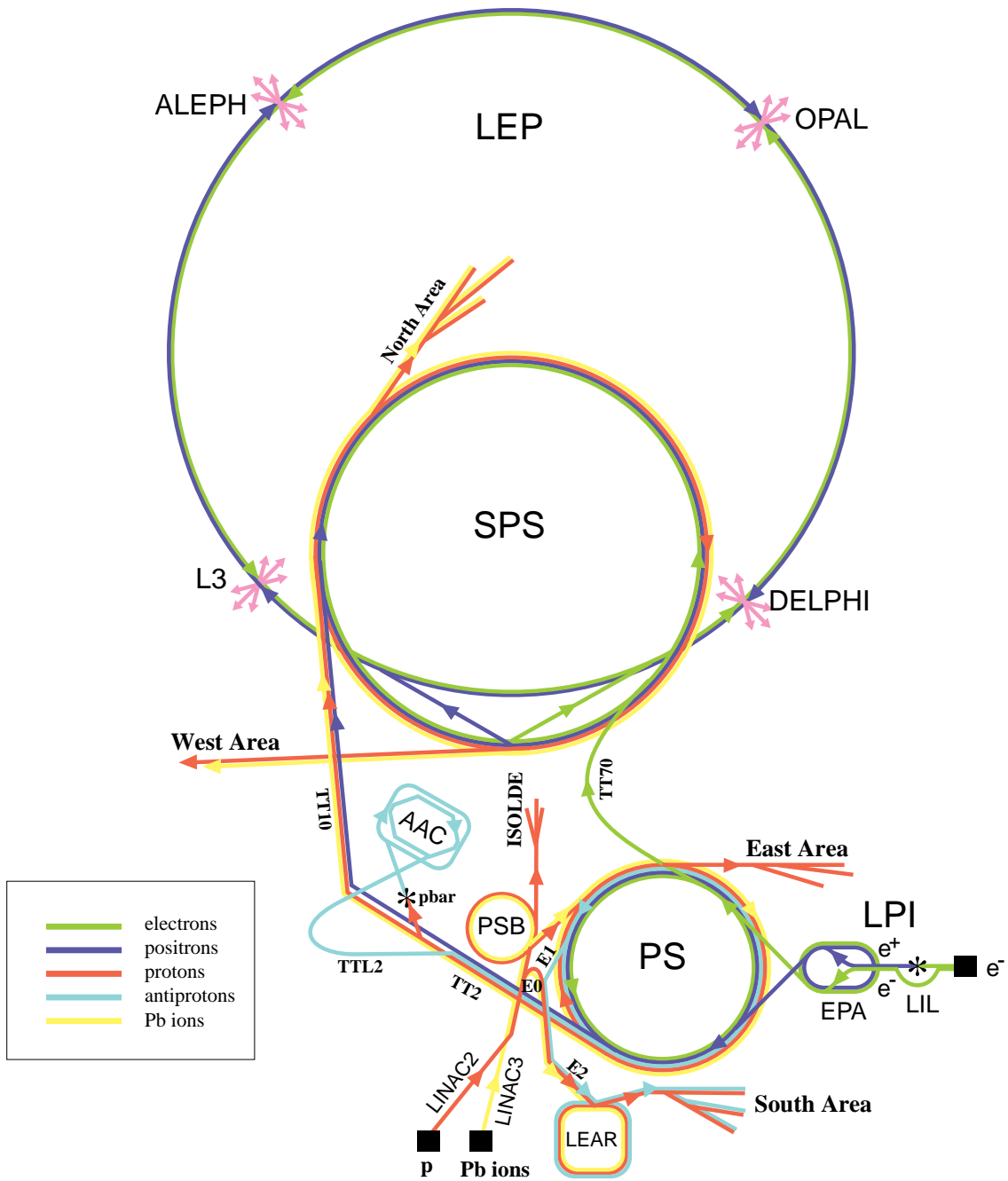
2.1 Постановка и особенности эксперимента на LEP

Коллайдер LEP (Large Electron and Positron collider) был построен и эксплуатировался Европейским центром ядерных исследований (CERN). Электроны и позитроны перед тем как быть инжектированными в большое кольцо LEP ускоряются в ускорителях рассчитанных на более низкие энергии. Схема ускорителей показана на рисунке 2.1. Сначала ускорение происходит в линейном ускорителе LIL до 600 MeV, после чего электроны и позитроны переводятся в кольцевой накопитель PS, где ускоряются до энергии 3.5 GeV. Затем из PS электроны и позитроны попадают в ускоритель SPS, где они ускоряются до 22 GeV. После этого электроны и позитроны попадают в кольцо LEP, где ускоряются до энергий необходимых для физических исследований. Работа коллайдера LEP по времени была разделена на два этапа. На первом этапе (LEP I) энергия сталкивающихся электронов и позитронов была примерно равна массе Z-бозона. На втором этапе (LEP II) энергия пучков превышала порог парного рождения W-бозонов. В четырех местах столкновений пучков на глубине около 100 м под землей расположены экспериментальные установки: ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL.

В задачи экспериментов на LEP I входило изучение процессов образования и распада Z-бозона, а также изучение свойств частиц, образующихся при распадах Z-бозона. При этом интерес представляли как адронные так и лептонные распады Z-бозона .

Z-бозон распадается на элементарные фермионы: лептоны и кварки,

CERN Accelerators



LEP: Large Electron Positron collider
 SPS: Super Proton Synchrotron
 AAC: Antiproton Accumulator Complex
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
 PSB: Proton Synchrotron Booster
 PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector
 EPA: Electron Positron Accumulator
 LIL: Lep Injector Linac
 LINAC: LINEar ACcelerator
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

Rudolf LEY, PS Division, CERN, 02.09.96

Рис. 2.1: Схема ускорительного комплекса LEP.

так что можно говорить об 11 основных элементарных модах распада: 6 лептонных мод (e^+e^- , ..., $\nu_e\bar{\nu}_e$, ...) и 5 кварковых ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$), на $t\bar{t}$ распад Z-бозона кинематически запрещён. Среди лептонных мод распада есть так называемые "невидимые" распады на $\nu\bar{\nu}$, которые не регистрируются и составляют $(20.01 \pm 0.16)\%$ [35, 36, 37] от общей ширины Z-бозона. Относительная вероятность распада $Z \rightarrow l^+l^-$ (e^+e^- , ...) измерена достаточно точно и составляет $(3.367 \pm 0.006)\%$ [5] для каждого типа заряженных лептонов.

Распады Z-бозона в заряженные лептоны характеризуются малыми множественностями заряженных частиц в событии. В случае e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ распадов в событиях наблюдается два заряженных трека с инвариантной массой близкой к энергии сталкивающихся электронного и позитронного пучков. В случае $\tau^+\tau^-$ распада наблюдаемая инвариантная масса заряженных частиц и фотонов значительно меньше энергии сталкивающихся электронов и позитронов из-за части энергии τ -лептонов, уносимой недетектируемыми нейтрино.

При распаде Z-бозона на кварки происходит процесс адронизации, в конечном состоянии наблюдаются только стабильные частицы, главным образом адроны и фотоны. Такие события называются адронными. Все наблюдаемые в таком событии частицы можно объединить в несколько струй, направление которых с хорошей точностью соответствует направлению исходных кварков, поскольку при адронизации поперечные (к направлению движения кварков) импульсы образующихся стабильных адронов малы.

Относительная вероятность распада Z-бозона \rightarrow адроны составляет $(69.90 \pm 0.15)\%$ [38, 39, 40, 41]. Адронные события отличаются большой множественностью заряженных частиц в конечном состоянии и, как правило, легко отличимы от лептонных событий [39]. Разделить адронные события по типу исходных кварков гораздо труднее, для этого используются особенности их адронизации и распада.

В задачи экспериментов на LEP II входило изучение процессов образования W-бозонов, их распадов, а также поиски проявления так называемой "новой" физики (это в основном поиски суперсимметричных частиц

и бозона Хиггса). Кроме этого LEP II даёт уникальные возможности для изучения процессов фотон-фотонных взаимодействий. В этом случае электрон и позитрон сбрасывают квазиреальные фотоны, которые сталкиваясь образуют адроны. Инвариантная масса сталкивающихся фотонов может быть достаточно большой для рождения тяжелых состояний, содержащих s и b кварки. В экспериментах на LEP II возможно изучение как инклюзивных характеристик таких событий, так и эксклюзивных реакций образования адронов с положительной зарядовой четностью при столкновении квазиреальных фотонов.

Для решения описанных выше проблем необходимо иметь возможность высокоточного измерения импульсов, положения треков в пространстве, а также идентифицировать частицы. Установка DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification), краткое описание которой дается в следующем разделе, удовлетворяет всем этим требованиям.

2.2 Эксперимент DELPHI

Полное описание установки DELPHI можно найти в [42], здесь же приводится краткая характеристика некоторых частей DELPHI, в основном тех, которые используются при выделении лептонных и адронных событий и идентификации частиц в этих событиях.

Общий вид установки DELPHI представлен на рисунке 2.2. Она состоит из цилиндрической части (barrel) и двух торцевых частей (end-caps), которые в собранном виде перекрывают практически полный телесный угол. Торцевые части могут раздвигаться, что обеспечивает доступ к детекторам внутри цилиндрической части.

Правовинтовая система координат $x y z$ в DELPHI определена следующим образом: ось z направлена вдоль электронного пучка, ось x направлена по направлению к центру кольца LEP. Полярный угол с осью z обозначается θ , азимутальный угол вокруг оси z обозначается ϕ ; радиальная координата - $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. Область полярного угла перекрываемая цилиндром barrel - $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$.

Внутри цилиндрической части создается однородное магнитное поле

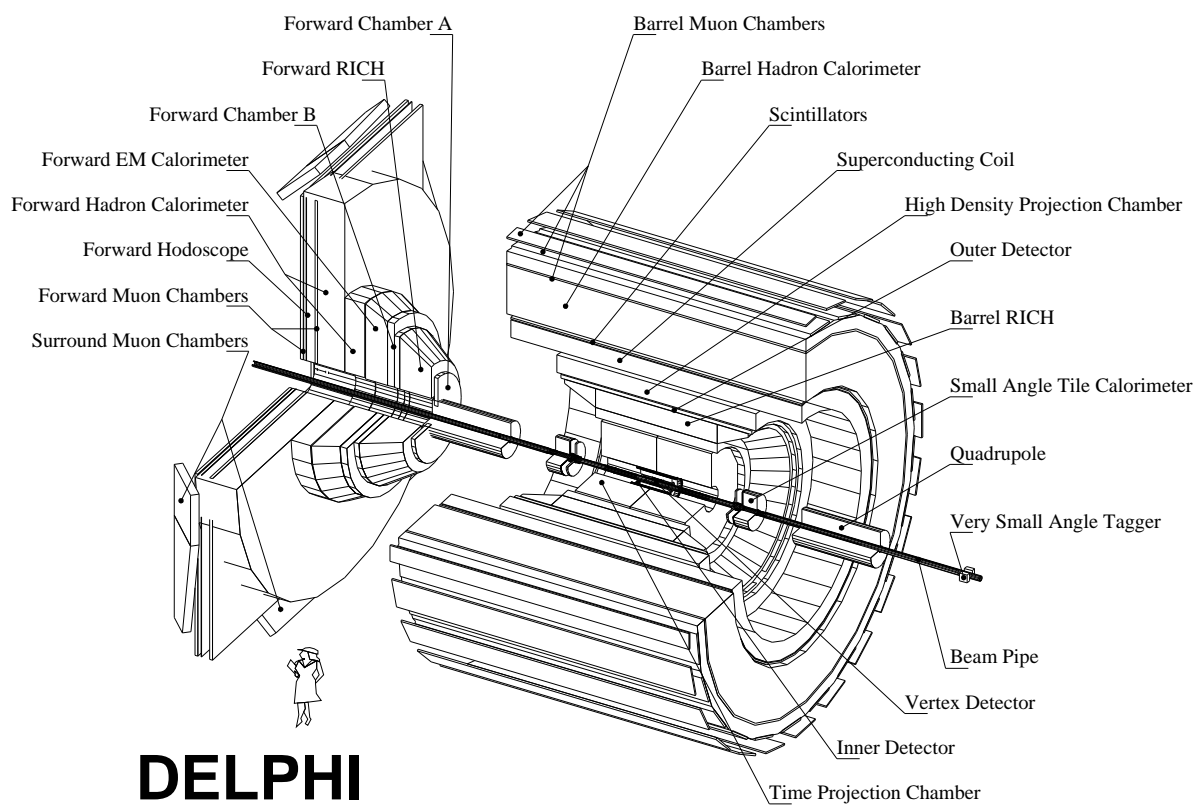


Рис. 2.2: Общий вид установки DELPHI

с напряженностью 1.23 Тесла, направленное вдоль оси пучка (ось z). Это поле генерируется сверхпроводящим соленоидом [42], который имеет длину 7.4 м и внутренний диаметр 5.2 м и является на сегодняшний день одним из самых больших в мире сверхпроводящих магнитов соленоидального типа.

Трековая система DELPHI включает в себя вершинный детектор (VD), внутренний детектор (ID), времяпроекционную камеру (TPC), внешний детектор (OD) и система мюонных камер (MUB, MUF, SMC). Внутри трековой системы была включена система идентификации заряженных частиц RICH. Это ограничивает доступный объём для других частей трековой системы, в частности для TPC. Чтобы обеспечить хорошую точность измерения импульсов быстрых треков требуется дополнительный слой трековых детекторов OD, который находится за системой RICH, но внутри соленоида. В передней области детектора $11^\circ \leq \theta \leq 33^\circ$ и $147^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$ расположены передние трековые камеры FCA и FCB, а между ними передний детектор RICH. Внешний слой трековых детекторов состоит из мюонных камер MUB, MUF, SMC.

Калориметрическая система состоит из бочкового электромагнитного калориметра (HPC), переднего электромагнитного калориметра в торцевых частях (FEMC), адронного калориметра (HAC). По обеим сторонам точки взаимодействия пучков на расстоянии 2.2 метра располагался электромагнитный калориметр SAT (Small Angle Tagger) до 1995 года, а затем STIC (Small angle Tile Calorimeter), перекрывавшие передний полярный угол от 1.7° до 10° . Эти калориметры использовались для измерения светимости коллайдера путём регистрации событий Bhabha рассеяния. На расстоянии 7.7 метра по обеим сторонам от точки взаимодействия пучков располагался калориметр очень малых углов VSAT (Very Small Angle Tagger). Он позволял регистрировать электроны и позитроны, рассеянные на малые углы, что помогало в разделении событий фотон-фотонных взаимодействий на так называемые single-tag events и no-tag events.

2.2.1 Вершинный детектор

Вершинный детектор (VD) представляет собой три концентрических цилиндрических слоя кремниевых пластин, расположенных на расстоянии 6, 8.5 и 11 см от оси пучка. Детектор имеет длину около 24 см вдоль оси пучка, перекрывая центральную область взаимодействия. Каждый слой состоит из 24 отдельных модулей, имеющих $\sim 10\%$ перекрытие друг с другом. Каждая пластина разделена на полосы (*strips*), направленные вдоль оси пучка. Расстояние между стрипами - $25\mu m$, толщина каждого слоя - $300\mu m$. В сумме 3 слоя вершинного детектора составляют не более 1.6% радиационной длины. Этот показатель очень важен с точки зрения многократного рассеяния, которое влияет на точность определения траекторий заряженных частиц. Внутреннее разрешение вершинного детектора составляет около $8\mu m$, двухтрековое разрешение не превышает $100\mu m$. Эти характеристики приводят к тому, что точность определения промаха трека в вершине взаимодействия для энергичных треков ($P > 10$ ГэВ/с) составляет $20\mu m$. Координата вершины первичного взаимодействия в адронных событиях определяется с точностью $20\mu m$. С начала 1994 года первый и третий слой были оснащены кремниевыми детекторами, определяющими координаты также в z - направлении. Детальное описание VD и его работы можно найти в работах [43, 44].

2.2.2 Внутренний детектор

Внутренний детектор (ID) находится сразу (см. Рис.3.2) за вершинным детектором. Он имеет внутренний радиус 12 см, внешний радиус 28 см и перекрывает полярный угол между 29° и 151° . Этот прибор состоит из двух частей: дрейфовой камеры, измеряющей до 24 точек для каждого трека в $R - \phi$ плоскости (перпендикулярной z), и 5 слоев пропорциональных камер, позволяющих связывать измерения трека в $R - \phi$ плоскости с измерениями в z - направлении. Внутреннее разрешение детектора составляет $90\mu m$ в плоскости $R - \phi$ и около $600\mu m$ в z - направлении.

2.2.3 Время-проекционная камера

Время-проекционная камера (ТРС) является основным трековым детектором установки DELPHI (см. Рис.3.2). Этот прибор представляет собой цилиндр с внутренним радиусом 35 см, внешним радиусом 111 см и длиной 2.7 м. С помощью ТРС измеряется до 16 пространственных точек для каждого трека, причем внутреннее разрешение прибора в плоскости $R - \phi$ составляет 180 - 280 μm (в зависимости от полярного угла направления трека), разрешение в z направлении не хуже, чем 0.9 мм. Двух-трековое разрешение ТРС составляет 1.5 см. О хорошем координатном разрешении ТРС говорит тот факт, что разрешение по массе K^0 мезона, реконструированного по двум измеренным в ТРС трекам от π - мезонов, составляет 10 МэВ. Кроме координатной информации, ТРС позволяет измерять энергетические потери трека при прохождении через вещество (dE/dx). Эта информация используется для идентификации частиц с низкими импульсами. Разрешение dE/dx для пионов с импульсом между 280 и 400 МэВ/с составляет 7.5%.

2.2.4 Внешний детектор

Внешний детектор (OD) позволяет улучшить точность измерения импульса заряженных частиц. Этот детектор состоит из 5 слоев дрейфовых трубок, находящихся на расстоянии между 198 и 206 см от оси пучка и перекрывающих полярный угол от 42° до 138° (см. Рис.1.1). Внутреннее разрешение этого детектора составляет около 100 μm в $R - \phi$ плоскости и 4.4 см в z направлении.

Как видно из данного описания основных трековых детекторов, наилучшую точность в измерении треков в плоскости $R - \phi$ дает вершинный детектор, остальные детекторы служат для измерения импульса и полярного угла вылета частиц, улучшения точности измерения азимутального направления импульса.

2.2.5 Передние камеры

Передние камеры А и Б (forward chamber A and B), расположенные в каждой из двух торцевых крышек, необходимы для восстановления параметров заряженных частиц с относительно малыми (от $11(145)^\circ$ до $35(169)^\circ$) полярными углами.

Камера А расположена от ± 155 до ± 165 см по оси z и состоит из двух полудисков с внутренним радиусом 30 см и внешним 130 см. Каждая камера А состоит из 3 сдвоенных слоев, повернутых друг относительно друга на 120 градусов. Каждый слой состоит из квадратных (15) ячеек с анодной проволочкой в центре. Координатное разрешение каждого слоя около $150 \mu m$ в $R - \phi$ плоскости.

Камера Б покрывает R от 53 до 195 см и расположена от ± 267 до ± 283 см по z . Камера также состоит из двух полудисков, каждый из которых разделён на 6 ϕ секторов. Сектор состоит из 12 сигнальных проволочек с $R - \phi$ разрешением около $120 \mu m$.

Основное назначение камеры А - быстрая триггерная информация; кроме того, камера исполняет вспомогательные функции при реконструкции треков заряженных частиц. Камера Б, имея большее (чем камера А) количество (измеренных с более высокой точностью) точек на треке, является детектором, дополняющим время-проекционную камеру для измерения параметров заряженных частиц в передней (с относительно малыми полярными углами) области.

Достаточно энергичная (с импульсом выше 400-600 МэВ/с) заряженная частица детектируется сразу несколькими трековыми детекторами. Как результат комбинированного фитирования параметров восстановленных треков, относительное разрешение DELPHI по импульсу ($\sigma(p)/p$) составляет $0.0015p$ (ГэВ/с) для частиц от 40 до 90 градусов (цилиндрическая часть) и $0.003p$ (ГэВ/с) для частиц с полярным углом меньше 40 градусов (область торцевых крышек).

2.2.6 Калориметр очень малых углов

Калориметр Очень малых углов (VSAT) состоит из четырех W-Si модулей длиной 10 см с поперечными размерами 5×3 см². Толщина каждого модуля составляет $24 X_0$. Два модуля смонтированы на расстоянии 7.7 м от точки взаимодействия на горизонтальных поверхностях эллиптического вакуумного ионопровода. Два других модуля расположены симметрично по оси z на обратной стороне установки. Каждый модуль собран из 12 W-пластин, между которыми расположены две Si- плоскости с 32-мя вертикальными стрипами после 5 и 9 X_0 и одна плоскость с 48-ю горизонтальными стрипами после 7 X_0 . Шаг стрипов в каждой плоскости 1 мм. Относительное разрешение калориметра по энергии равно 5% для 45 ГэВ-ного электрона.

2.2.7 Калориметр малых углов

Калориметр Малых углов (SAT) состоит из двух модулей, расположенных между ± 233 и ± 285 см по оси z и между 10 и 36 см по радиусу. Калориметр покрывает область полярного угла от $2.5(172.3)^\circ$ до $7.7(177.5)^\circ$. Каждый модуль собран из чередующихся слоев свинцовых пластин (толщиной 0.9 мм) и пластиковых сцинтиллирующих волокон (диаметром 1 мм), ориентированных параллельно оси столкновения пучков. Считывание информации производится с сегментов. Каждый модуль разделён на 8 сегментов (колец) по радиусу и на 15-ти(7.5-ой) градусные азимутальные сегменты для четырех внутренних (внешних) колец. Калориметр покрывает область полярного угла от 5 до 7 мрад, относительное энергетическое разрешение калориметра равно 5% при энергии электрона 45 ГэВ.

С 1995 года SAT был заменен на STIC (Small Angle Tile Calorimeter). Он состоит из двух калориметров расположенных на расстоянии ± 220 сантиметров от точки взаимодействия и перекрывает область полярных углов от 29 до 185 миллирадиан.

Основное назначение VSAT, SAT и STIC детекторов - измерение светимости коллайдера. Физическим процессом, на основе которого делает-

ся такое измерение, является упругое рассеяние электрона на позитроне - так называемое Bhabha - рассеяние.

Конструктивные параметры детектора были оптимизированы таким образом, чтобы обеспечить максимально возможную статистику процессов Bhabha - рассеяния при соблюдении таких методических требований, как радиационная стойкость детектора; малый фон частиц, выбивших из пучка (off-momentum); быстродействие детектора.

2.2.8 Передний электромагнитный калориметр

Передний ЭлектроМагнитный Калориметр (FEMC) состоит из двух модулей, расположенных между ± 284 и ± 340 см вдоль оси z и между 46 и 240 см по радиусу, что соответствует полярному углу от $10(143.5)^\circ$ до $36.5(170)^\circ$. Каждый модуль собран из 4532 блоков свинцового стекла. Блоки имеют форму урезанной пирамиды и собраны в модуль в так называемой псевдо проекционной геометрии, когда оси симметрии блоков сходятся в точке с ненулевой z . Такая проекционность позволяет реконструировать полярный угол нейтральной частицы, имеющей достаточно большую энергию. Относительное энергетическое разрешение калориметра равно $\sigma(E)/E = 0.15/\sqrt{E} \oplus 0.03 \oplus 0.11/E$, где E в ГэВ.

2.2.9 Проекционная камера высокой плотности

Проекционная камера высокой плотности (High-Density Projection Chamber - HPC) - электромагнитный калориметр в области цилиндрической части - имеет достаточно сложную конструкцию, детальное изложение которой может быть найдено в работах [45]. Здесь мы только отметим, что конструкция детектора реализует принцип время-проекционности в калориметрии. Детектор имеет высокую пространственную гранулярность и позволяет измерять трехмерное распределение заряда в электромагнитном ливне. Детектор собран из 144 модулей и покрывает полярный угол от 43° до 137° и обеспечивает относительное энергетическое разрешение $\sigma(E)/E = 0.32/\sqrt{E} \oplus 0.043$, где E в ГэВ.

2.2.10 Детекторы RICH

Основное внимание при конструировании детектора было уделено возможности идентификации частиц конечного состояния. Идентификация электронов и мюонов проводится с помощью электромагнитных калориметров и мюонных камер, соответственно. Тау лептоны регистрируются по их лептонным и адронным распадам. Для идентификации адронов применяются специальные RICH (Ring Imaging CHerenkov) детекторы [46, 47].

DELPHI RICH детекторы содержат по два радиатора с разными коэффициентами преломления. Жидкостный радиатор применяется для идентификации частиц в интервале импульсов от 0.7 до 8 ГэВ/с, а газовый радиатор от 2.5 до 25 ГэВ/с.

Первичной информацией для измерения среднего черенковского угла частицы являются точки в пространстве, соответствующие измеренным координатам черенковских фотоэлектронов, которые были ассоциированы с треком. Измеренные координаты точек переводятся в плоскость, ортогональную к треку. В этой плоскости координаты фотонов от черенковского излучения составляют кольцо. Для приписывания среднего черенковского угла треку применяется метод максимального правдоподобия, который использует информацию о первичном распределении фотоэлектронов. Одной из основных проблем является эффективное выделение истинных сигналов на фоне шумовых. Эффективность идентификации заряженных каонов, оцененная с помощью Монте-Карло событий, составляет в среднем 70%. Зависимости средних черенковских углов для заряженных треков от импульсов в детекторах RICH с жидкостным и газовым радиаторами показан на рисунке 2.3.

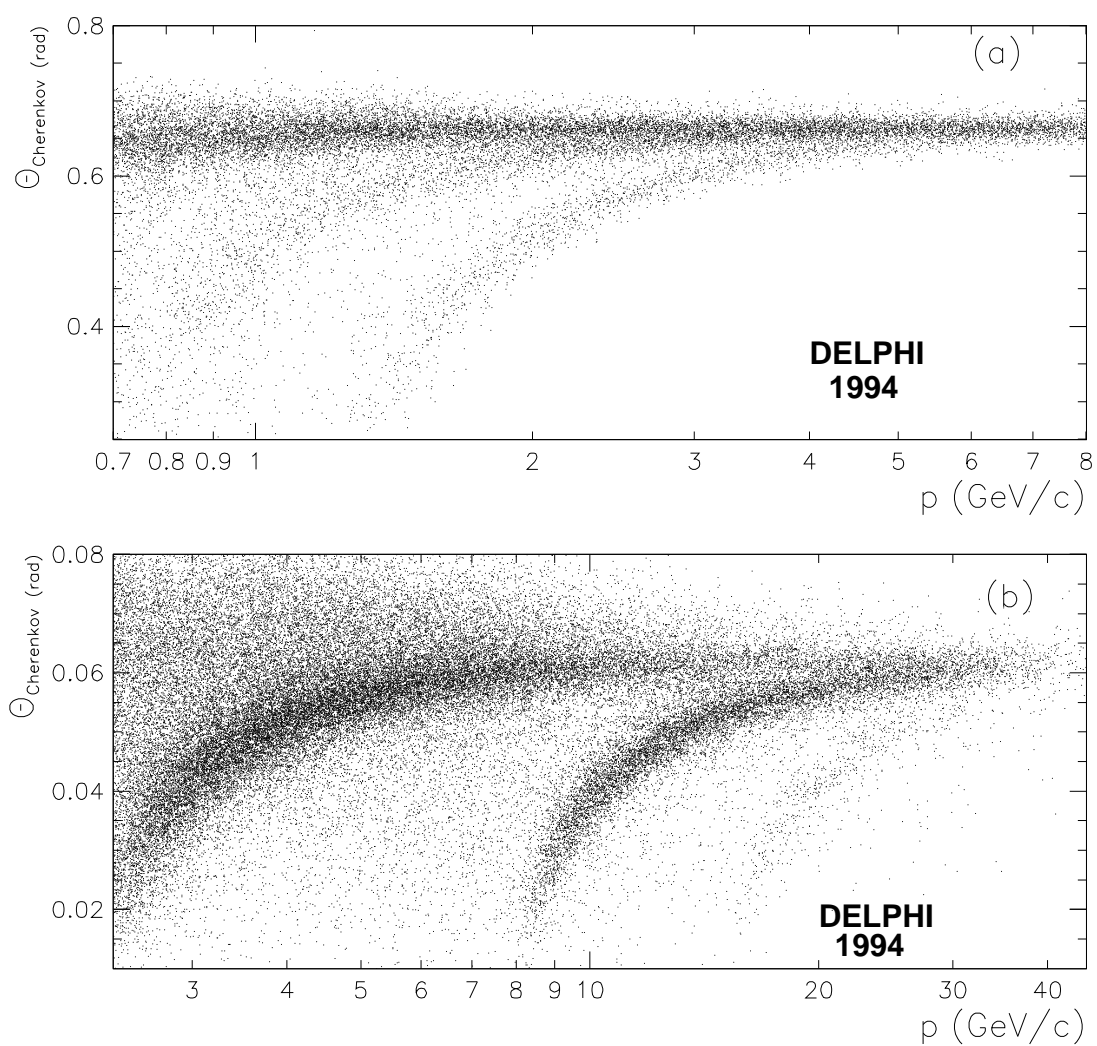


Рис. 2.3: Средние черенковские углы для заряженных треков в зависимости от импульса треков: (а) для детектора RICH с жидкостным радиатором, (б) Для детектора RICH с газовым радиатором.

Глава 3

Эксклюзивные реакции рождения векторного и псевдоскалярного мезонов в e^+e^- аннигиляции

В данной главе представлены измерения сечений эксклюзивных процессов $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ при энергии 10.58 GeV. Представлены отбор событий и метод анализа данных, проведены сравнения с предсказаниями теоретических моделей для этих процессов, исследована зависимость сечений этих реакций от энергии путем сравнения результатов эксперимента Belle с данными, полученными при энергиях 3 GeV.

3.1 Введение

Большая статистика накопленных данных на В-фабриках позволяет изучать редкие эксклюзивные двухчастичные процессы в e^+e^- аннигиляции. Примером такого сильно подавленного процесса являются реакции типа $e^+e^- \rightarrow VP$, где V и P обозначают соответственно векторный и псевдоскалярный мезон. В экспериментах Belle и BABAR было обнаружено, что сечение реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta_c$ существенно выше теоретически предсказанного [48, 49]. Основная диаграмма для рождения двойного чарма аналогична диаграмме, описывающей реакцию $e^+e^- \rightarrow \phi\eta(\eta')$, где s -кварки заменяются на c -кварки. Анализируя эти реакции все вместе можно глубже понять лежащие в основе физические процессы. В дополнение к реакциям $e^+e^- \rightarrow \phi\eta(\eta')$ в эксперименте Belle есть возможность

изучения реакций $e^+e^- \rightarrow \rho\eta(\eta')$ которые тоже принадлежат к классу VP , но с другой изоспиновой конфигурацией. До проведенного анализа эксперимента Belle некоторые реакции типа $e^+e^- \rightarrow VP$ были проанализированы при других энергиях сталкивающихся пучков: в эксперименте DM1[50] при \sqrt{s} от 1.4 до 2.18 GeV, в эксперименте CLEO[51] при $\sqrt{s} = 3.67$ GeV и в эксперименте BABAR при \sqrt{s} от 1 до 3 GeV[52], используя процесс излучения фотонов в начальном состоянии, а также при $\sqrt{s} = 10.58$ GeV[53]. Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ также было измерено коллаборацией BES[54] при $\sqrt{s} = 3.65$ GeV. Реакция $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$ до сих пор не наблюдалась, однако существует верхний предел на сечение этой реакции, установленный коллаборацией CLEO[51]. Этот предел может быть полезен для проверки теоретических предсказаний, дающих различные зависимости от энергии для данной реакции. Модели, основанные на КХД, дают зависимость от энергии сечения реакции $e^+e^- \rightarrow VP$ $1/s^4$ [55, 56]. В то же время сравнение сечений процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ измеренных в экспериментах CLEO и BABAR делает более предпочтительной зависимость $1/s^3$. Зависимость $1/s^3$ также предсказывается для реакции $e^+e^- \rightarrow VP$ в работе [57].

Позднее были опубликованы теоретические предсказания сечений реакций $e^+e^- \rightarrow VP$ в приближении светового конуса[3, 4]. Эти предсказания даны для двух значений \sqrt{s} : 3.67 и 10.58 GeV. Авторы работы [3] заявили, что их результаты зависят от энергии как $1/s^3$. В работе [4] ожидается асимптотическое поведение $1/s^4$ при $s \rightarrow \infty$.

Из-за того, что в эксперименте нельзя разделить процессы $e^+e^- \rightarrow VP$ с испусканием мягких фотонов и без их испускания, анализ проводился для реакций $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ с энергией мягкого электромагнитного излучения меньше 0.3 GeV.

Описываемый в данной главе анализ использовал данные набранные детектором Belle на коллайдере KEKB с асимметричными энергиями e^- и e^+ пучков. Для определения сечений реакций использовались данные набранные в пике резонанса $\Upsilon(4S)$ при $\sqrt{s} = 10.58$ GeV. Полная интегральная светимость этой статистики составляет 516 fb^{-1} . Для проверки, что процесс $e^+e^- \rightarrow VP$ обусловлен однофотонной аннигиляционной

диаграммой и что адронные распады $\Upsilon(4S)$ не дают значительного вклада, было проведено сравнение с данными, набранными при энергии на 60 MeV ниже резонансного пика. Интегральная светимость этих данных равна 58 fb^{-1} . Все наблюдаемые сигналы на данных вне резонанса $\Upsilon(4S)$ согласуются с данными набранными в пике $\Upsilon(4S)$ в пределах статистических погрешностей. Данное сравнение использовалось для установления верхнего предела на брэнчинг $\Upsilon(4S) \rightarrow VP$.

3.2 Отбор событий и определение сечений

Детальное описание детектора Belle дано в первой главе. Компоненты детектора существенные для данного анализа следующие. Заряженные треки реконструируются по информации о хитах в центральной дрейфовой камере CDC, находящейся в соленоидальном магнитном поле напряженностью 1.5 Тесла. Ось z детектора и соленоида направлена по направлению позитронного пучка, который движется в направлении $-z$. Траектории заряженных частиц вблизи точки столкновения пучков определяются данными силиконового вершинного детектора SVD. Детектирование фотонов и измерение их энергии осуществляется при помощи $CsI(Tl)$ электромагнитного калориметра ECL. Идентификация заряженных частиц основана на информации счётчиков TOF и Черенковских счётчиков ACC. Система TOF эффективно разделяет π -мезоны и K -мезоны с импульсами меньше 1.2 GeV, ACC хорошо разделяет пионы каоны и мюоны при импульсах больше 1.2 GeV. Каоны с низкой энергией также идентифицируются по ионизации dE/dx в дрейфовой камере CDC.

Чтобы идентифицировать адроны вводится функции правдоподобия L_i для каждого из трёх типов адронов $i = \pi, K, p$ используя информацию ACC, TOF и dE/dx . Для каонов от распада ϕ -мезона требовалось, чтобы $L_K/(L_K + L_\pi) > 0.6$. Эффективность отбора каонов при таком обрезании 90%, вероятность пион идентифицировать как каон 6%. Все заряженные треки, которые не были идентифицированы как каоны, считались пионами.

События отбирались в два этапа. Сначала отбирались события с малой множественностью заряженных частиц. Требовалось, чтобы число заряженных частиц в событии было два или четыре, а суммарный заряд этих частиц был равен нулю. Каждая из этих заряженных частиц должна иметь поперечный импульс по отношению к оси z (P_T) больше 0.1 GeV. Каждый заряженный трек должен экстраполироваться в точку пересечения пучков точнее 1 см в плоскости перпендикулярной оси z и точнее 5 см по направлению z . Для подавления фона от Bhabha и $\mu^+\mu^-$ событий реконструированная энергия в системе центра масс сталкивающихся пучков (CM) должна быть меньше 9 GeV, сумма абсолютных величин импульса двух самых быстрых заряженных частиц в CM также меньше 9 GeV. Требовалось, чтобы по крайней мере один заряженный трек имел (P_T) больше 0.5 GeV. Фон от пучков подавлялся требованием, чтобы реконструированная вершина события отстояла от точки пересечения пучков меньше чем на 0.5 см в поперечном направлении и меньше 3 см в направлении z .

Фотонами считались ECL кластеры с энергией больше 200 MeV, не ассоциированные с заряженными треками. Кандидаты в нейтральные пионы формировались из пар фотонов с инвариантными массами в диапазоне от 120 до 150 MeV. Разрешение по инвариантной массе двух фотонов в области масс π^0 -мезона равняется 6 MeV. Для реконструкции распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ использовались только фотоны, которые не образуют кандидата в π^0 -мезон ни с каким другим фотоном. Кандидаты для распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ должны были иметь инвариантную массу двух фотонов в диапазоне от 500 до 600 MeV. Разрешение по инвариантной массе системы двух фотонов в области массы η -мезона равна примерно 20 MeV.

После описанного первого этапа накладывались следующие условия для отбора эксклюзивных конечных VP состояний:

- разность между энергией VP кандидатов в CM и \sqrt{s} коллайдера КЕКВ должна быть в диапазоне от -0.3 до +0.2 GeV;
- угол между V и P кандидатами в CM должен быть больше 175 градусов.

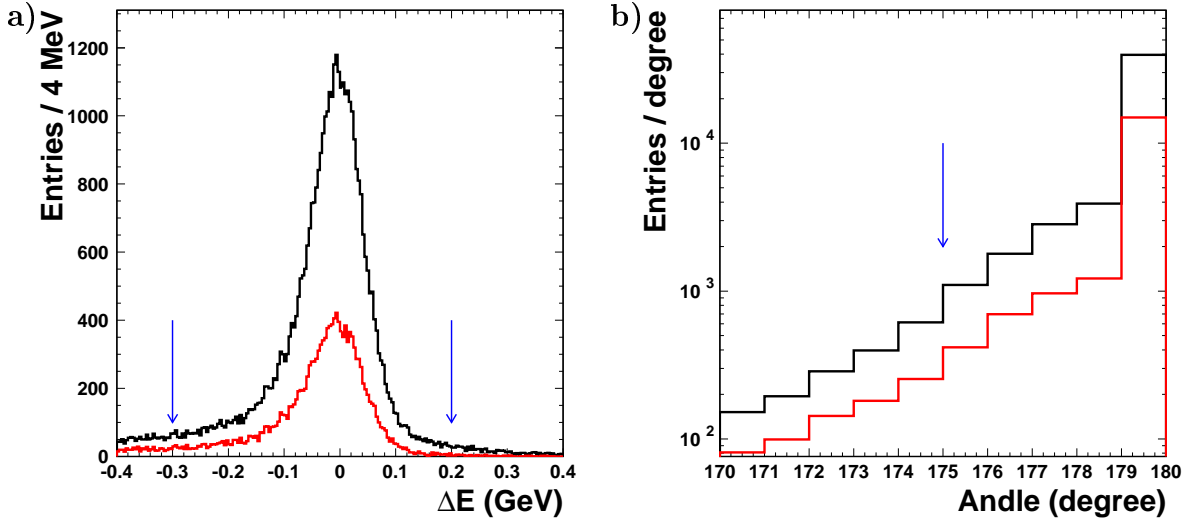


Рис. 3.1: Распределения для Монте Карло событий для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. **a)** Разность между энергией $\phi\eta'$ в СМ и \sqrt{s} коллайдера КЕКВ. **b)** Угол между кандидатами ϕ и η' в СМ. Стрелками показаны обрезания, сделанные для реальных данных. Черным цветом (распределения расположенные выше) показаны распределения для всех Монте Карло событий, красным цветом показаны те же распределения для событий прошедших все критерии отбора кроме обрезания по данной переменной.

Разрешение по энергии V и P кандидатов и по углу между ними примерно одинаково для всех анализируемых топологий. Для иллюстрации обоснованности сделанных обрезаний на рисунке 3.1 а) и б) показаны Монте Карло распределения для разности энергии VP кандидатов в СМ и \sqrt{s} и угла между V и P кандидатами в СМ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. Черным цветом (распределения расположенные выше) показаны распределения для всех Монте Карло событий, красным цветом показаны те же распределения для событий прошедших все критерии отбора кроме обрезания по данной переменной.

В данном анализе рассматривались следующие моды распадов векторных и псевдоскалярных мезонов: $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$, $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $\eta' \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$. После наложения перечисленных выше обрезаний мы видим значимые концентрации событий на двумерных распределениях возле масс соответствующих векторных и псевдоскалярных мезонов. Эти двумерные распределения показаны на рисунках 3.2(a-f) для процессов $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta' \rightarrow K^+K^-\eta\pi^+\pi^- \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$,

$$e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma, e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\pi^+\pi^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma\pi^+\pi^-, \\ e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma.$$

Условие на разность между энергией VP кандидатов и \sqrt{s} коллайдера КЕКВ позволяет мягкому электромагнитному излучению присутствовать совместно с VP конечным состоянием. С другой стороны, события с жесткими фотонами, суммарная энергия которых больше 0.3 GeV отбрасываются этим условием. Для экстраполяции допустимой энергии электромагнитного излучения от 0.3 GeV до нуля нужно вычислить дополнительный поправочный множитель, который учитывает вероятность излучения фотонов сталкивающимися электронами и позитронами. Этот поправочный множитель может внести дополнительную неопределённость, которая не связана с нашим экспериментальным измерением. Поэтому данная поправка к измеренным сечениям в данном анализе не проводилась.

Чтобы получить число сигнальных событий проводился фит двумерных распределений, показанных на рисунках 3.2(a-f) методом максимума правдоподобия. При этом предполагалось, что массовые распределения для векторных и псевдоскалярных частиц некоррелированы. При этом предположении двумерные распределения на рис.3.2 могут быть представлены как произведения двух одномерных плотностей функций распределения, по одному для каждой размерности. Иными словами двумерная функция распределения записывается как: $f(m1, m2) = (A \cdot s1 + B \cdot b1) \cdot (C \cdot s2 + D \cdot b2)$, где $s1(m1)$ и $b1(m1)$ - одномерные сигнальная и фоновая функции распределения для векторных частиц, $s2(m2)$ и $b2(m2)$ - то же для псевдоскалярных частиц, а A, B, C и D - свободные параметры фита. При фите распределений по инвариантным массам $\phi(1020) \rightarrow K^+K^-$ и $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-$ использовалась нерелятивистская функция Брейта-Вигнера. Распределения по инвариантным массам для распадов $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, $\eta\pi^+\pi^-$ фитировались функцией Гаусса. Фон для системы K^+K^- описывался как произведение пороговой функции $(m(K^+K^-) - m_0)^\alpha$ и полинома первой степени, где α свободный параметр фита и $m_0 = 2 \cdot m_{K^+}$. Диапазон фитирования переменной $m(K^+K^-)$ от m_0 до 1.12 GeV. Фон для систем $\pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma$, $\eta\pi^+\pi^-$ and $\pi^+\pi^-\gamma$ пара-

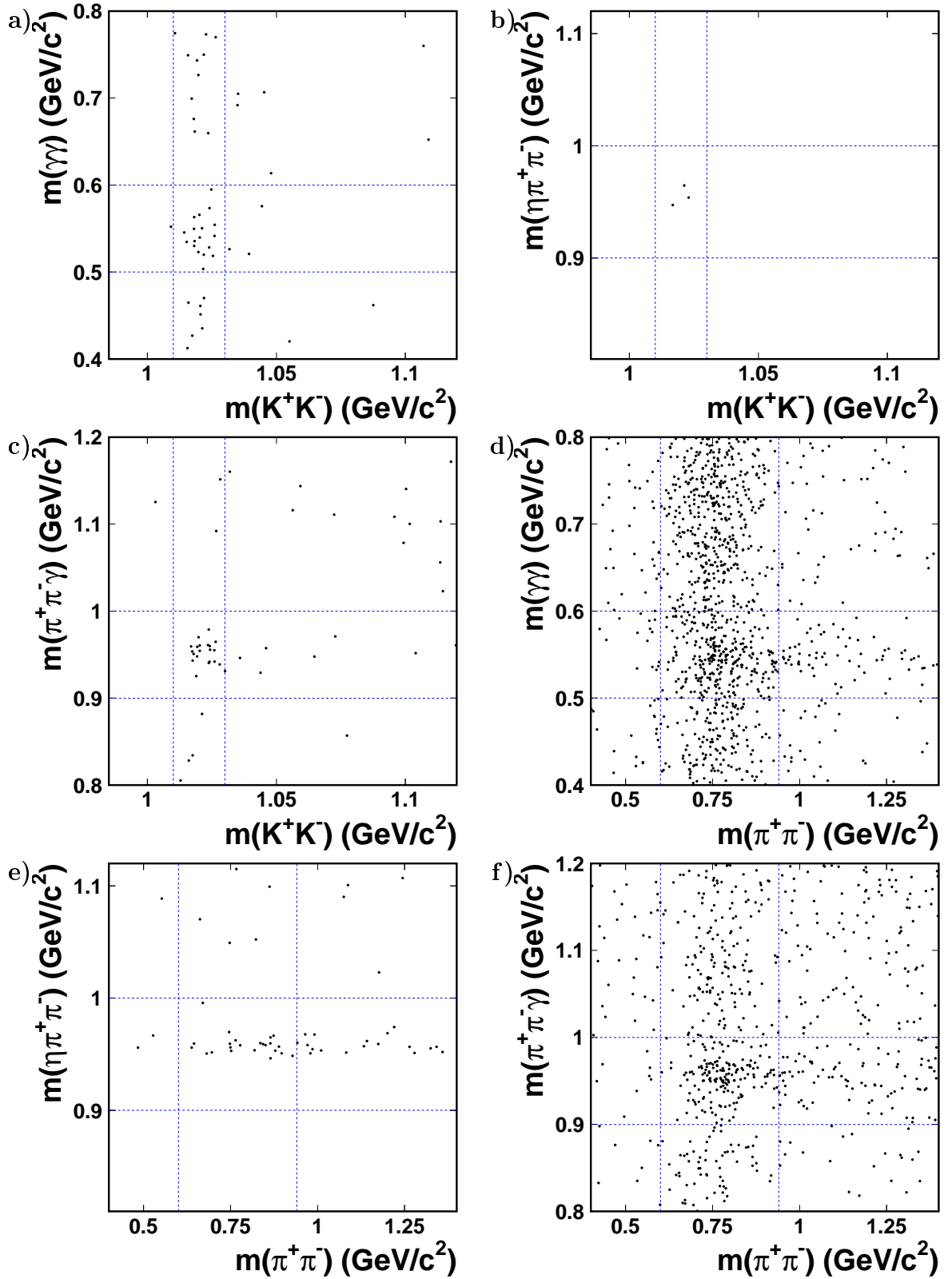


Рис. 3.2: Двумерные распределения для процессов **a)** $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$, **b)** $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\eta\pi^+\pi^-$, **c)** $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$, **d)** $e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$, **e)** $e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\pi^+\pi^-$, **f)** $e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma$. Пунктирные линии показывают массовые диапазоны используемые для построения одномерных проекций.

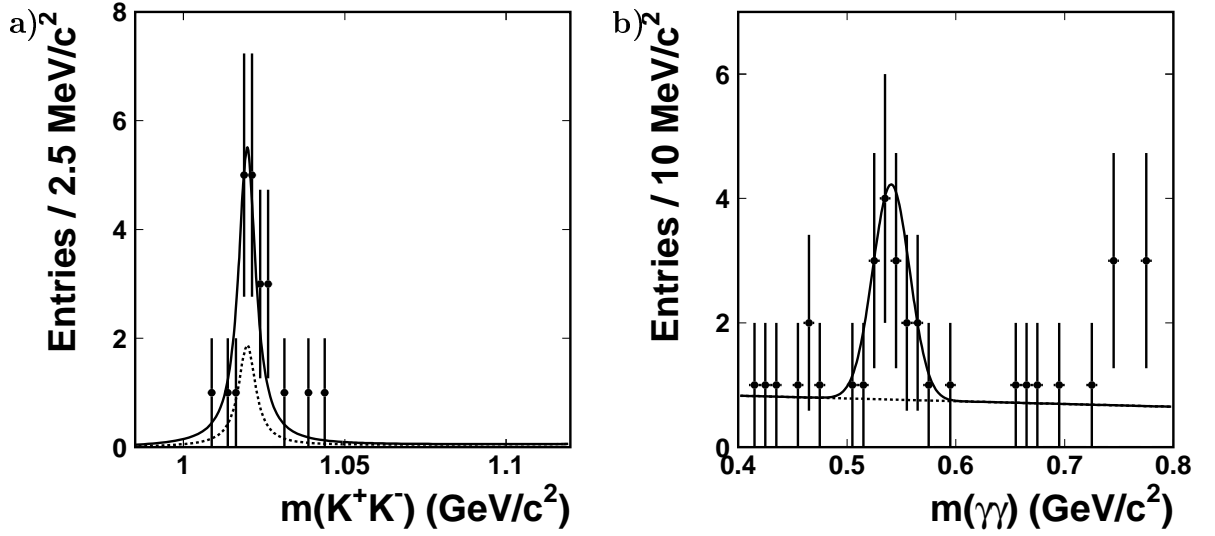


Рис. 3.3: Проекция двумерного распределения $m(K^+K^-)$ vs. $m(\gamma\gamma)$ на **a)** $m(K^+K^-)$ и **b)** $m(\gamma\gamma)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

метризовался полиномом первой степени. Диапазоны фита для инвариантных масс систем $\pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma$, $\eta\pi^+\pi^-$ and $\pi^+\pi^-\gamma$ были соответственно 0.4-1.4 GeV, 0.4-0.8 GeV, 0.83-1.12 GeV and 0.8-1.2 GeV. Двумерные функции для фита двумерных распределений являются произведением соответствующих одномерных функций, которые в свою очередь являются суммами одномерных сигнальных и фоновых функций. Средние значения сигнальных функций были фиксированы на соответствующих значениях из PDG[5], ширины для этих функций были фиксированы на величинах полученных из соответствующих инклюзивных распределений в реальных данных. Статистическая значимость сигналов определялась как $\sqrt{-2\ln(L_0/L_{\max})}$, где L_0 и L_{\max} величины правдоподобий, полученных из фита при числе сигнальных событий фиксированном на нуле и являющемся свободным параметром соответственно. Числа сигнальных событий, полученных в результате процедуры фита и статистические значимости сигналов для всех процессов приведены в таблице 3.1.

Соответствующие одномерные проекции вместе с результатами фитов двумерных распределений для различных реакций показаны на рисунках с 3.3(a,b) по 3.8(a,b).

Из чисел сигнальных событий N соответствующие сечения определя-

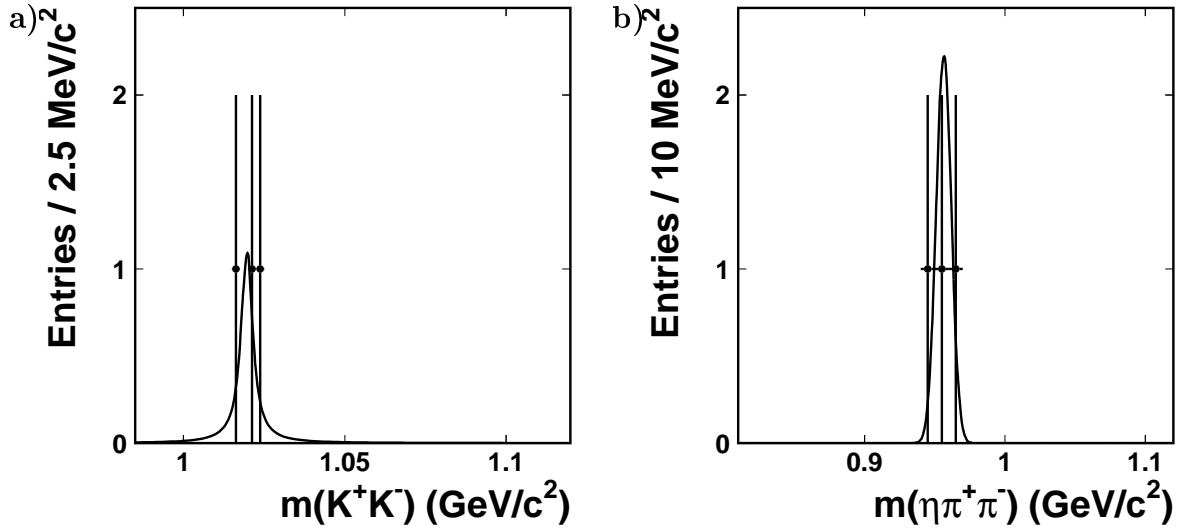


Рис. 3.4: Проекция двумерного распределения $m(K^+K^-)$ vs. $m(\eta\pi^+\pi^-)$ на **a)** $m(K^+K^-)$ и **b)** $m(\eta\pi^+\pi^-)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\eta\pi^+\pi^-$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

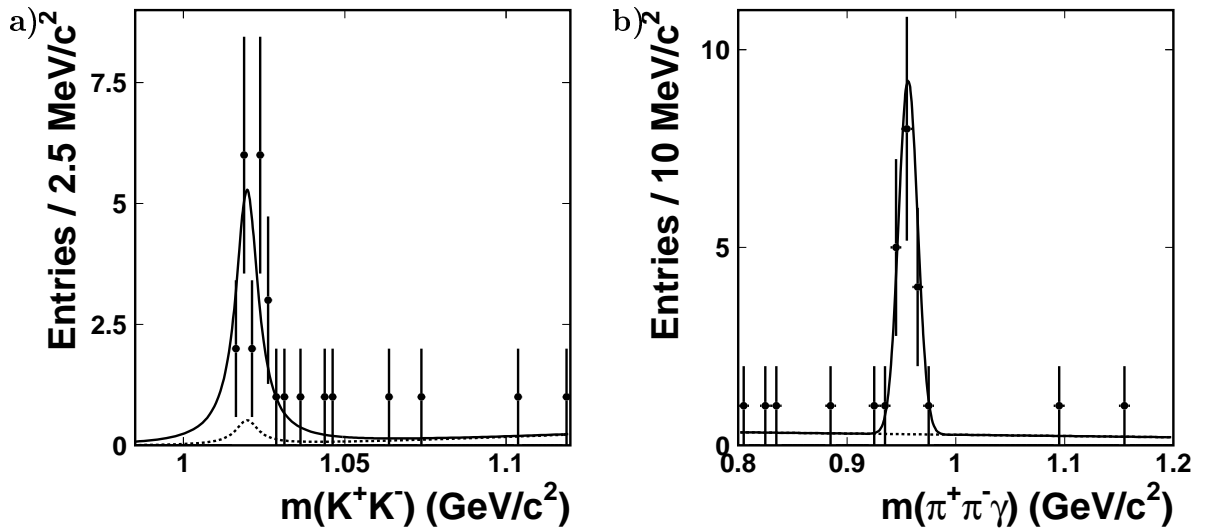


Рис. 3.5: Проекция двумерного распределения $m(K^+K^-)$ vs. $m(\pi^+\pi^-\gamma)$ на **a)** $m(K^+K^-)$ и **b)** $m(\pi^+\pi^-\gamma)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

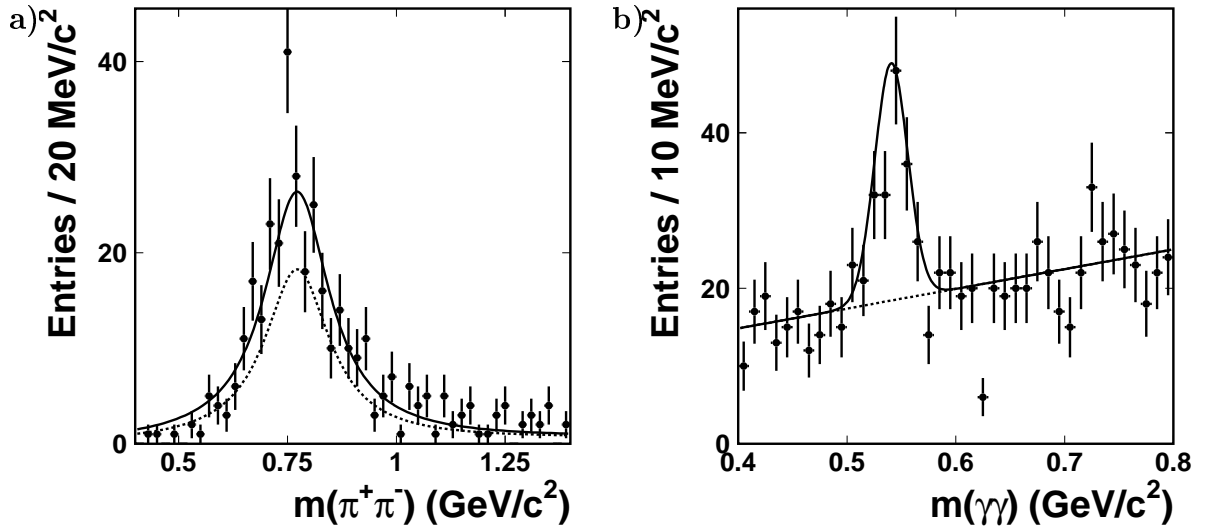


Рис. 3.6: Проекция двумерного распределения $m(\pi^+\pi^-)$ vs. $m(\gamma\gamma)$ на **a)** $m(\pi^+\pi^-)$ и **b)** $m(\gamma\gamma)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

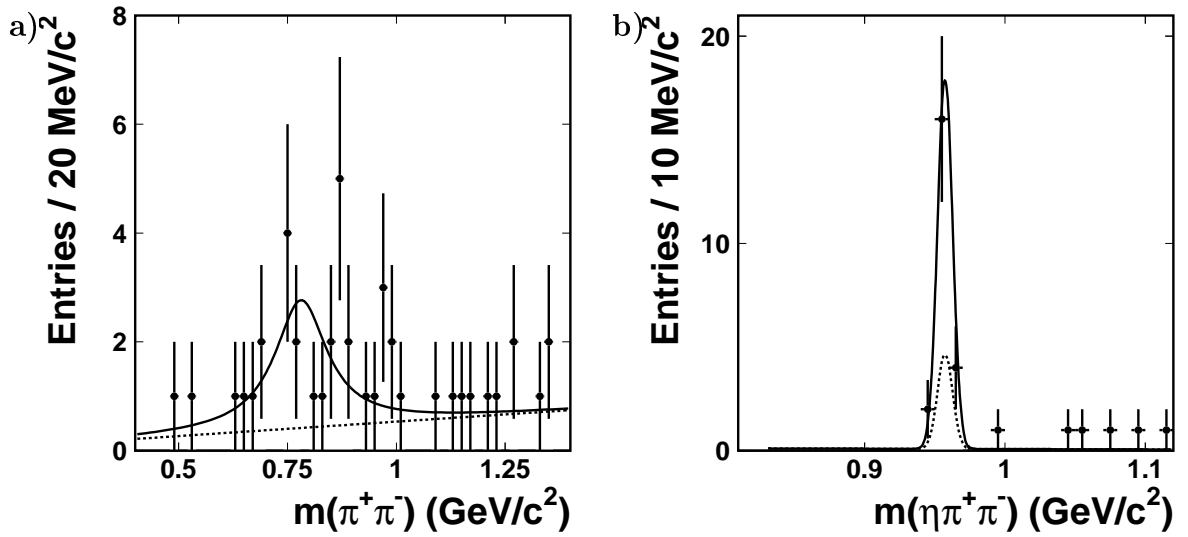


Рис. 3.7: Проекция двумерного распределения $m(\pi^+\pi^-)$ vs. $m(\eta\pi^+\pi^-)$ на **a)** $m(\pi^+\pi^-)$ и **b)** $m(\eta\pi^+\pi^-)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\pi^+\pi^-$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

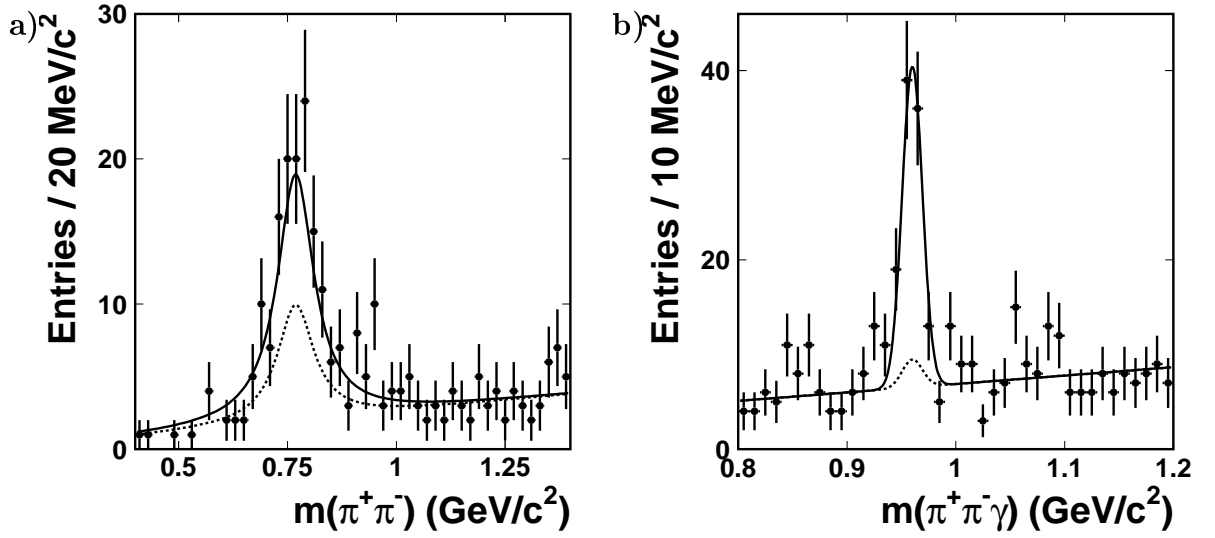


Рис. 3.8: Проекция двумерного распределения $m(\pi^+\pi^-)$ vs. $m(\pi^+\pi^-\gamma)$ на **a)** $m(\pi^+\pi^-)$ и **b)** $m(\pi^+\pi^-\gamma)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

лись по формуле:

$$\sigma = \frac{N}{L \times B_V \times B_P \times \epsilon}, \quad (3.1)$$

где L - интегральная светимость (516 fb^{-1}), B_V , B_P - брэнчинги соответствующих каналов распада для векторных и псевдоскалярных мезонов [5], ϵ - соответствующая эффективность для сигнала. Эффективности для сигналов определялись с помощью Монте Карло событий, в которых реакции $e^+e^- \rightarrow VP$ генерировались с угловым распределением соответствующим $J^P = 1^-$ начальному состоянию [58]:

$$\frac{dN}{d\cos\theta^* d\cos\theta_V d\phi_V} \propto \sin^2\theta_V (1 + \cos^2\theta^* + \cos 2\phi_V \sin^2\theta^*), \quad (3.2)$$

где угол рождения θ^* определён как угол между направлением векторного мезона и направлением e^- пучка в СМ. Угол спиральности векторного мезона θ_V определён как полярный угол, измеренный в системе покоя векторного мезона, для импульса положительно заряженного продукта распада, по отношению к оси направленной вдоль импульса векторного мезона в СМ. Переменная ϕ_V - азимутальный угол положительно заряженного продукта распада векторного мезона вокруг направления импульса векторного мезона. Этот угол отсчитывается от направления

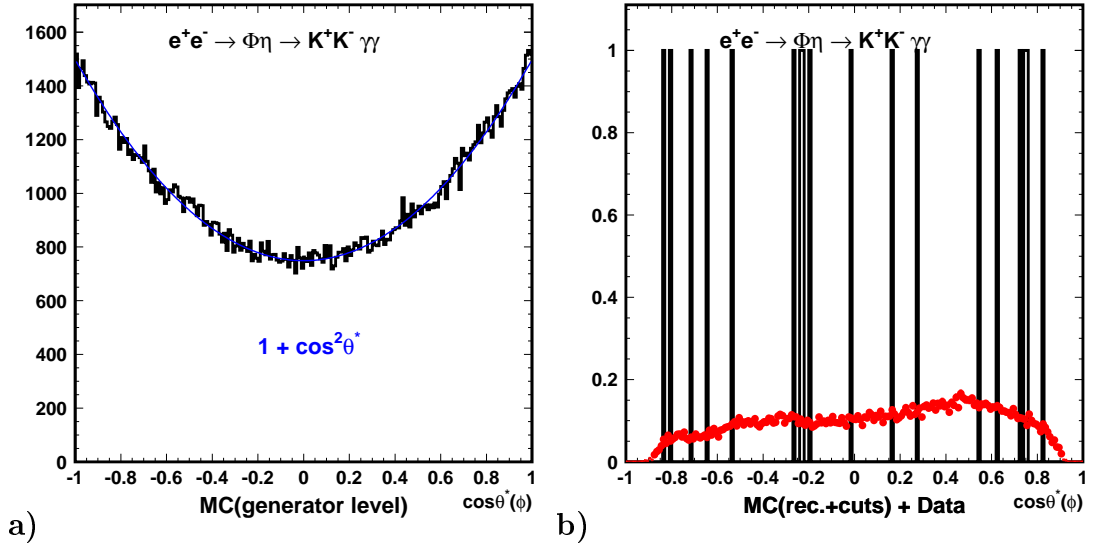


Рис. 3.9: Распределения по $\cos\theta^*$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$. **a)** Распределение на уровне генератора (гистограмма), ожидаемая зависимость $1 + \cos^2\theta^*$ (линия голубого цвета). **b)** Распределения после процедур реконструкции и отбора для Монте Карло событий (гистограмма красного цвета) и для событий реальных данных (гистограмма чёрного цвета). Распределение Монте Карло нормировано на интегральную светимость данных, используя измеренное сечение реакции.

векторного произведения импульса векторного мезона и импульса e^- в СМ. Сгенерированные события подавались на вход программы полного моделирования откликов установки Belle, а затем промоделированные отклики подавались на вход программы реконструкции, которая используется для реальных данных. Наиболее сильно искажается акцептансом установки распределение по $\cos\theta^*$. Нарисунках с 3.9(a,b) по 3.14(a,b) показаны распределения по $\cos\theta^*$ для анализированных процессов на уровне генератора событий (рисунки отмеченные буквой а) и после процедуры реконструкции (распределения красного цвета на рисунках отмеченных буквой б). Также на этих рисунках показаны распределения по $\cos\theta^*$ для реальных данных. Для проверки того, что по другим угловым переменным сгенерированные события ведут себя в соответствии с формулой (3.2) на рисунке 3.15(a,b) показаны распределения на уровне генератора для $\cos\theta_V$ и ϕ_V совместно с предсказанием (3.2).

Триггер также симулировался с помощью Монте Карло. Его эффективность примерно 93% для топологий с двумя заряженными треками и выше 97% для четырёхтрековых топологий.

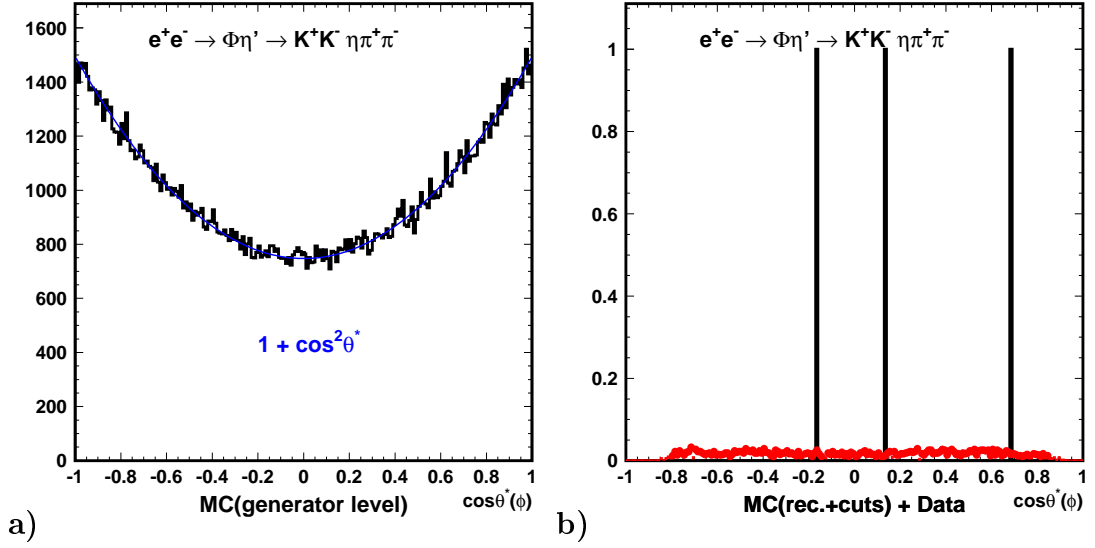


Рис. 3.10: Распределения по $\cos\theta^*$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\eta\pi^+\pi^-$. **а)** Распределение на уровне генератора (гистограмма), ожидаемая зависимость $1 + \cos^2\theta^*$ (линия голубого цвета). **б)** Распределения после процедур реконструкции и отбора для Монте Карло событий (гистограмма красного цвета) и для событий реальных данных (гистограмма чёрного цвета). Распределение Монте Карло нормировано на интегральную светимость данных, используя измеренное сечение реакции.

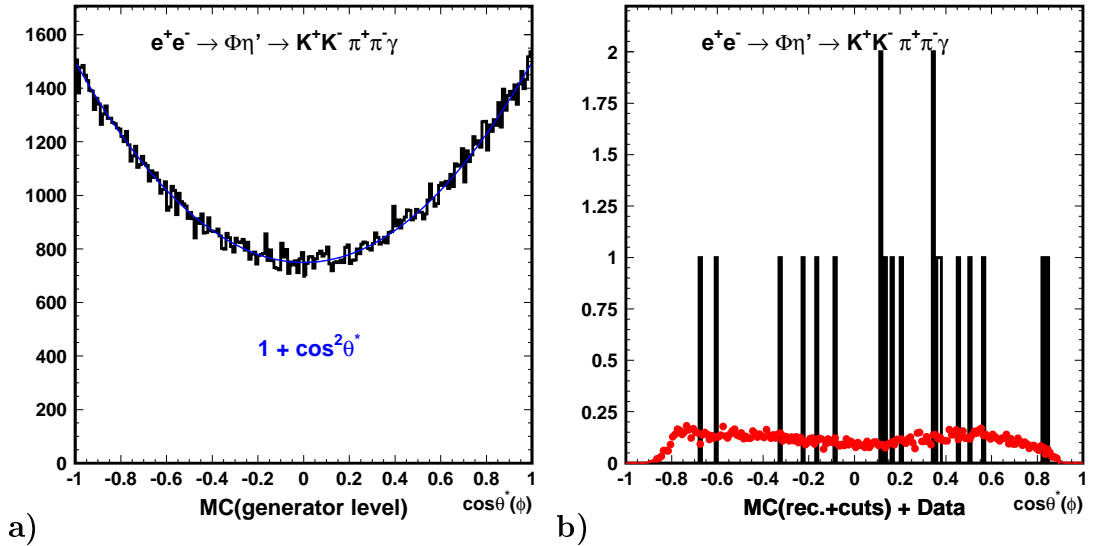


Рис. 3.11: Распределения по $\cos\theta^*$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. **а)** Распределение на уровне генератора (гистограмма), ожидаемая зависимость $1 + \cos^2\theta^*$ (линия голубого цвета). **б)** Распределения после процедур реконструкции и отбора для Монте Карло событий (гистограмма красного цвета) и для событий реальных данных (гистограмма чёрного цвета). Распределение Монте Карло нормировано на интегральную светимость данных, используя измеренное сечение реакции.

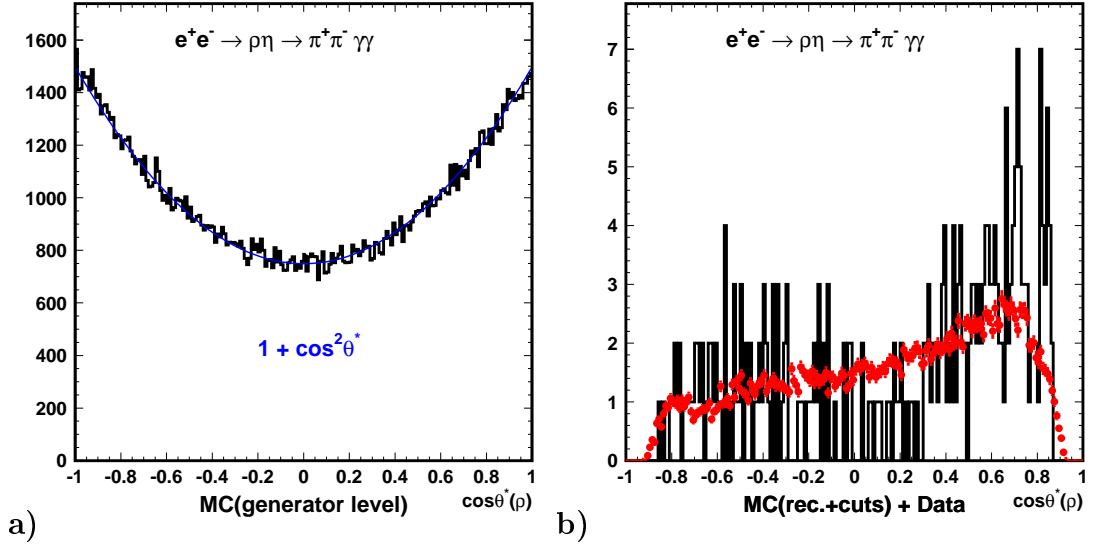


Рис. 3.12: Распределения по $\cos\theta^*$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$. **а)** Распределение на уровне генератора (гистограмма), ожидаемая зависимость $1 + \cos^2\theta^*$ (линия голубого цвета). **б)** Распределения после процедур реконструкции и отбора для Монте Карло событий (гистограмма красного цвета) и для событий реальных данных (гистограмма чёрного цвета). Распределение Монте Карло нормировано на интегральную светимость данных, используя измеренное сечение реакции.

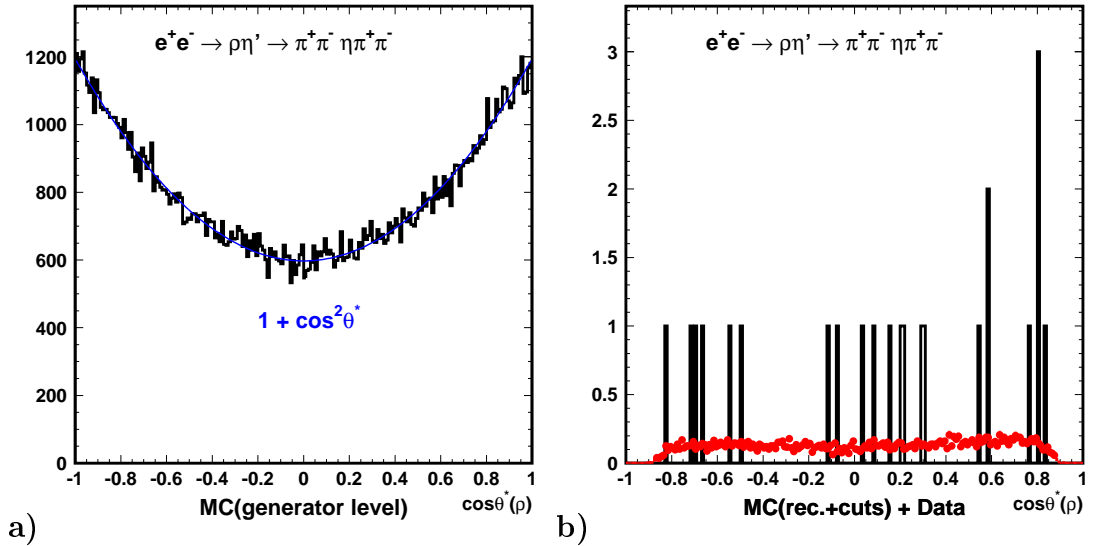


Рис. 3.13: Распределения по $\cos\theta^*$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta\pi^+\pi^-$. **а)** Распределение на уровне генератора (гистограмма), ожидаемая зависимость $1 + \cos^2\theta^*$ (линия голубого цвета). **б)** Распределения после процедур реконструкции и отбора для Монте Карло событий (гистограмма красного цвета) и для событий реальных данных (гистограмма чёрного цвета). Распределение Монте Карло нормировано на интегральную светимость данных, используя измеренное сечение реакции.

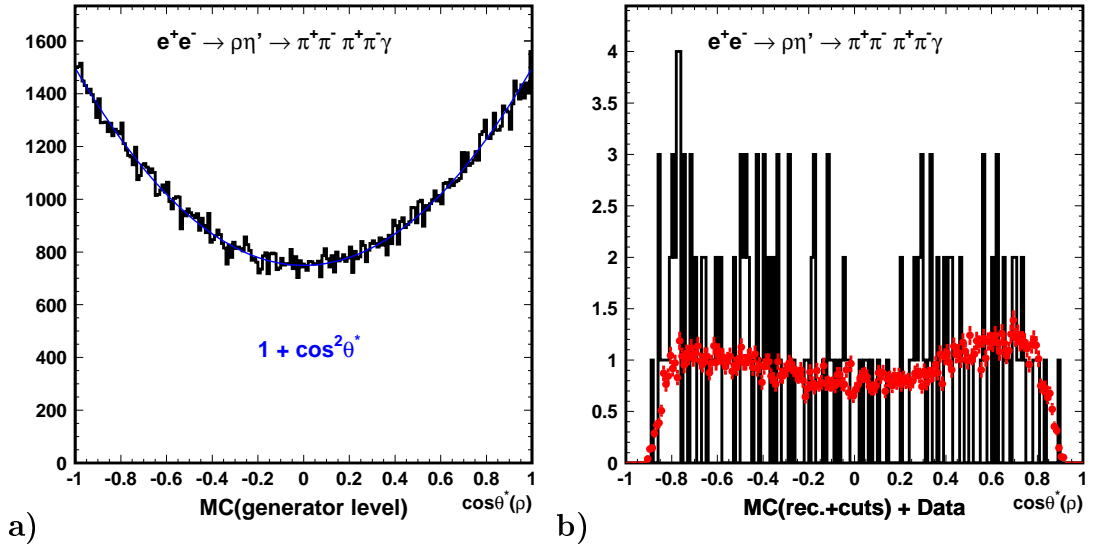


Рис. 3.14: Распределения по $\cos\theta^*$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma$. **а)** Распределение на уровне генератора (гистограмма), ожидаемая зависимость $1 + \cos^2\theta^*$ (линия голубого цвета). **б)** Распределения после процедур реконструкции и отбора для Монте Карло событий (гистограмма красного цвета) и для событий реальных данных (гистограмма чёрного цвета). Распределение Монте Карло нормировано на интегральную светимость данных, используя измеренное сечение реакции.

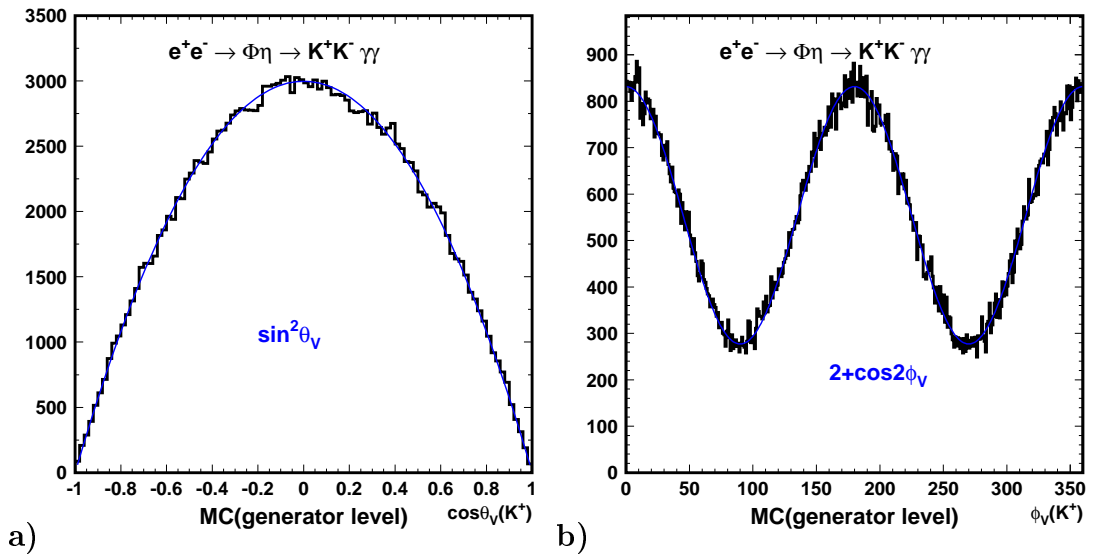


Рис. 3.15: Угловые распределения на уровне генератора для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$. **а)** Распределение для $\cos\theta_V$ (гистограмма чёрного цвета) и ожидание в соответствии с формулой (3.2) (линия голубого цвета). **б)** Распределение для ϕ_V (гистограмма чёрного цвета) и ожидание в соответствии с формулой (3.2) (линия голубого цвета).

Таблица 3.1: Число событий, статистическая значимость (Σ), эффективности и сечения.

процесс	N_{signal}	Σ	$\epsilon, \%$	σ, fb
$\phi\eta(\gamma\gamma)$	14.6 ± 4.3	8.0	14.1	1.1 ± 0.3
$\phi\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$	3.0 ± 1.7	12.0	0.917	2.9 ± 1.6
$\phi\eta'(\pi^+\pi^-\gamma)$	19.6 ± 4.5	30.0	5.36	4.9 ± 1.1
$\phi\eta'(\text{combined})$				4.3 ± 0.9
$\rho\eta(\gamma\gamma)$	116.3 ± 20.2	9.2	23.2	2.5 ± 0.4
$\rho\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$	17.9 ± 4.8	7.9	3.58	2.2 ± 0.6
$\rho\eta'(\pi^+\pi^-\gamma)$	72.1 ± 15.0	7.6	14.3	3.3 ± 0.7
$\rho\eta'(\text{combined})$				2.7 ± 0.5

Сечения, соответствующие эффективности регистрации, статистические значимости сигналов и числа наблюдаемых сигнальных событий приведены в таблице 3.1. Эффективности для процессов $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$ включают в себя брэнчинг для распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (39.31 ± 0.20)% [5].

3.3 Анализ систематических погрешностей

Систематическая погрешность в определении эффективности регистрации распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ определяется погрешностями в моделировании электромагнитных ливней в ECL и в другом веществе детектора. Для оценки этой погрешности было проведено сравнение сигналов от распадов $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ в данных и в Монте Карло. Различие в отношениях наблюдаемых сигналов по этим каналам распада между данными и Монте Карло составляет примерно 4%. Эта величина была взята для оценки погрешности эффективности регистрации $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Предполагается, что погрешность эффективности регистрации одиночного фотона равна 2%. Систематические погрешности из-за точности знания брэнчингов анализируемых распадов [5] равны соответственно 1.3%, 3.4%, 0.5% and 3.2% для каналов $\phi\eta$, $\phi\eta'$, $\rho\eta$ and $\rho\eta'$. Систематическая погрешность в восстановлении заряженных треков оценивалась в анализе распадов $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ и равняется 1% на трек. Систе-

Таблица 3.2: Суммарные систематические погрешности для анализированных реакций.

Реакция	Погрешность (%)
$e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma$	5.3
$e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma\pi^+\pi^-$	7.4
$e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$	6.2
$e^+e^- \rightarrow \rho\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma$	5.0
$e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma\gamma\pi^+\pi^-$	7.0
$e^+e^- \rightarrow \rho\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma$	5.9

матическая погрешность, вносимая процедурой фита двумерного распределения оценивалась по разнице в полученных числах сигнальных событий для случая фита с фиксированными массами и ширинами и для случая когда они были свободными параметрами. Эта оценка даёт погрешность 1.5%. Погрешность в измерении светимости определяется точностью генератора Vhbbn событий, которая равна 1.4%. Систематическая погрешность эффективности триггера оценивалась из стабильности частоты триггера, она равна 1%. Наибольшая погрешность из-за ограниченности Монте Карло статистики была около 2% для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\gamma\gamma\pi^+\pi^-$. Погрешность эффективности идентификации заряженного каона оценивалась из сравнения эффективностей канонной идентификации в распадах $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ в данных и Монте Карло событиях. Эта погрешность вычислялась как относительная разница эффективностей в данных и Монте Карло. Её величина 0.5% на один каон. Систематические погрешности для всех анализированных реакций приведены в таблице 7.2.

3.4 Анализ радиационных поправок

Экспериментально мы измеряем сечение реакции $e^+e^- \rightarrow VP[n\gamma]$, где $n\gamma$ это излучение мягких фотонов, которые не могут быть эффективно измерены в детекторе. Чтобы делать сравнения с теоретическими предсказаниями и измерениями других экспериментов важно указать конкретное значение максимальной энергии излучения, которая допускает-

ся используемыми критериями отбора. В нашем случае эта величина равна 0.3 GeV. Эта величина определяется энергетическим разрешением измеряемой VP системы. Эксперимент BABAR приводит величину 0.23 GeV [53] для максимальной энергии фотонного излучения для их критериев отбора. Эксперимент BABAR даёт специальный поправочный фактор $1 + \delta$ для этой величины, который они называют радиационной поправкой. При этом радиационно поправленное сечение σ_0 равно:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma}{1 + \delta}, \quad (3.3)$$

где σ взято из формулы (3.1). BABAR вычисляет величину $1 + \delta$ по формулам из статьи [59] и получают $1 + \delta = 0.768$ для допустимой энергии фотонного излучения 0.23 GeV. Величина $1 + \delta$ для нашего обрезания по энергии 0.3 GeV, посчитанная по той же формуле, равна 0.809. Приведём детали вычислений по формулам из [59]. Плотность вероятности излучению иметь долю энергии x от \sqrt{s} сталкивающихся электронных и позитронных пучков записывается как

$$W(s, x) = \frac{2\alpha}{\pi \cdot x} \cdot (L - 1) \cdot \left(1 - x + \frac{x^2}{2}\right), \quad L = 2 \ln \frac{\sqrt{s}}{m_e}.$$

При этом нужно иметь в виду, что формально эта функция не удовлетворяет требованиям для функции плотности вероятности, так как интеграл от неё по всему интервалу $x \in [0; 1]$ равняется бесконечности. Эта функция становится правильной функцией плотности вероятности только при некотором отступлении переменной x от нуля для достаточно жёсткого электромагнитного излучения. Как указывается в статье [59], вычисления сечений излучения в начальном состоянии с энергией от сотни MeV и выше на основе этой формулы абсолютно надёжно. Итак, вероятность излучения фотонов с энергией больше 300 MeV равна

$$\begin{aligned} P(E_\gamma^* > 0.3 \text{ GeV}) &= t \cdot \int_{x_0}^1 \left(\frac{1}{x} - 1 + \frac{x}{2}\right) dx, \quad x_0 = \frac{0.3 \text{ GeV}}{E}, \quad t = \frac{2\alpha}{\pi} \cdot (L - 1) \\ P(E_\gamma^* > 0.3 \text{ GeV}) &= t \cdot \left(\ln(x) - x + \frac{x^2}{4}\right) \Big|_{x_0}^1 = \\ &= t \cdot \left(0 - \ln(x_0) - 1 + x_0 + \frac{1}{4} - \frac{x_0^2}{4}\right) \approx 0.191 \end{aligned}$$

Соответственно,

$$P(E_\gamma^* < 0.3 \text{ GeV}) = 1 - P(E_\gamma^* > 0.3 \text{ GeV}) \approx 0.809$$

Электромагнитный поправочный фактор также определялся из Монте Карло генераторов, разрешив в них излучение в начальном состоянии и строя распределения по \sqrt{s} сталкивающихся электронов и позитронов после излучения фотонов. Получались значения, отличающиеся от 0.809 примерно на 5%. Это может служить оценкой систематической погрешности поправочной процедуры. С нашей точки зрения, правильнее приводить радиационно непоправленные сечения и величину обрезания по энергии излучения. Однако, для корректного сравнения с поправленными данными BABAR, мы приводим также сечения поправленные на фактор $1 + \delta$.

Следует ещё отметить, что поправочный фактор $1 + \delta$ вычисляется в предположении, что борновское сечение реакции $e^+e^- \rightarrow VP$ не зависит от \sqrt{s} e^+e^- системы. В нашем случае мы ожидаем сильную зависимость сечения от \sqrt{s} , которое на данный момент неизвестно.

3.5 Сравнение с результатами экспериментов CLEO и BABAR и теоретическими предсказаниями

В приближении светового конуса авторы статей [3, 4] дают предсказания для сечений реакций изучавшихся в эксперименте Belle при $\sqrt{s} = 10.58$ GeV. В таблице 3.3 приводятся радиационно поправленные по формуле (3.3) сечения, где поправочный фактор $1 + \delta$ вычислялся по формулам из статьи [59]. Радиационно поправленное измерение BABAR для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ [53] также приведено в таблице. Результат, полученный в Belle для этой реакции меньше на 2.3σ чем в BABAR.

Из таблицы 3.3 мы видим, что при сравнении с теоретическими предсказаниями [3, 4] экспериментальные данные Belle для сечения $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$ значительно ниже, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ примерно на 1.8σ выше, в то время как $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ согласуются в пределах ошибок с теорией. Имеется также расхождение между экспериментальными данными и предсказанием модели для отношения сечения рождения η мезона вместе с векторными мезонами к сечению такого же рождения η' мезона. Как видно из таблицы 3.3, модель [3] предсказывает $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\eta)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\eta')} > 1$, но

Таблица 3.3: Величины сечений реакций $e^+e^- \rightarrow VP$, радиационно поправленные по формулам из [59], измеренные в Belle, предсказанные теоретически [3, 4] и измерение BABAR.

Реакция	σ_0 Belle (fb)	σ [3] (fb)	σ [4] (fb)	σ_0 BaBar (fb)
$e^+e^- \rightarrow \phi\eta$	$1.4 \pm 0.4 \pm 0.1$	3.3 – 4.3	2.4 – 3.4	$2.9 \pm 0.5 \pm 0.1$
$e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$	$5.3 \pm 1.1 \pm 0.4$	4.4 – 5.8	3.5 – 5.0	–
$e^+e^- \rightarrow \rho\eta$	$3.1 \pm 0.5 \pm 0.1$	2.4 – 3.1	2.4 – 3.5	–
$e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$	$3.3 \pm 0.6 \pm 0.2$	1.5 – 2.1	1.6 – 2.3	–

это не наблюдается в данных.

Зависимость от энергии сечений рассматриваемых реакций очень важно для проверки теоретических моделей. На рисунках 3.16(a-d) показаны радиационно поправленные [59] данные Belle совместно с данными CLEO и BABAR с излучением в начальном состоянии. Данные BABAR были усреднены для значений \sqrt{s} от 2.5 to 3 GeV. Также показаны зависимости $1/s^3$ и $1/s^4$, которые проходят через точки CLEO. На рисунке 3.16(b) стрелкой показан верхний предел сечения, полученный в CLEO, а кривые проходят через измерение Belle. Из рисунков 3.16 мы не можем сделать какое-либо определённое заключение об энергетической зависимости реакций $e^+e^- \rightarrow VP$.

3.6 Сравнение с данными вне $\Upsilon(4S)$ резонанса

Для проверки, являются ли наблюдаемые сигналы продуктами распада $\Upsilon(4S)$, были промасштабированы сигналы вне резонанса к интегральной светимости данных в резонансе, затем были вычтены из сигналов в резонансе. Наблюдённые числа событий в данных вне резонанса равны 1 ± 1 , 1 ± 1 , 2 ± 1.4 , 15.2 ± 4.7 , 1 ± 1 , 7 ± 3.6 для процессов $\phi\eta(\gamma\gamma)$, $\phi\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$, $\phi\eta'(\pi^+\pi^-\gamma)$, $\rho\eta(\gamma\gamma)$, $\rho\eta'(\eta\pi^+\pi^-)$ и $\rho\eta'(\pi^+\pi^-\gamma)$ соответственно. В результате получают брэнчинги для $\Upsilon(4S) \rightarrow VP$: $(0.4 \pm 0.8) \times 10^{-6}$, $(-0.6 \pm 2.8) \times 10^{-6}$, $(-0.5 \pm 1.0) \times 10^{-6}$, $(0.8 \pm 0.9) \times 10^{-6}$ для каналов $\phi\eta$, $\phi\eta'$, $\rho\eta$, $\rho\eta'$ соответственно, что совместимо с нулём. Эти результаты можно представить как верхние пределы с 90% уровнем достоверности [117], ко-

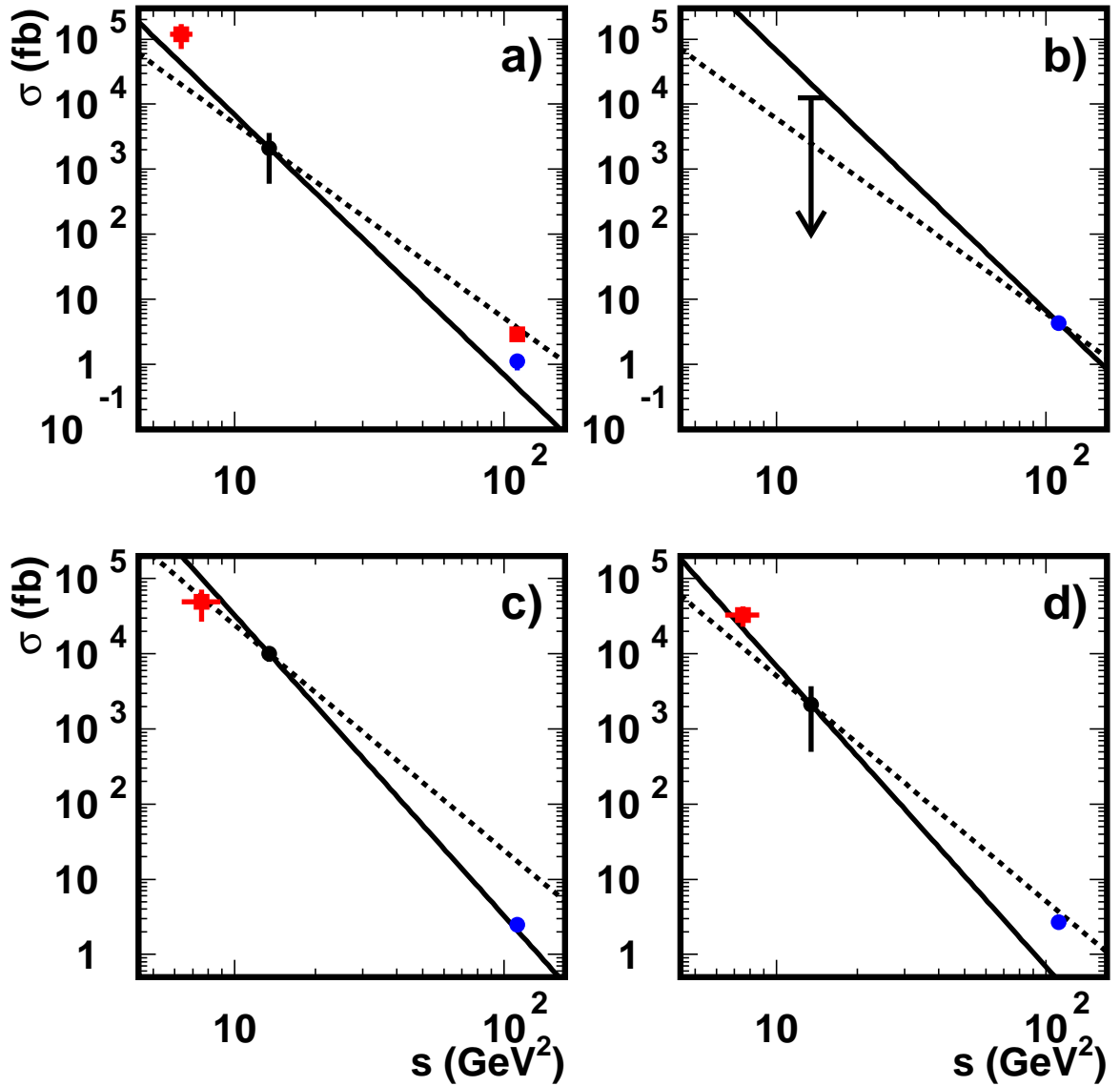


Рис. 3.16: Измеренные сечения при $\sqrt{s} \approx 2.5, 2.75 \text{ GeV}$ в BABAR, $\sqrt{s} = 3.67 \text{ GeV}$ в CLEO и при $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ в BABAR и Belle для различных процессов. Измерения BABAR показаны красными квадратиками. а) $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, б) $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$; в) $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$; д) $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$. На рисунке б) верхний предел в CLEO показан стрелкой. Сплошные линии соответствуют зависимости $1/s^4$, штриховые линии соответствуют зависимости $1/s^3$.

торые равны 1.8×10^{-6} , 4.3×10^{-6} , 1.3×10^{-6} , 2.5×10^{-6} для каналов $\phi\eta$, $\phi\eta'$, $\rho\eta$, $\rho\eta'$ соответственно. Систематические погрешности также были учтены при вычислении верхних пределов.

3.7 Заключение

Были измерены сечения эксклюзивных процессов $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$, где конечные состояния включают мягкие фотоны с энергией меньше 0.3 GeV, используя данные e^+e^- столкновений интегральной светимости 516 fb^{-1} набранные при $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$. Соответствующие значения сечений в фемтабарнах следующие: $1.4 \pm 0.4 \pm 0.1$, $5.3 \pm 1.1 \pm 0.4$, $3.1 \pm 0.5 \pm 0.1$ and $3.3 \pm 0.6 \pm 0.2$. Были проведены сравнения этих результатов с теоретическими предсказаниями [3, 4]. Анализ энергетической зависимости сечений с использованием полученных результатов совместно с результатами CLEO при $\sqrt{s} = 3.67 \text{ GeV}$ [51] and BABAR 2.5 GeV для $\phi\eta$ и 2.75 GeV для $\rho\eta, \rho\eta'$ [52] показывает, что нет универсальной энергетической зависимости для этих процессов. Отношения сечений рождения η мезона совместно с векторными мезонами к соответствующему сечению рождения η' мезона отличаются от теоретических предсказаний [3, 4]. Верхние пределы 90% уровня достоверности на брэнчинги распадов $\Upsilon(4S) \rightarrow VP$ следующие: 1.8×10^{-6} , 4.3×10^{-6} , 1.3×10^{-6} , 2.5×10^{-6} для каналов $\phi\eta$, $\phi\eta'$, $\rho\eta$, $\rho\eta'$ соответственно.

Глава 4

Инклюзивное рождение адронов в распадах Z-бозона

Данная глава посвящена анализу адронных распадов Z бозона. Было проведено исследование инклюзивного образования $(K\bar{K}\pi)^0$ в интервале масс 1.2-1.6 GeV. Обнаружены два состояния, измерены массы и ширины обнаруженных состояний. Были измерены парциальные ширины распада Z бозона в эти состояния и проведен парциально-волновой анализ системы $(K\bar{K}\pi)^0$ для определения квантовых чисел обнаруженных состояний.

Был проведен поиск экзотических пятикварковых состояний (пентакварков). Сигналы искались в каналах pK_s , pK^+ , $\Xi^-\pi^-$, pD^{*-} , pD^{*+} . В работе было продемонстрировано наличие стандартных трехкварковых состояний в каналах pK^- ($\Lambda(1520)$) и $\Xi^-\pi^+$ ($\Xi(1530)$). Были установлены верхние пределы на парциальные ширины распада Z бозона в приведенные выше моды распада пентакварков.

4.1 Введение

Превращение кварков и глюонов в экспериментально наблюдаемые адроны не описывается теорией сильного взаимодействия, КХД, и обычно предсказывается с помощью моделей. Экспериментальные данные о характеристиках частиц необходимы для проверки таких моделей. Для понимания фрагментации кварков и глюонов в адроны служит изучение

инклюзивного рождения адронов.

Наиболее интенсивно в экспериментах на LEP I изучались S-волновые мезоны (как состояния 1S_0 так и 3S_1), такие как π и ρ , а также некоторые P-волновые мезоны 3P_2 ($f_2(1270)$, $K_2^*(1430)$ и $f_2'(1525)$) и 3P_0 ($f_0(980)$ и $a_0(980)$) [5]. Очень мало известно о рождении мезонов, принадлежащих другим P-волновым мультиплетам, 3P_1 и 1P_1 . В данной главе впервые представлен анализ инклюзивного рождения двух $J^{PC} = 1^{++}$ мезонов в распадах Z бозона, $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ (то есть 3P_1).

Известно по крайней мере четыре нестранных изоскалярных мезона [5], $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ и $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$ в области масс от 1.2 до 1.6 GeV, которые распадаются по каналу $(K\bar{K}\pi)^0$. Это $f_1(1285)$, $\eta(1295)$, $f_1(1420)$ и $\eta(1440)$. Все эти состояния хорошо видны в периферическом рождении в π^-p взаимодействиях [5], показывающих, что несмотря на то, что они распадаются на $(K\bar{K}\pi)^0$, они тем не менее в основном состояния $n\bar{n}$, где $n = (u, d)$. Возможно есть ещё два дополнительных состояния, $I^G(J^{PC}) = ?^-(1^{+-})$ $h_1(1380)$ и $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ $f_1(1510)$, которые могут содержать большую составляющую $s\bar{s}$, так как они рождаются с большими сечениями в периферических реакциях в K^-p взаимодействиях [5]. Возникает вопрос, какие из этих состояний рождаются в адронных распадах Z бозона. Учитывая тот факт, что перечисленные состояния имеют близкие массы, необходимо провести парциально-волновой анализ обнаруженных сигналов для определения их спин-чётности. Для инклюзивных процессов это проводилось впервые.

Следует также упомянуть, что инклюзивное рождение резонансов интенсивно изучалось в адронных реакциях (смотри, например, [61, 62] и ссылки в этих публикациях), а также в e^+e^- -аннигиляции при энергиях ниже пика Z бозона [63] - [70].

Кроме исследования рождения известных адронных состояний, накопленная статистика адронных распадов позволяет производить поиск новых экзотических адронных состояний. Одним из направлений таких поисков был поиск пентакварков. Название пентакварк дано для обозначения связанных состояний четырёх кварков и одного антикварка, например $uudd\bar{s}$. Кварковая модель не исключает таких состояний. Несколь-

ко моделей предсказывают мультиплетную структуру и характеристики пентакварков, например киральная солитонная модель, некоррелированные и коррелированные кварковые модели, термальная модель, решёточная КХД и другие [71]. В настоящее время теоретические описания пентакварков очень разнообразны и не дают однозначной картины их характеристик. Более того, различные вычисления на решётках дают различные предсказания как по вопросу о существовании пентакварков, так и для их масс и спин-чётностей в случае возможности их существования.

Экспериментальные поиски пентакварков проводились ещё в 60 годы XX века, но найденные тогда кандидаты с малой статистической значимостью позднее не подтвердились [72]. В достаточно недавних экспериментальных публикациях [73] вновь появились сообщения о наблюдении пентакварков. Первый возможный кандидат - это $\Theta(1540)^+$ с массой 1.54 ± 0.01 GeV, шириной меньше 1 MeV и странностью $S = +1$, согласующийся с тем, что он состоит из $uudd\bar{s}$ кварков. Это наблюдение достаточно противоречивое также как и для других пентакварковых состояний, которые искались в данных эксперимента DELPHI (смотри [74] и ссылки в этой публикации).

После этого было объявлено об обнаружении другого экзотического бариона с двойным зарядом и двойной странностью $\Xi(1862)^{-}$ в ЦЕРН-Новском эксперименте NA49[75], который потом назвали $\Phi(1860)^{-}$ [76]. Масса этого состояния 1862 ± 2 MeV.

Ещё позднее эксперимент H1 в DESY доложил о наличии сигнала от экзотического очарованного бариона в канале pD^{*-} [77], $\Theta_c(3100)^0$. Масса этого состояния $3099 \pm 3(stat) \pm 5(syst)$ MeV, измеренная ширина совместима с экспериментальным разрешением. Это состояние интерпретировалось как антиочарованный барион с кварковым составом $uudd\bar{c}$. Несколько экспериментов пыталось проверить это наблюдение [74]. Например коллаборация ZEUS, имея большую статистику $D^{*\pm}$ мезонов не обнаружила этого узкого состояния [78].

Пентакварки могут быть как с изоспином 0 так и с изоспином 1. В случае изоспина 1 должны наблюдаться три зарядовых состояния Θ^0 ,

Θ^+ и Θ^{++} . Поэтому нужно вести поиски во всех зарядовых комбинациях системы протон-мезон.

Следует сказать также, что аналогично анализу в DELPHI был проведён анализ в эксперименте ALEPH [79], который не обнаружил статистически значимых экзотических сигналов.

4.2 Отбор событий с адронными распадами Z бозона

Детальное описание детектора DELPHI на коллайдере LEP дано во второй главе. Для анализа использовались только заряженные треки, реконструированные в центральных детекторах: микровершинном детекторе, внутреннем детекторе, ТРС (основном трековом детекторе DELPHI) и внешнем детекторе. В анализ включались частицы, удовлетворяющие следующим условиям:

- импульс трека больше $0.1 \text{ GeV}/c$;
- Ошибка импульса $\Delta p/p < 100\%$;
- полярный угол относительно оси пучка в интервале между 20° и 160° ; это условие обеспечивает попадание частицы в цилиндрическую часть детектора;
- измеренная длина трека в ТРС больше 50 см;
- измеренный прицельный параметр относительно вершины события был меньше 5 см в поперечной к пучку плоскости и меньше 10 см в направлении оси пучка.

Перечисленные критерии обеспечивают отбор частиц с точно измеренными импульсами. Среднее разрешение по импульсу заряженных треков варьируется от 0.001 до 0.01 в зависимости от их импульса и детекторов, которые участвовали в регистрации трека.

Адронные события характеризуются высокой множественностью вторичных заряженных частиц, которые несут существенную часть началь-

ной энергии. Соответственно, адронные события были отобраны по следующим критериям:

- минимум 5 заряженных частиц в событии;
- полная энергия заряженных частиц (в предположении массы π^\pm) в каждой из двух полусфер, определенных относительно направления пучка, должна быть больше 3 GeV;
- полная энергия всех заряженных частиц в событии больше 12% от энергии сталкивающихся пучков;
- полярный угол θ_{thrust} оси траста должен удовлетворять условию $|\cos\theta_{thrust}| < 0.95$; данное условие обеспечивает подавление событий $\gamma\gamma$ -взаимодействия.

С помощью Монте-Карло оценено, что примесь от $\gamma\gamma$ -взаимодействий, $\tau^+\tau^-$ событий и взаимодействия пучка с остаточным газом меньше 0.3% от отобранного количества событий.

Чтобы увеличить долю треков, выходящих из первичной вершины или близко от нее, для анализа мезонных резонансов использовались треки с прицельным параметром меньше 0.3 см в поперечной плоскости и меньше 2 см вдоль оси пучка. Это требование, в частности, хорошо очищает выборку треков от продуктов распада K_S и Λ частиц.

Влияние эффектов детектора на анализ было оценено с помощью программы моделирования DELPHI детектора, DELSIM [80]. Адронные события от распадов Z бозона моделировались с помощью модели JETSET 7.3 PS [81] с параметрами подобранными для описания данных DELPHI, и для всех частиц моделировался отклик установки.

Было отобрано 3.4 миллиона событий. Эффективность отбора адронных событий, оцененная из Монте Карло больше 95% для углового диапазона $|\cos\theta_{thrust}| < 0.95$.

Идентификация заряженных каонов с импульсами меньше 700 MeV осуществлялась по ионизации в камере ТРС, а их идентификация с большими импульсами использовала комбинированную информацию с

Черенковских детекторов RICH и данные по ионизации в TPC. Эффективность идентификации заряженных каонов во всём рассматриваемом диапазоне импульсов была примерно 50%. Она оценивалась по реальным данным из анализа сигнала $\phi \rightarrow K^+K^-$. Та же процедура определения эффективности идентификации была проведена для Монте Карло событий. В результате было определено, что Монте Карло описывает процедуру идентификации с точностью примерно 4%.

Идентификация протонов осуществлялась аналогичным способом. Порог, после которого протоны могли регистрироваться в RICH - 900 MeV. Эффективность идентификации протонов примерно такая же как и для заряженных каонов.

Кандидаты в K_S мезоны выделялись по их распаду на лету в $\pi^+\pi^-$. Детали метода реконструкции описаны в [82]. В анализе использовались V^0 , прошедшие стандартные обрезания и обрезание на массу $0.45 < M(\pi^+\pi^-) < 0.55$ GeV.

4.3 Массовый спектр системы $K_S K^\pm \pi^\mp$

Распределение спектра инвариантных масс для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ показан на рисунке 4.1a). Также на этом рисунке показан спектр масс системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ с условием, что масса системы $M(K\pi)$ попадает в массовый диапазон для $K^*(892)$, $0.822 < M(K\pi) < 0.962$ GeV. Это условие могло бы оказаться полезным в случае, если искомые резонансные состояния распадаются через промежуточное $K^*(892)$ состояние. Ни одно из этих распределений не даёт видимых сигналов в массовом диапазоне от 1.2 до 1.6 GeV. Это следствие большого комбинаторного фона в этом массовом диапазоне. Среднее число $K_S K^\pm \pi^\mp$ комбинаций на одно адронное событие примерно 11. Ключевым условием для выделения сигналов $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ - отбор $K_S K^\pm \pi^\mp$ комбинаций с малой массой системы $K_S K^\pm$ (рисунок 4.1b).

При этом выделяется возможная мода распада $a_0(980)^\pm \pi^\mp$, а также, в случае распада по каналу $K^*(892)\bar{K} + c.c.$, область интерференции двух $K^*(892)$ на Далиц-плоте $M(K^+\pi^-)^2 - M(K_S\pi^-)^2$. Комбинаторный фон

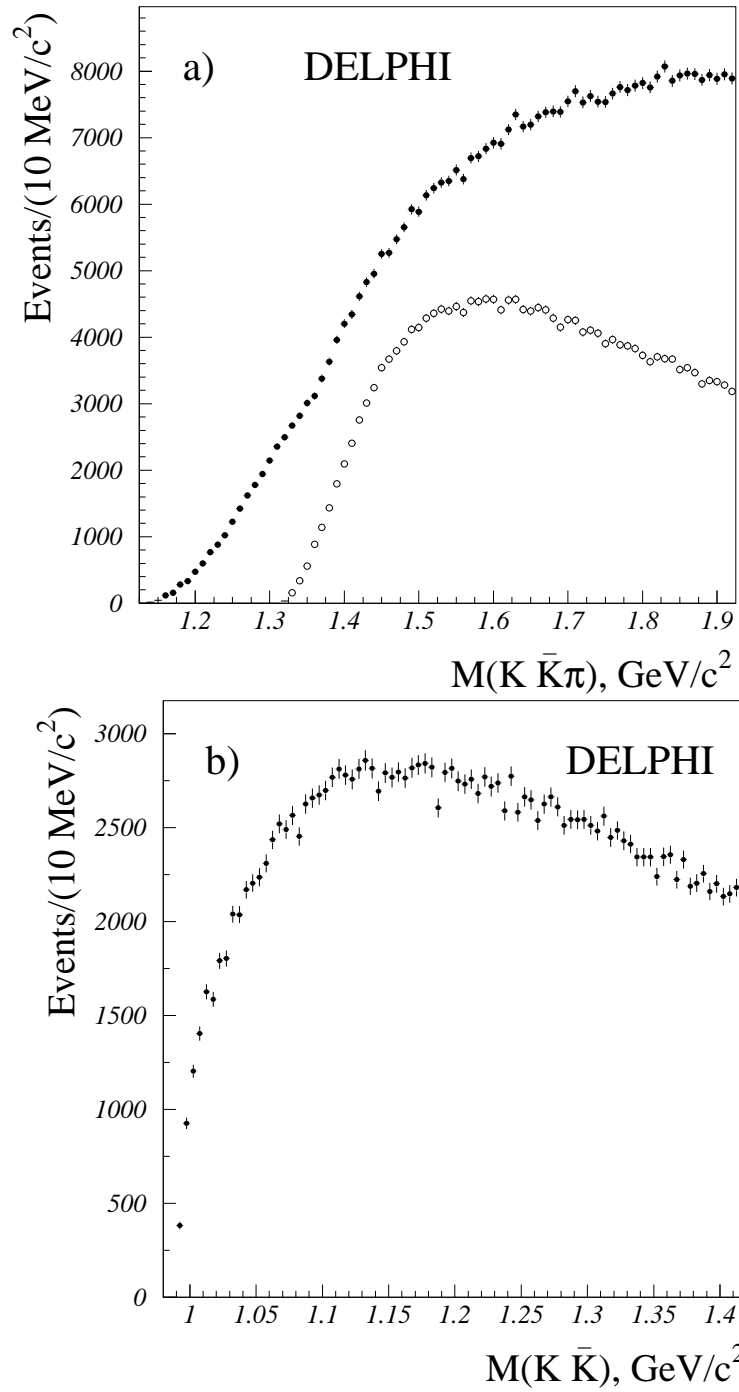


Рис. 4.1: Распределения по инвариантной массе для систем $K_S K^\pm \pi^\mp$ **a)** и $K_S K^\pm$ **b)** в адронных распадах Z бозона. На рисунке **a)** чёрными кружками показано распределение для всех $K_S K^\pm \pi^\mp$ комбинаций, светлыми - для комбинаций с условием $0.822 < M(K\pi) < 0.962 \text{ GeV}$.

этим условием существенно сокращается. Используя Монте Карло события, было определено, что обрезание $M(K_S K^\pm) < 1.04 \text{ GeV}$ максимизирует отношение сигнала к фону как для $f_1(1285)$ так и для $f_1(1420)$. После наложения этого обрезания полученный спектр масс $K_S K^\pm \pi^\mp$ показан на рисунке 4.2.

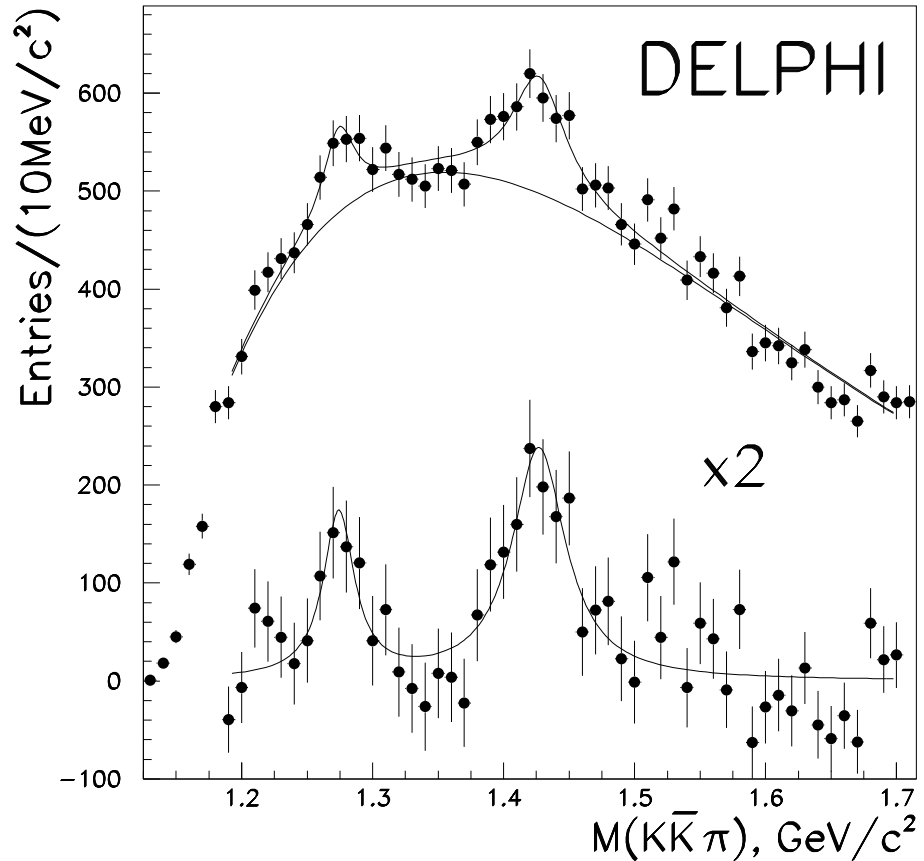


Рис. 4.2: Распределения по инвариантной массе для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ при условии $M(K_S K^\pm) < 1.04 \text{ GeV}$. Две кривые в верхней части рисунка представляют результат фита гистограммы суммой функций Брейта-Вигнера и гладкого фона (см. текст). В нижней части рисунка показана гистограмма после вычитания фона, умноженная на 2 вместе с функциями Брейта-Вигнера, полученными из фита.

В распределении видны два пика в массовых диапазонах с разрешением 8 и 9 MeV соответственно для пика с меньшей и большей массой. С помощью событий Монте Карло было проверено, что эти сигналы не являются отражениями других резонансов, масса которых находится в диапазоне от 1.0 до 1.5 GeV, таких как $\phi(1020)$ и $K_1(1270)$ мезоны, в которых каоны были неправильно идентифицированы.

Таблица 4.1: Параметры сигналов и числа событий из фита.

Масса (MeV)	Ширина (MeV)	Число событий
1274 ± 6	29 ± 12	$358 \pm 93(stat.) \pm 59(syst.)$
1426 ± 6	51 ± 14	$870 \pm 128(stat.) \pm 136(syst.)$

Чтобы оценить фон под сигналами, были использованы Монте Карло события в которых были убраны все резонансы с большими брэнчингами распада в $(K\bar{K}\pi)^0$ в массовом диапазоне от 1.2 до 1.6 GeV. Полученный для таких событий спектр в диапазоне масс от 1.15 до 1.70 GeV хорошо описывался функцией

$$f_b(M) = (M - M_0)^{\alpha_1} \exp(\alpha_2 M + \alpha_3 M^2), \quad (4.1)$$

где M и M_0 это инвариантная масса системы $(K\bar{K}\pi)^0$ и пороговая масса для неё соответственно, α_i - параметры фита ($\alpha_1 = 0.7 \pm 0.1$, $\alpha_2 = 5.8 \pm 2.0$, $\alpha_3 = -3.1 \pm 0.6$). После этого экспериментальный спектр масс $(K\bar{K}\pi)^0$ фитировался в диапазоне от 1.19 до 1.70 GeV суммой фоновой функции f_b и двух S-волновых функций Брейта-Вигнера

$$f_r(M) = \frac{\Gamma_r^2}{(M - M_r)^2 + (\Gamma_r/2)^2} \quad (4.2)$$

В формуле (4.2) релятивистская, зависящая от углового момента функция Брейта-Вигнера не использовалась, поскольку для этого нужна полная информация о квантовых числах резонансов. Дополнительным аргументом достаточности формулы (4.2) является малая статистика сигналов и большой фон под ними. Полученные из фита массы и ширины (M_r и Γ_r) приведённые в таблице 4.1 согласуются с величинами, приведёнными в PDG [5] для $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ резонансов.

Систематическая погрешность в определении масс резонансов оценивалась путём использования различных способов фита фона, описанных ниже. Она составляла 1-2 MeV и была квадратично включена в статистическую ошибку. Следует заметить, что параметры первого резонанса не совпадают с параметрами для $\eta(1295)$.

Числа событий в таблице 4.1 соответствуют фите на рисунке 4.2, в котором ширины обоих резонансов были зафиксированы на отфитированных значениях, а параметры фоны оставались свободными при фите.

Наибольшие вклады в систематическую погрешность дают процедуры отбора V^0 кандидатов и идентификации заряженных каонов с одной стороны и условия проведения фита с другой. Для оценки первого рода систематики было проведено сравнение распределений по массам для систем $K_S K^\pm$ в данных и Монте Карло. Отнормированные на одно и то же число событий распределения совпадали в пределах 7% в диапазоне малых масс системы $K_S K^\pm$.

Сигналы от $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ видны на большом фоне ($\sim 80\%$). Изменения формы фона и его амплитуды приводят к значительным изменениям числа сигнальных событий. Для количественной оценки были проведены фиты при различных условиях: в разных диапазонах фитирования, фитирование распределений с фиксированными ширинами сигналов и свободными параметрами фона, при параметризации фона полиномами различных степеней. Таким образом была получена оценка систематической неопределённости числа резонансов $\pm 15\%$ для $f_1(1285)$ и $\pm 14\%$ для $f_1(1420)$. Эти систематические неопределённости были квадратично добавлены к статистическим и приведены в таблице 4.1.

Эффективности регистрации этих двух состояний, оценённые с помощью Монте Карло равны: $(0.063 \pm 0.003)\%$ для $f_1(1285)$, $(0.45 \pm 0.02)\%$ для $f_1(1420)$. Приведённые значения включают в себя следующие множители: брэнчинг распада на $K \bar{K} \pi$ (0.09, 1.), долю конечных состояний с заряженным пионом (1/2, 2/3), брэнчинг $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- = 1/2 \Pi 0.686 = 0.343$, эффективность реконструкции и идентификации для отобранных состояний (0.058, 0.061), поправочный множитель для обрезания $M(K_S K^\pm) < 1.04 \text{ GeV}$ (0.70, 0.32). Приведённые ошибки - статистические погрешности Монте Карло.

4.4 Парциально-волновой анализ системы $K_S K^\pm \pi^\mp$

Для получения информации о спин-чётности обнаруженных двух сигналов был проведён парциально-волновой анализ (ПВА) системы $K_S K^\pm \pi^\mp$. Парциально-волновые анализы трёхчастичных систем проводились многократно, список ссылок можно найти в PDG [5], например для $a_1(1260)$, $a_2(1320)$, $K_1(1270/1400)$ или $K_2(1770)$. В данном анализе эта методика применяется впервые для инклюзивных адронных распадов Z бозона.

Система, состоящая из трёх псевдоскалярных частиц, описывается пятью переменными, в качестве которых можно выбрать три угла Эйлера, описывающих ориентацию плоскости распада в системе центра масс, и две массовые переменные, описывающие Далиц распределение распада. Для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ анализировался только Далиц плот, то есть было проведено интегрирование по трём углам Эйлера. Это существенно сокращает число параметров, используемых в анализе. Проводился масс-зависимый ПВА, при котором фитировались Далиц-плоты для определения вкладов различных J^{PC} волн как функции массы системы $K_S K^\pm \pi^\mp$. Технические детали процедуры фитирования приведены в [83]. Коротко можно сказать, что фитирование проводилось методом максимизации функции правдоподобия, нормировочные интегралы вычислялись с помощью Монте Карло событий, таким образом учитывая обрезание $M(K_S K^\pm) < 1.04 \text{ GeV}$. Фиты с различными гипотезами J^{PC} сравнивались путем сравнения полученных величин правдоподобия, а также по качеству описания спектра инвариантных масс систем $(K \bar{K} \pi)$, $(K \pi)$ и $(K \bar{K})$.

В инклюзивных адронных событиях очень важно правильно параметризовать фон под двумя сигналами. Фон включает в себя различные процессы, которые дают различные множественности фоновых частиц. При изучении систем $K_S K^\pm \pi^\mp$ с массами вне области масс сигналов было обнаружено, что в фоновых комбинациях есть существенный вклад от состояний $a_0(980)$ и $K^*(892)$, не связанных с трёхчастичными резонансами. Поэтому предполагалось, что фон, который не интерферирует с сигналами может быть описан неинтерферирующей суперпозицией

константного трёхчастичного фазово-объёмного члена и и парциальных волн $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})a_0(980)\pi$ (S-волна), $0^+(1^{++})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ (S-волна) и $0^-(1^{+-})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ (S-волна). Массовая зависимость системы $(K\bar{K}\pi)$ для фона параметризовалась формой (4.1), в которой параметр α_3 был положен равным нулю.

Сами сигналы представлялись набором квазидвухчастичных амплитуд, которые имеют форму функций Брейта-Вигнера, умноженных на спин-чётностные члены [83]. Были включены волны с $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$, $0^+(0^{-+})$ и $0^-(1^{+-})$, в которых разрешена интерференция каналов $a_0(980)\pi$ и $K^*(892)\bar{K} + c.c.$ при заданном J^{PC} .

ПВА проводился для системы $(K\bar{K}\pi)$ в диапазоне инвариантных масс от 1.18 до 1.66 GeV. На первом этапе анализа определялись различные вклады в фон. При этом предполагалось, что в сигналы вносят вклад $\eta(1295)$ и $f_1(1285)$ в случае первого пика, а в случае второго пика - резонансы $\eta(1440)$, $h_1(1380)$ и $f_1(1420)$, которые параметризовались функциями Брейта-Вигнера с массами и ширинами фиксированными на значениях из PDG [5]. При этом описание распределений по массам систем $(K\pi)$ и $(K\bar{K})$ было хорошим в областях вне сигнальных пиков.

На следующем этапе определялись спин-чётности сигналов. При этом вклады в фон различных составляющих были зафиксированы на значениях, полученных при фитировании на предыдущем этапе. Только параметр общей нормировки фона оставался свободным при фите. Вводились различные амплитуды J^{PC} для каждого сигнала по отдельности, при этом массы и ширины соответствующих $(K\bar{K}\pi)$ резонансов были свободными параметрами фита. Фиты при данных условиях дали следующие результаты. Волны $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++}) a_0(980)\pi$ и $0^+(0^{-+}) a_0(980)\pi$ одинаково хорошо описывают область массы 1.28 GeV, с одинаковыми значениями максимума правдоподобия. Таким образом, первый сигнал может с равной вероятностью быть как $f_1(1285)$ так и $\eta(1295)$. Если зафиксировать массы и ширины состояний $f_1(1285)$ и $\eta(1295)$ на соответствующих значениях из PDG, то область первого сигнала описывается лучше волной $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++}) a_0(980)\pi$. Это следствие того факта, что положение первого пика ближе к массе $f_1(1285)$ чем к массе $\eta(1295)$.

В области массы 1.4 GeV величина логарифма максимума правдоподобия больше для волны $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ чем для волн $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+}), 0^-(1^{+-})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ и $0^+(1^{++})a_0\pi$ на 4, 8 и 9 единиц соответственно, что для второго сигнала делает предпочтительной гипотезу $f_1(1420) \rightarrow K^*\bar{K}$ чем гипотезы $\eta(1440)$ и $h_1(1380)$.

Результаты для наилучшего фита с волнами $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})a_0(980)\pi$ для $f_1(1285)$ и $0^+(1^{++})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ для $f_1(1420)$ показаны на рисунке 4.3 совместно с вкладами различного типа фонов. Массы, ширины и числа событий, полученные из фита статистически совместимы с приведёнными в таблице 1. Из рисунка видно, что фоновые распределения для $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})K^{892}\bar{K} + c.c.$ (S-волна) и для $0^-(1^{+-})K^{892}\bar{K} + c.c.$ (S-волна) похожи на резонансы. Это можно объяснить следующими причинами: 1) фоновая функция распределения резко падает с ростом массы ($K\bar{K}\pi$) системы, что является следствием обрезания $M(K_S K^\pm) < 1.04$ GeV; 2) массовый порог для системы $K^{892}\bar{K}$ примерно 1.4 GeV, в результате чего спектр масс системы ($K\bar{K}\pi$) резко спадает при более низких значениях вследствие небольшой ширины $K^*(892)$.

Основные источники систематики определяются моделями описания фона и условиями фитирования ПВА. Чтобы их оценить была проведена серия фитов, при которых вклады различных видов фонов были свободны, а массы и ширины ($K\bar{K}\pi$) резонансов фиксированы на их значениях из PDG [5]. Та же процедура была проведена для полиномиальной параметризации фона для $M(K\bar{K}\pi)$ вместо формы (4.1). Во всех этих фитах оценивался относительный вклад различных типов фонов. Все фиты подтвердили относительные вклады фонов, полученные ранее.

Учитывая систематические ошибки, полученные из сравнения результатов различных фитов, числа резонансов $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$, полученные для фита, изображённого на рисунке (4.3), равны соответственно $237 \pm 60(stat.) \pm 70(syst.)$ и $711 \pm 100(stat.) \pm 75(syst.)$. Эти результаты согласуются с результатами, полученными в разделе 4.3 в пределах систематических ошибок.

Все фиты выдают, что вклад волны $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})K^{892}\bar{K} + c.c.$ в сигнал в области массы 1.4 GeV доминирующий. Максимальный воз-

возможный вклад от состояний $\eta(1440)$ и $h_1(1380)$ можно получить из значений максимальных интенсивностей волн $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+}$ и $0^-(1 + -)K^{892}\bar{K} + c.c.$, полученных при фитировании. Средние множественности этих состояний на один адронный распад Z бозона в предположении, что брэнчинг распада этих состояний в $K^{892}\bar{K} + c.c.$ равен 100%, соответственно равны $(0.{}^{+0.007}_{-0.})$ и $(0.017{}^{+0.011}_{-0.015})$.

4.5 Средние множественности и дифференциальные сечения рождения $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$

Из фита гистограммы, описанном в разделе 4.3 были получены следующие средние множественности резонансов на один адронный распад Z бозона: $\langle n \rangle = 0.165 \pm 0.051$ для $f_1(1285)$ и $\langle n \rangle = 0.056 \pm 0.012$ для $f_1(1420)$ с учётом того, что брэнчинг $f_1(1285)$ по каналу $(K\bar{K}\pi)$ равен $(9.0 \pm 0.4)\%$ а брэнчинг для $f_1(1420)$ равен 100% [5].

Средние множественности состояний на один адронный распад Z бозона, на одно спиновое и одно изоспиновое состояние для скалярных, векторных и тензорных мезонов с различными странностями как функции массы [84, 85] показаны на рисунке 4.4 для усреднённых результатов экспериментов на коллайдере LEP. На этот рисунок для сравнения добавлены полученные в данной главе результаты. Из рисунка видно, что и $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ лежат близко от линии, соответствующей мезонам, состоящим из лёгких кварков $n\bar{n}$. Это подтверждает гипотезу, что и $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ содержат малую примесь состояний $s\bar{s}$. Состояния, про которые известно, что это чистые $s\bar{s}$ мезоны, ϕ и $f_2'(1525)$, лежат ниже. Соответствующий множитель $\gamma^k \approx 1/4(\gamma = 0.50 \pm 0.02)$ [84], $k = 2$, k - число s и \bar{s} кварков в мезоне, как показано на рисунке 4.4. Таким образом средние множественности рождения $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ указывают на малую вероятность содержания в них большого количества странности.

Было проведено также измерение средних множественностей $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ в различных диапазонах масштабированного импульса x_p ($x_p = p_{K\bar{K}\pi}/p_{beam}$) для $x_p > 0.05$, поскольку отношение сигнала к фону слиш-

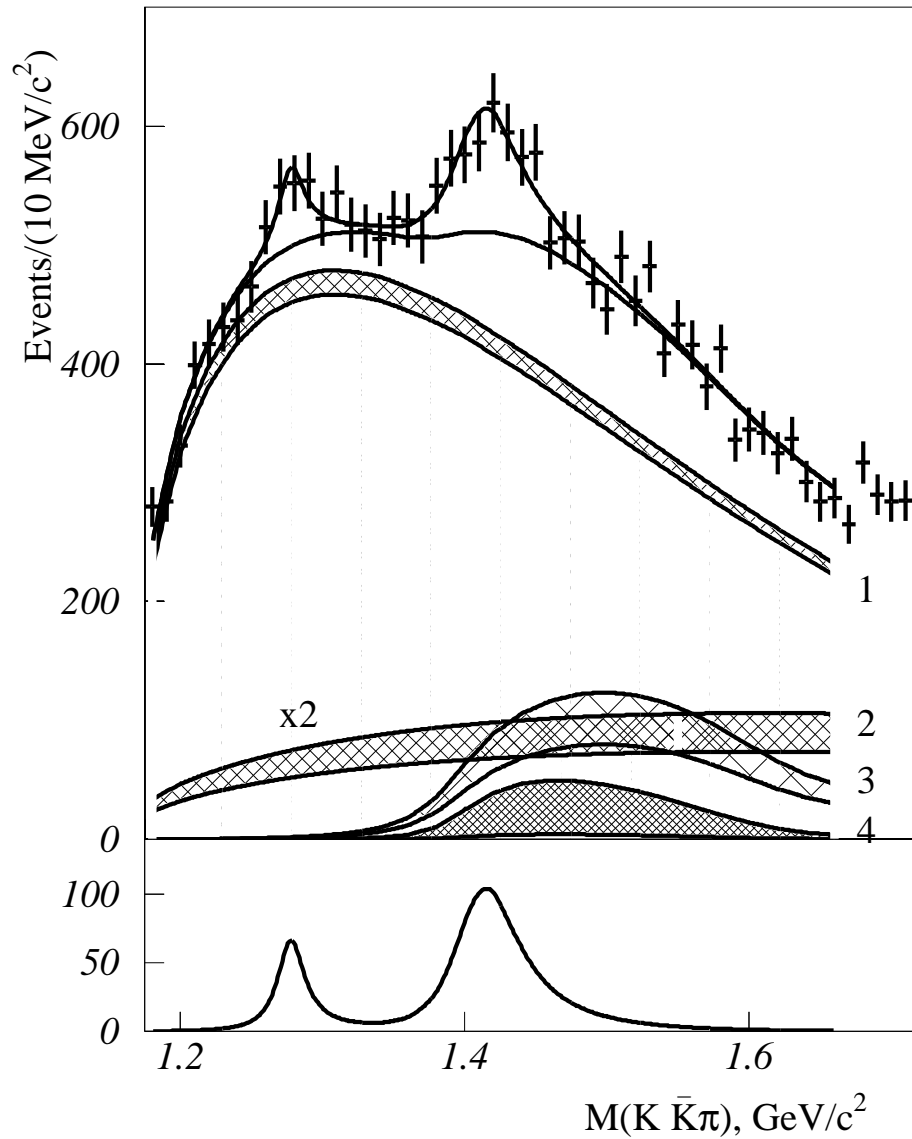


Рис. 4.3: Распределения по инвариантной массе для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ при условии $M(K_S K^\pm) < 1.04$ GeV совместно результатами фита ПВА. В нижней части рисунка показаны вклады сигналов $1^{++} a_0(980) \pi$ для первого пика и $1^{++} K^*(892) \bar{K}$ для второго пика. Фон состоит из неинтерферирующей суперпозиции изотропного трёхчастичного распределения по фазовому объёму (1), волны $0^{-+} a_0(980) \pi$ (2), $1^{++} K^*(892) \bar{K}$ (3) и $1^{+-} K^*(892) \bar{K}$. Заштрихованные области определяют пределы изменения вкладов, обусловленные ошибками параметров. Три последних вклада в фон умножены на два.

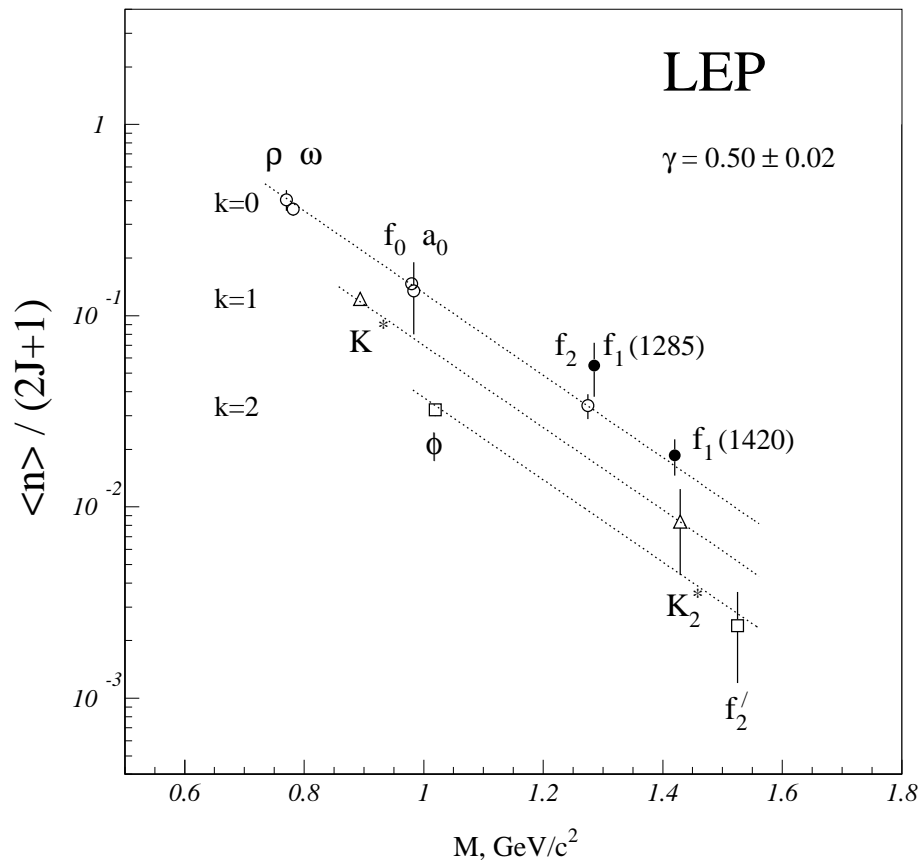


Рис. 4.4: Средние множественности состояний на один адронный распад Z бозона, на одно спиновое и одно изоспиновое состояние для скалярных, векторных и тензорных мезонов как функции массы (незаполненные кружки из [84]). Два чёрных кружка соответствуют $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$, представленным в данном анализе.

Таблица 4.2: Измеренные средние множественности на одно адронное событие, дифференциальные сечения и экспериментальные эффективности для $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ как функции x_p .

x_p - интервал	Множественность $f_1(1285)$	$(1/\sigma_h)(d\sigma/dx_p)$	Эффективность
0.05 - 0.10	0.046 ± 0.026	0.92 ± 0.52	$(6.5 \pm 0.7) \times 10^{-4}$
0.10 - 0.20	0.053 ± 0.024	0.53 ± 0.24	$(9.4 \pm 0.8) \times 10^{-4}$
0.20 - 1.0	0.051 ± 0.022	0.06 ± 0.03	$(6.4 \pm 0.7) \times 10^{-4}$
x_p - интервал	Множественность $f_1(1420)$	$(1/\sigma_h)(d\sigma/dx_p)$	Эффективность
0.05 - 0.10	0.018 ± 0.006	0.36 ± 0.12	$(3.1 \pm 0.3) \times 10^{-4}$
0.10 - 0.20	0.017 ± 0.004	0.17 ± 0.04	$(8.5 \pm 0.5) \times 10^{-4}$
0.20 - 1.0	0.015 ± 0.005	0.02 ± 0.01	$(3.9 \pm 0.3) \times 10^{-4}$

ком мало для малых импульсов. Спектры масс ($K\bar{K}\pi$) совместно с результатами фита для трёх диапазонов x_p приведены на рисунке 4.5. Полученные из фита средние множественности и дифференциальные сечения приведены в таблице 4.2. Сравнение полученных результатов с предсказанием генератора JETSET не было проведено, так как распады $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ в нём происходят по фазовому объёму, а не по матричному элементу с заданной спин-чётностью. Небольшой выброс на рисунке 4.5 около массы $M(K_S K^+ \pi^-) = 1.55 \text{ GeV}$ для $0.05 < x_p < 0.1$ статистически незначим.

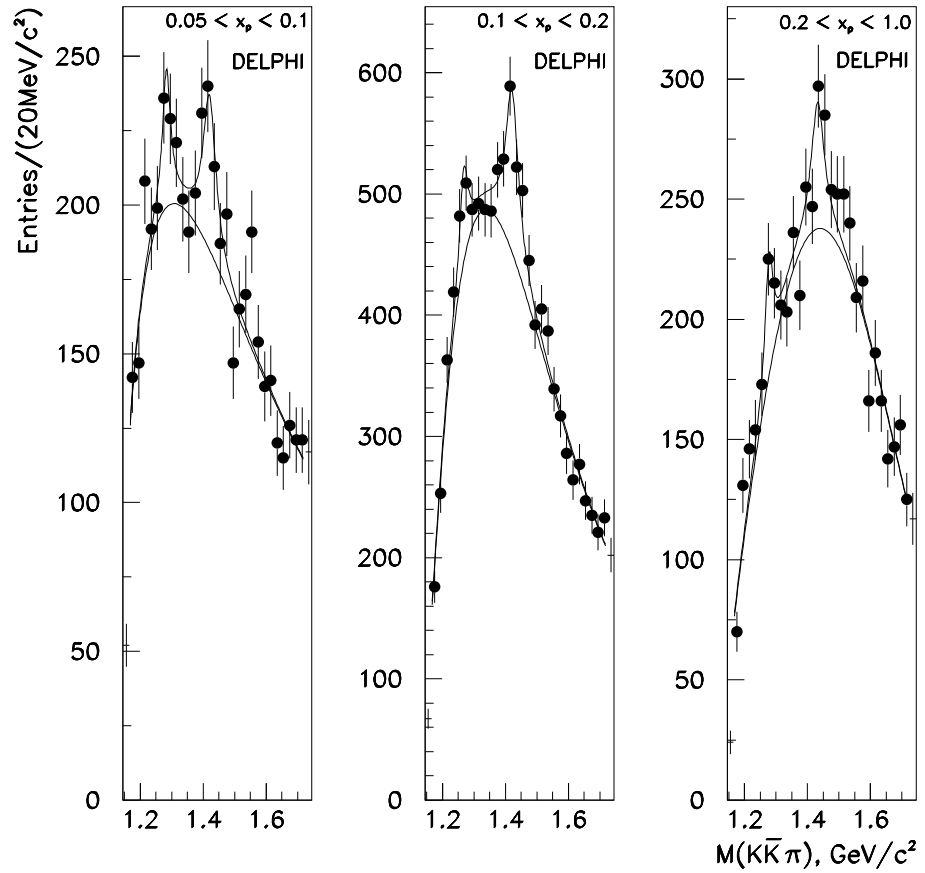


Рис. 4.5: Распределения по инвариантной массе для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ при условии $M(K_S K^\pm) < 1.04$ GeV для различных интервалов x_p , обозначенных на рисунке. Кривыми показаны результаты фита и вклады фона.

4.6 Поиск пентакварков в адронных распадах Z бозона

4.6.1 Странные пентакварки в системе pK^0

Состояние Θ^+ можно детектировать по распаду на pK^0 , состояние Θ^{++} по распаду на pK^+ . Поэтому в адронных распадах Z бозона анализировались спектры инвариантных масс pK^0 и pK^+ . Эти спектры сравнивались со спектром масс pK^- , где наблюдается сигнал от $\Lambda(1520)$. В данном анализе спектры инвариантных масс описывались функцией $f(M, \vec{a})$ инвариантной массы M . Параметры \vec{a} определялись из фита данных методом минимизации χ^2 . Функция $f(M, \vec{a})$ состояла из двух слагаемых:

$$f(M, \vec{a}) = f^S(M, \vec{a}) + f^B(M, \vec{a}), \quad (4.3)$$

описывающих сигнал и фон соответственно. Функция $f^S(M, \vec{a})$, описывающая сигнальные резонансы в соответствующих спектрах инвариантных масс, имеет следующую форму:

$$f^S(M, \vec{a}) = a_1 \times R(M, a_2, a_3), \quad (4.4)$$

где R обозначает или нерелятивистскую функцию Брейта-Вигнера или функцию Гаусса, параметры a_2 и a_3 обозначают массу и ширину резонансов, получаемых из фита. Фоновый член $f^B(M, \vec{a})$ представлялся полиномом третьей степени по переменной M .

В разделе 4.2 описана процедура реконструкции K^0 мезонов, распадающихся на леву на $\pi^+\pi^-$. Соответствующий спектр масс $\pi^+\pi^-$ для кандидатов в V^0 показан на рисунке 4.6 (а).

Распределение по инвариантной массе для системы pK_S^0 показано на рисунке 4.6(b) для обрезания по массе $\pi^+\pi^-$ кандидатов в V^0 $0.45 < M(\pi^+\pi^-) < 0.55$ GeV. В области масс Θ^+ никакого сигнала не видно. Симуляция фонового распределения хорошо описывает данные во всём массовом диапазоне.

Чтобы поставить верхний предел на среднюю множественность рождения Θ^+ в адронных распадах Z-бозона была проведена описанная выше процедура фитирования. Возможный сигнал моделировался функцией

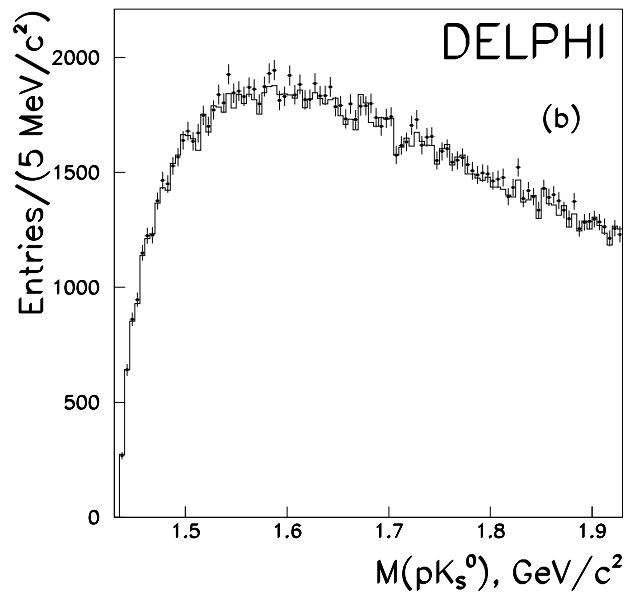
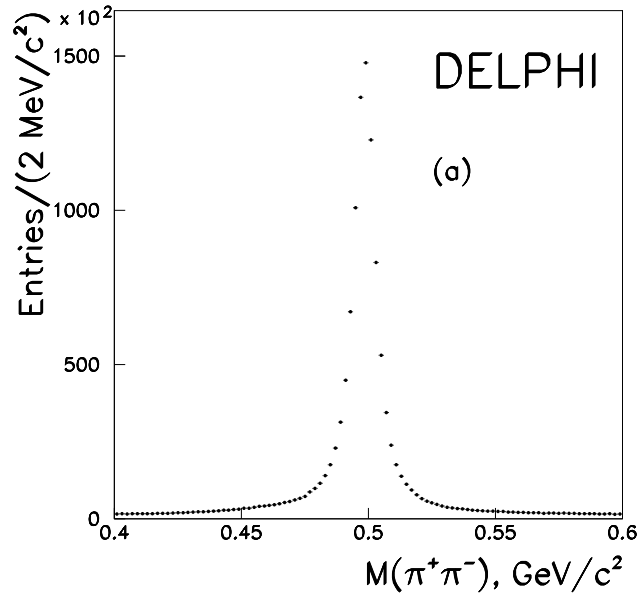


Рис. 4.6: (a) Распределения по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ для кандидатов в V^0 . (b) Распределения по инвариантной массе для системы pK^0 . Точками показаны данные, гистограмма - симуляция фонового распределения.

Гаусса с центральным значением 1.54 GeV и шириной 10 MeV, равной разрешению детектора по массе pK_S^0 в области массы 1.54 GeV.

Эффективность реконструкции распада на pK_S^0 , определённая с помощью Монте Карло, равна $(6.4 \pm 0.3)\%$. Ошибка эффективности определяется систематическими неопределённостями реконструкции K_S^0 мезонов и протонной идентификации. Число событий, полученное из фита $-20 \pm 64(stat.)$. Соответствующий верхний предел средней множественности Θ^+ на одно адронное событие для 95% уровня достоверности:

$$\langle N_{\Theta^+} \rangle \times Br(\Theta^+ \rightarrow pK_S^0) < 5.1 \times 10^{-4},$$

где систематическая ошибка добавлена квадратично к статистической ошибке. Поправка на брэнчинг $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в приведённом результате учтена.

4.6.2 Анализ каналов pK^- и pK^+

Поиск возможного состояния Θ^{++} проводился в канале pK^+ после исследования канала pK^- , где наличие сигнала $\Lambda(1520)$ демонстрирует достаточную эффективность детектора для канала в области масс возможного Θ^{++} состояния. На рисунке 4.7(а) показан спектр инвариантных масс системы pK^- . В нём наблюдается чёткий сигнал от $\Lambda(1520)$. Было проверено, что в данной области масс нет отражений от распадов известных частиц. В дополнение к этому, комбинации pK^- забраковывались, если K^- при комбинировании с любым другим идентифицированным K^+ давал массу в диапазоне массы $\phi(1020)$.

Число $\Lambda(1520)$, полученное из фита, показанного на рисунке равно:

$$\langle N_{\Lambda(1520)} \rangle = 2130 \pm 450$$

Полученные из фита масса и ширина равны 1.520 ± 0.002 GeV и 0.010 ± 0.004 GeV соответственно, что совпадает с ожиданием из Монте Карло для сигнала от $\Lambda(1520)$. Значение χ^2 делённого на число степеней свободы 1.4. Определённая из Монте Карло эффективность отбора $\Lambda(1520)$ равна $(12.8 \pm 0.5)\%$. Это соответствует средней множественности $\Lambda(1520)$

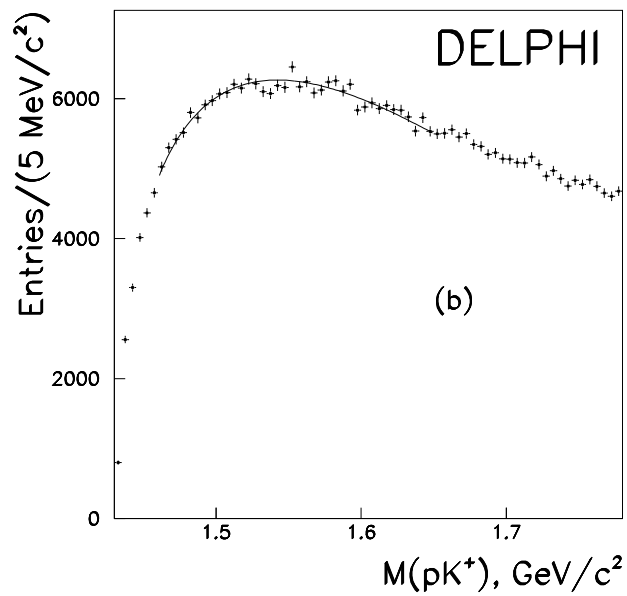
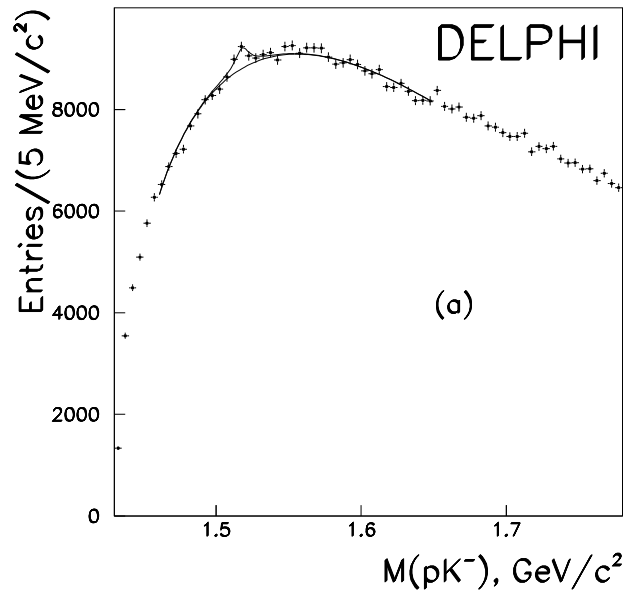


Рис. 4.7: (а) Распределения по инвариантной массе pK^- . (б) Распределения по инвариантной массе для системы pK^+ . Линии показывают результаты фитов, описанных в тексте.

на одно адронное событие $0.0217 \pm 0.0046(stat.)$, что можно сравнить с опубликованным в PDG значением 0.0224 ± 0.0027 [5].

Спектр инвариантных масс pK^+ пар, полученных при тех же обрезающих показателях показан на рисунке 4.7(b). Статистически значимых пиков не наблюдается. Значение χ^2 делённого на число степеней свободы фита функцией для фона равно 2.1.

Верхний предел на среднюю множественность Θ^{++} можно определить для диапазона ожидаемых масс (от 1.45 до 1.65 GeV), в предположении эффективности такой же как для $\Lambda(1520)$. Следует также иметь в виду, что так как $\Lambda(1520)$ может распадаться с равной вероятностью на пару заряженных частиц и пару нейтральных, то чувствительность детектора к каналам распада Θ^{++} в два раза выше чем $\Lambda(1520)$.

Фит формулой (4.3) был проведен для массы сигнала варьировавшейся от 1.45 GeV до 1.65 GeV с шагом 5 MeV и шириной сигнальной функции Гаусса 10 MeV (ожидаемое экспериментальное разрешение). Верхние пределы с 95% уровнем достоверности были установлены как функция массы Θ^{++} . Максимальная величина сигнала в исследованном диапазоне равнялась 350 ± 187 событий. Систематические погрешности для средней множественности на одно адронное событие для Θ^{++} с массой близкой к массе $\Lambda(1520)$ ожидаются такими же как для $\Lambda(1520)$, которые были оценены в 16% [86]. Она прибавлена квадратично к статистической ошибке. В результате был получен общий верхний предел на множественность Θ^{++} во всем диапазоне масс от 1.45 до 1.65 GeV:

$$\langle N_{\Theta^{++}} \rangle < 1.6 \times 10^{-3}$$

Этот предел несколько хуже ожидавшегося из-за статистических флуктуаций примерно 2σ в области масс от 1.52 до 1.58 GeV.

4.6.3 Поиск дважды заряженных пентакварков с двойной странностью

Экзотические барионы с двойным зарядом и двойной странностью искались в канале $\Xi^-\pi^-$. Ξ^- гиперон реконструировался по распаду $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$. Для этого все кандидаты в V^0 , то есть все пары противоположно

заряженных частиц, прошедшие процедуру отбора V^0 , описанную в разделе 4.2, рассматривались как кандидаты в Λ гиперон. Для каждой пары частица с большим импульсом считалась протоном, а другая π -мезоном.

Спектр масс системы $p\pi^-$ показан на рисунке 4.8 (а). Инвариантная масса системы $p\pi^-$ для Λ кандидатов должна быть в интервале от 1.100 до 1.135 GeV, вероятность χ^2 фитирования вторичной вершины должна быть больше 10^{-5} , расстояние от вторичной вершины до точки взаимодействия пучков в плоскости, перпендикулярной оси пучков, должно быть больше 0.2 см.

Для кандидатов Ξ^- , распадающихся на $\Lambda\pi^-$ проводилась следующая процедура фитирования. 16 измеренными переменными в фите были параметры спиралей треков (по 5 параметров на каждый трек) и координата z точки взаимодействия пучков (координаты x и y измеряются очень точно, поэтому могут быть зафиксированы на измеренных значениях). Фитируемыми переменными были координаты распадов Ξ^- и Λ . На фит накладывались условия, чтобы векторная сумма импульсов Λ и π^- равнялась импульсу Ξ^- , а продукты распада Λ давали номинальную массу Λ гиперона из PDG. Получающийся в результате спектр масс $\Lambda\pi^-$ показан на рисунке 4.8 (b).

Инвариантная масса системы $\Lambda\pi^-$ для Ξ^- кандидатов должна быть в интервале от 1.30 до 1.34 GeV. Ξ^- комбинируются с пионами. Спектр масс для нейтральных комбинаций $\Xi^-\pi^+$ показан на рисунке 4.8 (c). Виден чёткий сигнал $\Xi(1530)$, число сигнальных событий 820 ± 50 . Исследованию свойств $\Xi(1530)$ в распадах Z бозона посвящена работа DELPHI [87].

Спектр масс для комбинаций $\Xi^-\pi^-$ показан на рисунке 4.8 (d). Никаких статистически значимых сигналов в нём не наблюдается. Гистограммой показано предсказание Монте Карло для $\Xi^-\pi^-$ спектра без пентакварков. Для оценки числа событий было проведено фитирование массового спектра $\Xi^-\pi^-$ формулой (4.3) с центральным значением для функции Гаусса 1.862 GeV и шириной 0.015 GeV, которая равна экспериментальному разрешению для данного диапазона масс. Число событий, полученных из фита, равно -50 ± 75 . Эффективность реконструкции состояния Φ^{--} , которое распадается на $\Xi^-\pi^-$, оценённая с помощью Монте

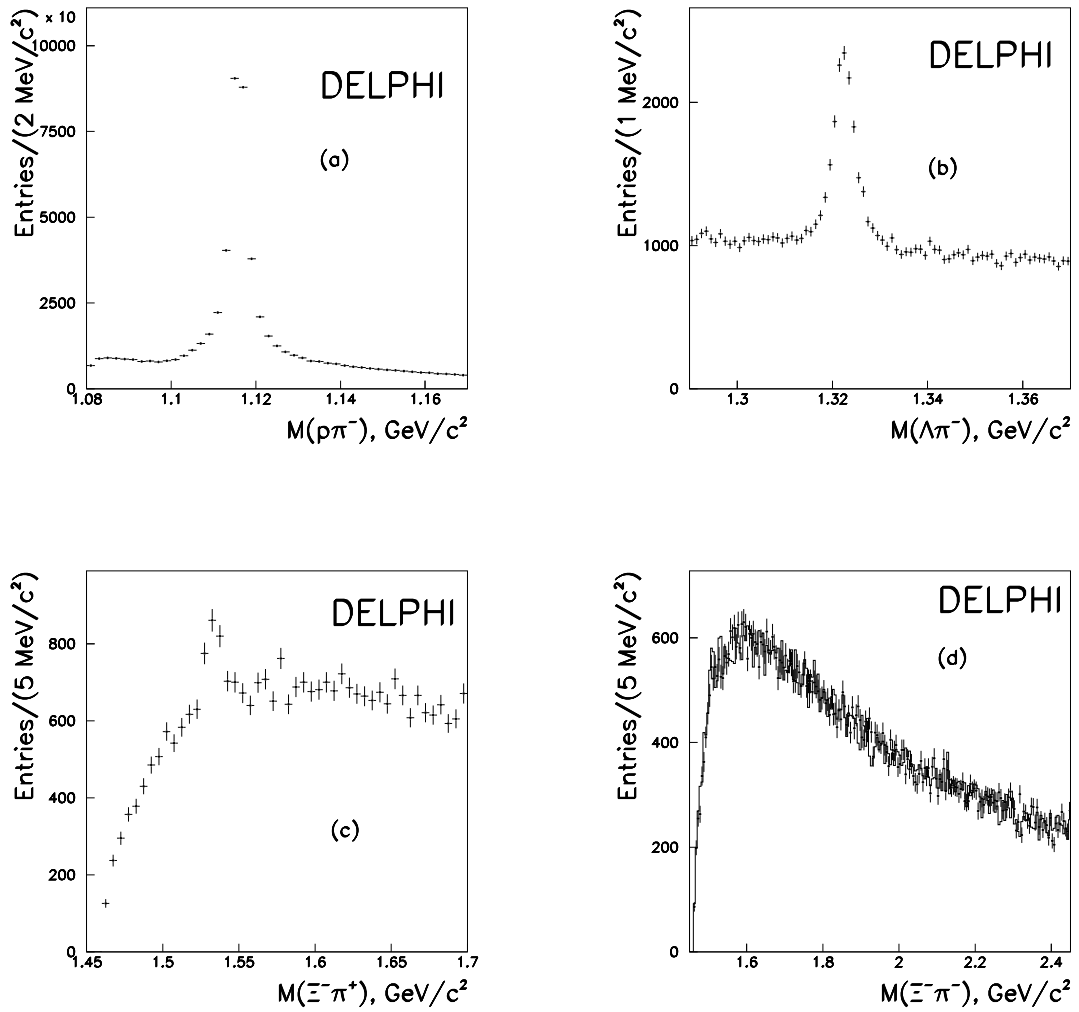


Рис. 4.8: (a) Распределение по инвариантной массе $p\pi^-$. (b) Распределение по инвариантной массе $\Lambda\pi^-$. (c) Распределение по инвариантной массе $\Xi^-\pi^+$. (d) Распределение по инвариантной массе $\Xi^-\pi^-$. Гистограммой показано предсказание Монте Карло для фона.

Карло, равняется $(10.0 \pm 0.5)\%$. Ошибка эффективности определяется в основном неопределённостями процедур реконструкции и идентификации частиц. В результате получен верхний предел с 95% уровнем достоверности:

$$\langle N_{\Phi(1860)^{--}} \rangle \times Br(\Phi(1860)^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-) < 2.9 \times 10^{-4}.$$

4.6.4 Поиск очарованных пентакварков в системе D^*p

Поиск очарованных пентакварков проводился на части статистики адронных распадов Z бозона, набранной в 1994 и 1995 годах. После наложения критериев отбора, описанных в разделе 4.2, было отобрано 2.1 миллиона событий. Затем отбирались события, в которых была цепочка распадов $D^{*+} \rightarrow D^0 X \rightarrow K^- \pi^+ X$. После этого были наложены следующие дополнительные условия:

- $x_E(K\pi) > 0.15$, где x_E - энергия системы, делённая на энергию пучка;
- в реконструированном распаде D^0 мезона и каон и пион должны иметь импульсы больше 1 GeV и угол между импульсами каона и пиона меньше 90° в системе покоя D^* ;
- импульс третьего мягкого пиона в распаде $D^* \rightarrow D\pi$ должны быть в диапазоне от 0.3 до 2.5 GeV;
- длина пробега D^0 мезона меньше 2.5 см и больше нуля по крайней мере на три стандартных отклонения;
- $\cos(\theta_K) > -0.9$, где θ_K - угол между направлением импульса D^0 мезона и направлением каона в системе покоя D^0 ;
- инвариантная масса $K\pi$ системы должна быть в диапазоне 1.79 - 1.91 GeV, а разность масс $\Delta M = M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ должна быть в диапазоне 0.1425 - 0.1485 GeV;
- кандидат в каоны не должен быть идентифицирован по ионизации или в RICH как пион. Это условие на 50% уменьшает комбинаторный фон, остающийся после других обрезаний.

Распределения по $M_{K\pi}$ и ΔM прошедших перечисленные выше обреза- ния показаны на рисунке 9. Подложка фона под чётко видимым сигна- лом $D^* \rightarrow D^0\pi \rightarrow K\pi\pi$ не большая. На рисунке 10 показаны распреде- ления по инвариантной массе для системы D^*p с нулевым зарядом (где ожидается сигнал от $\Theta(3100)^0$) и с двойным зарядом (где кандидаты в пентакварки не наблюдались в других экспериментах). На рисунке 10 (а) в окрестности массы 3.1 GeV узкий резонанс не наблюдается.

Эффективность регистрации возможного $\Theta(3100)^0$ была оценена из Монте Карло. Она равна примерно 0.8%, куда включены соответствующие брэнчинги распадов D^0 и D^* .

Число событий, полученное при фите, равно 7 ± 4 . Систематическая погрешность, определяющаяся в основном неопределённостями эффек- тивности идентификации, много меньше ошибки из фита. Верхний пре- дел средней множественности на одно адронное событие состояния $\Theta(3100)^0$, распадающегося на $D^{*+}\bar{p}$, с 95% уровнем достоверности равен

$$\langle N_{\Theta_c(3100)^0} \rangle \times Br(\Theta_c(3100)^0 \rightarrow D^{*+}\bar{p}) < 8.8 \times 10^{-4}.$$

4.7 Заключение

Было исследовано инклюзивное рождение двух $(K\bar{K}\pi)^0$ состояний в ад- ронных распадах Z бозона. Измеренные массы и ширины равны 1274 ± 6 и 29 ± 12 MeV для первого состояния и 1426 ± 6 и 51 ± 14 MeV для вто- рого. Они согласуются с соответствующими параметрами для $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ [5]. Впервые был проведён парциально-волновой анализ си- стемы $(K\bar{K}\pi)^0$ в инклюзивных распадах Z бозона. Первое состояние мо- жет быть одинаково хорошо описано волнами с $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ и $0^+(0^{-+})$ $a_0(980)\pi$, а второе состояние хорошо описывается только вол- ной $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ и исключает другие возможные описания. Измеренные средние множественности для первого и второ- го состояния на один адронный распад Z бозона соответственно рав- ны 0.165 ± 0.051 и 0.056 ± 0.012 . Сравнение средних множественностей этих состояний со средними множественностями для других состояний

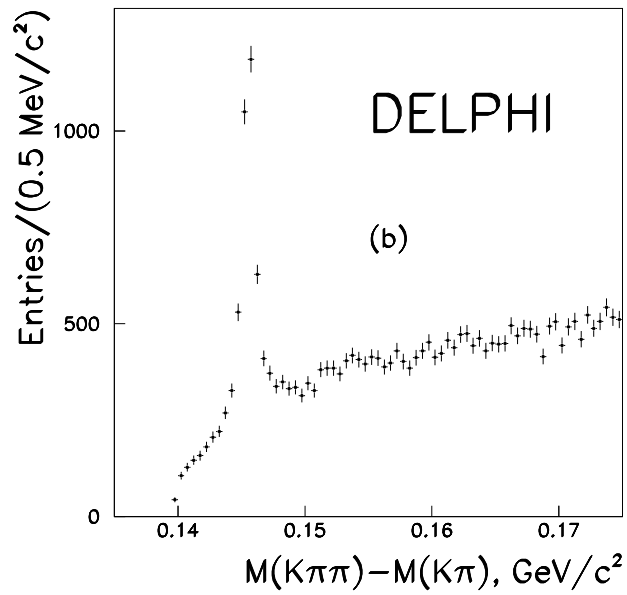
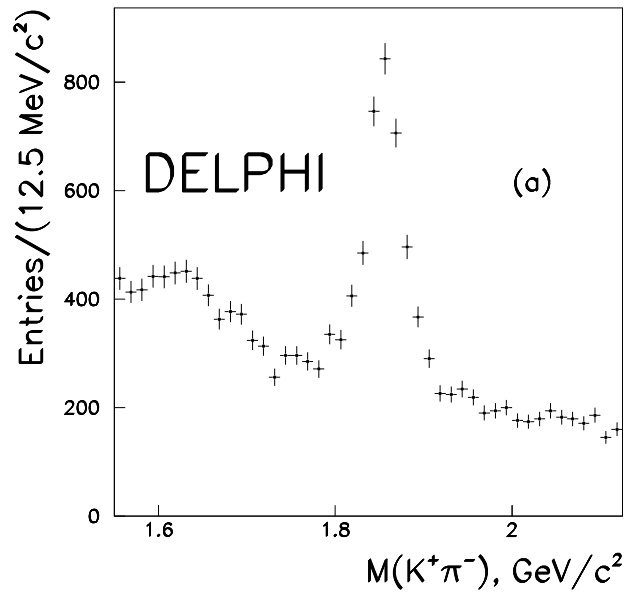


Рис. 4.9: (a) Распределения по инвариантной массе $K^+\pi^-$. (b) Распределения по $\Delta M = M(K\pi\pi) - M_{K\pi}$.

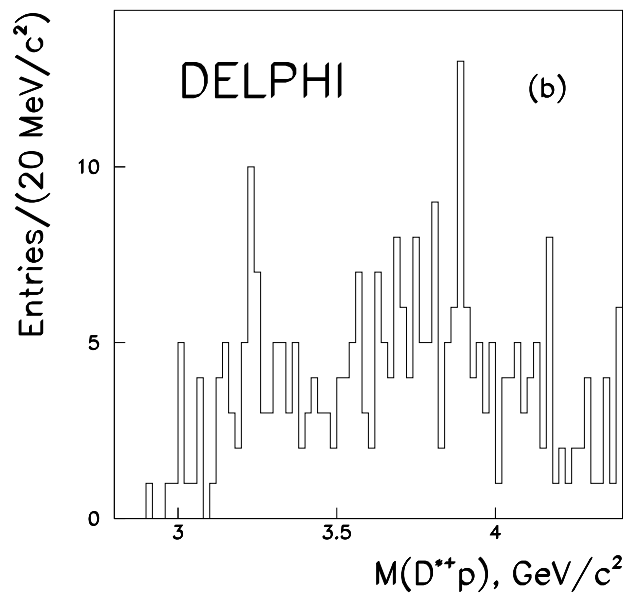
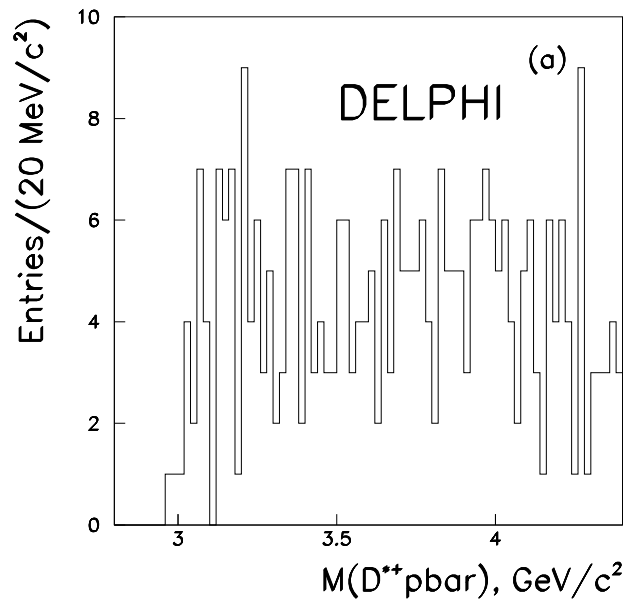


Рис. 4.10: (a) Распределения по инвариантной массе $\bar{p}D^{*+}$. (b) Распределения по инвариантной массе pD^{*+} .

[84, 85] указывает на то, что обнаруженные состояния являются $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ мезонами. Содержание странных кварков $s\bar{s}$ в этих состояниях не велико. Состояния $\eta(1295)$, $\eta(1440)$ и $h_1(1380)$ рождаются менее интенсивно в инклюзивных распадах Z -бозона чем состояния $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$.

Был проведён поиск пентакварков в адронных распадах Z бозона. В исследованных каналах сигналов пентакварков не обнаружено. Верхние пределы 95% уровня достоверности на средние множественности $\langle N \rangle$ на один адронный распад Z бозона для этих частиц и их зарядово-сопряжённых состояний равны:

$$\langle N_{\Theta^+} \rangle \times Br(\Theta^+ \rightarrow pK_S^0) < 5.1 \times 10^{-4}$$

$$\langle N_{\Theta^{++}} \rangle < 1.6 \times 10^{-3}$$

$$\langle N_{\Phi(1860)^{--}} \rangle \times Br(\Phi(1860)^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-) < 2.9 \times 10^{-4}$$

$$\langle N_{\Theta_c(3100)^0} \rangle \times Br(\Theta_c(3100)^0 \rightarrow D^{*+} \bar{p}) < 8.8 \times 10^{-4}.$$

Эти пределы улучшены по сравнению с ранее опубликованными результатами [79].

Глава 5

Образование адронов в фотон-фотонных взаимодействиях на LEP II

Данная глава посвящена анализу адронов, рождённых в фотон-фотонных взаимодействиях при энергии сталкивающихся электронов и позитронов около 200 GeV. Было проведено исследование инклюзивного образования (J/ψ -мезона. Измеренное сечение существенно превышает предсказание цветовой синглетной модели. Приведены различные характеристики рождающихся (J/ψ -мезонов.

Также представлен анализ инклюзивных спектров заряженных частиц в фотон-фотонных взаимодействиях и проведено сравнение с теоретическими моделями. В пределах больших систематических погрешностей отклонений от предсказания моделей не обнаружено.

Был поведён поиск основного состояния системы $b\bar{b}$, η_b -мезона, в модах распада на 4, 6 и 8 заряженных треков в эксклюзивной реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_b$. Сигнал на статистике LEP II не обнаружен, поставлены верхние пределы на произведения сечения рождения η_b мезона и соответствующих брэнчингов распада.

5.1 Введение

При энергии сталкивающихся электронов и позитронов около 200 GeV сечение процесса s-канальной аннигиляции электрона и позитрона в адроны уменьшается в несколько сот раз по сравнению с сечением в пике

Z бозона. В результате при этих энергиях наибольшее сечение рождения адронов в e^+e^- взаимодействиях дают процессы фотон-фотонного взаимодействия $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ адроны.

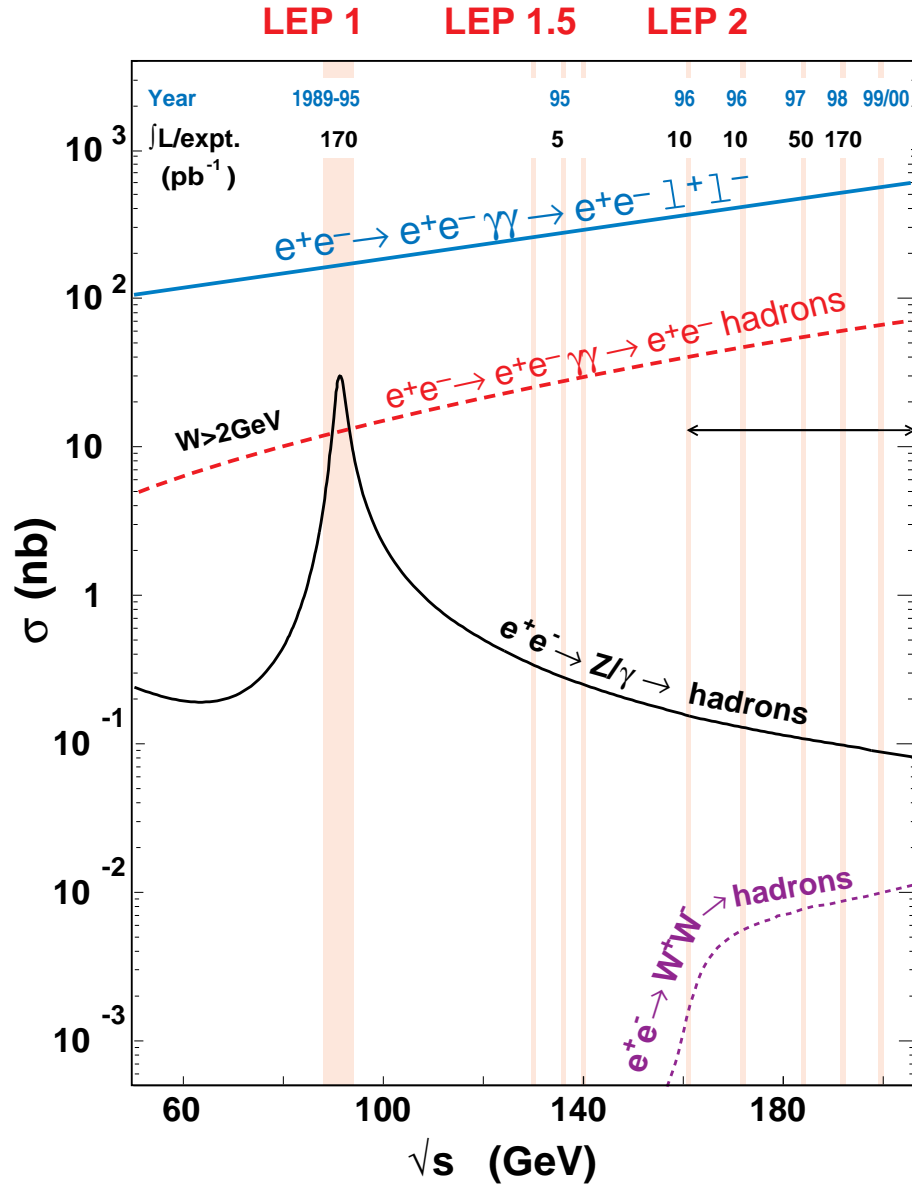


Рис. 5.1: Зависимость сечений различных процессов от \sqrt{s} сталкивающихся электронного и позитронного пучков.

На рисунке 5.1 показана зависимость сечений различных процессов от \sqrt{s} сталкивающихся электронного и позитронного пучков. Из него видно, что основная доля адронных событий при энергии около 200 GeV принадлежит фотон-фотонным взаимодействиям.

В модели векторной доминантности (ВДМ) каждый фотон может переходить в векторный мезон с теми же квантовыми числами, что влечёт за собой процесс сильного взаимодействия, аналогичный адрон-адронным взаимодействиям. Этот процесс доминирует в так называемой мягкой области взаимодействия, где адроны рождаются с малым поперечным импульсом по направлению к оси сталкивающихся e^+e^- пучков. Адроны с большим поперечным импульсом рождаются в прямом квантово-электродинамическом процессе $\gamma^*\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ или в КХД процессе, инициированном партонным содержанием фотона γ^* .

В экспериментах на коллайдере LEP фотон-фотонные события подразделялись на условно на три категории: no-tag, single-tag и double-tag события. В событиях no-tag электроны и позитроны рассеиваются на малые углы и остаются или в пучковой трубе или летят вне акцептанса передних электромагнитных калориметров, установленных для счёта Bhabha событий. В таких событиях происходит столкновение квази-реальных фотонов с квадратами масс Q^2 примерно равным нулю. Ко второй и третьей категории относят события, в которых соответственно один или два пучковых лептона рассеялись на большие углы и дали сигналы в передних калориметрах. Схематично событие фотон-фотонного взаимодействия можно изобразить как показано на рисунке 5.2.

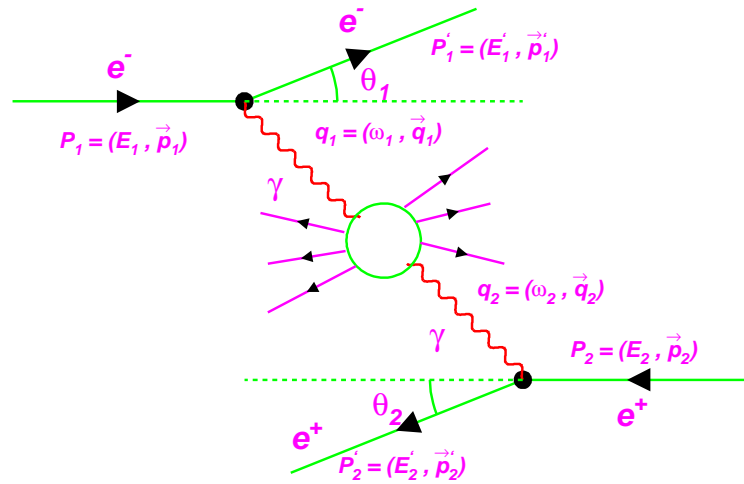


Рис. 5.2: Схематическое изображение процесса фотон-фотонного взаимодействия.

Сечения инклюзивного рождения тяжёлых кваркониев (чармониев и

боттомониев) можно посчитать в модели нерелятивистской КХД (NRQCD) [88]. При этом предсказания будут различными, если учитывать в процессе образования кваркония только диаграммы, в которых пара кварк-антикварк находится в цветовом синглетном состоянии (CS) и если добавлять в рассмотрение пары в в цветовом октетном состоянии (CO). Предсказания NRQCD даны для различных типов сталкивающихся частиц. Инклюзивное образование J/ψ -мезонов в фотон-фотонных столкновениях позволяет количественно оценить присутствие глюонной компоненты в партонной структуре фотона. Имеются теоретические расчеты для подпроцессов столкновения глюона и фотона с образованием J/ψ -мезона [6, 7], которые позволяют это сделать. В этих работах указывается, что для правильного описания экспериментальных данных необходим учет октетной структуры глюонных полей, что предсказывает сечение образования J/ψ на порядок больше величины, полученной в цветовых синглетных моделях. Чтобы правильно определить сечения наблюдаемого сигнала нужно правильно определить эффективность его регистрации. J/ψ -мезоны, рождённые в результате флуктуации фотона в векторный мезон и J/ψ мезоны, рождённые в результате фрагментации жёстких кварков, имеют различные спектры по поперечному импульсу и по быстрой, что ведет к различной эффективности их реконструкции. Следует также отметить, что характеристики событий с J/ψ мезонами различных типов, такие как инвариантная масса адронной системы или средние множественности адронной системы, также сильно отличаются. Поэтому возникает задача среди отобранных событий определить долю событий первой категории (эти события условно называют diffractive) и долю событий второй категории (оно условно называются resolved). Для этого отдельно генерировались события двух разных типов диаграмм, которые показаны на рисунках 5.3 а) и б).

На диаграмме рисунка 5.3 а) фотонные вершины соединены обменом помероном. Пары партонов в конечном состоянии, как $c\bar{c}$ так и $q\bar{q}$ образуются в состоянии с $J^{PC} = 1^{--}$, что означает, что сопровождать рождение J/ψ мезонов будут в основном векторные мезоны малой массы ρ^0 , ω и ϕ , но может быть и более общая инклюзивная адронизация этих партонов.

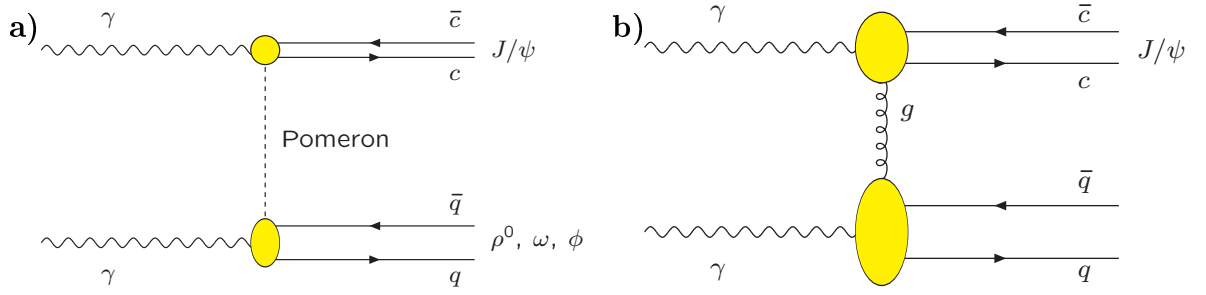


Рис. 5.3: Процессы для инклюзивного рождения J/ψ в $\gamma\gamma$ процессах: а) ВДМ-процесс; б) с учётом содержания глюонов в фотоне (resolved события).

На диаграмме рисунка 5.3 б) фотонные вершины соединены обменом глюоном, позволяет говорить о процессе выделения глюонной компоненты в партонной структуре фотона.

Модели на основе КХД дают также точные предсказания для инклюзивного спектра адронов по поперечному импульсу в фотон-фотонных взаимодействиях. Однако при сравнении этих предсказаний с экспериментальными данными совпадение бывает не всегда хорошим. Пример такого расхождения показан на рисунке 5.3, где инклюзивный спектр по поперечному импульсу заряженных пионов, измеренный в эксперименте L3 [8] сравнивается с предсказанием next-to-leading-order (NLO QCD) вычислений.

В эксперименте DELPHI имеется возможность перепроверить обнаруженное расхождение предсказаний NLO QCD с экспериментальными данными в эксперименте.

Отдельно следует выделить категорию событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-R$ где R - резонанс с положительной зарядовой чётностью. Сечение такого процесса даётся формулой [90]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = \int \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \eta_b} dL_{\gamma\gamma}(W^2), \quad (5.1)$$

где выражение для сечения:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \eta_b} = 8\pi(2J_R + 1) \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(R) \cdot F^2(q_1, q_2) \cdot \frac{\Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2}. \quad (5.2)$$

Обозначения в формулах следующие: $L_{\gamma\gamma}(W^2)$ - двухфотонная функция светимости, W - энергия фотонов в их системе центра масс, q_1^2 и q_2^2 -

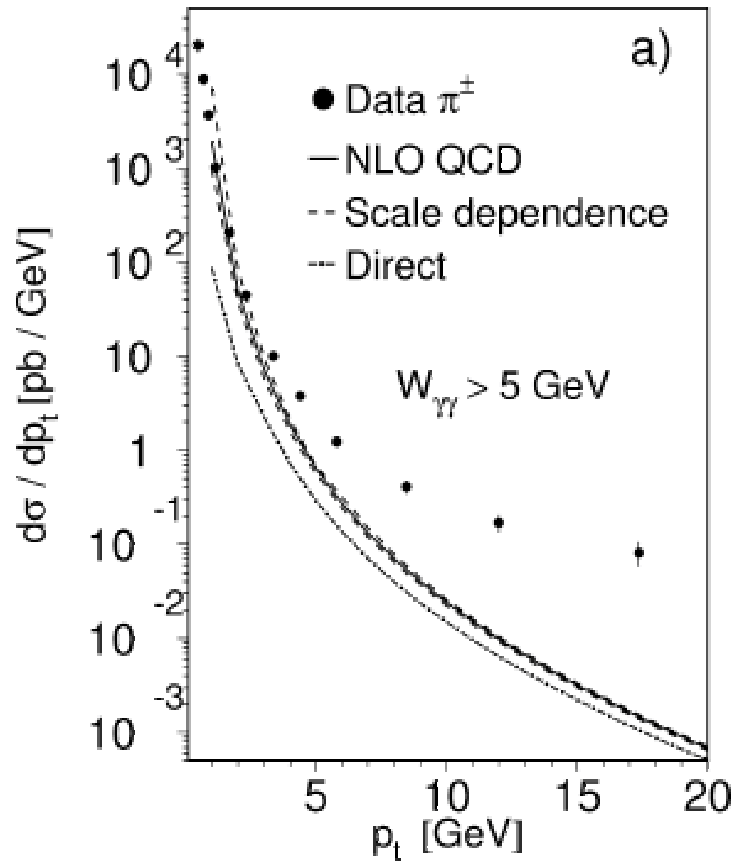


Рис. 5.4: Дифференциальное сечение инклюзивного рождения заряженных пионов, измеренное в эксперименте L3 [8]. Сплошной кривой показано предсказание NLO QCD.

квадраты четырёх-импульсов виртуальных фотонов. Резонанс R характеризуется спином J_R , массой m_R , полной шириной Γ_R и двухфотонной парциальной шириной $\Gamma_{\gamma\gamma}(R)$. При взаимодействии квази-реальных фотонов ($q^2 \sim 0$) формфактор $F^2(q_1^2, q_2^2)$ является константой, равной единице.

На e^+e^- коллайдерах в фотон-фотонных взаимодействиях интенсивно изучалось рождение как лёгких резонансов, таких как $f_2(1270)$, так и чармониевых состояний η_c , χ_{c0} и χ_{c2} . Для случая боттомониев ситуация сложнее. Сечение их рождения подавлено по сравнению с сечением рождения чармониев как зарядом b -кварка так и большой массой боттомония. Особый интерес представляет рождение основного состояния системы $b\bar{b} - \eta_b$ мезона, так как имеется несколько теоретических моделей с предсказанием для величины разности масс $\Delta M = M(\Upsilon(1S)) - M(\eta_b)$ [citeDM]. Чтобы вычислить сечение рождения η_b мезона нужно знать парциальную ширину $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_b)$. Теоретические оценки дают предсказания для этой величины в диапазоне от 260 до 580 eV [citeGG]. Если подставить $m_{\eta_b} = 9.4$ GeV в формулы (5.1)-(5.2) то сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_b)$ ожидается в диапазоне от 0.14 до 0.32 pb при $\sqrt{s} = 200$ GeV. Интегральная светимость статистики, набранной экспериментом DELPHI за период работы коллайдера LEP II, равняется 617 pb⁻¹.

Большинство наблюдаемых распадов η_c -мезона имеет в конечном состоянии 4 заряженных трека (каонов + пионов). Поэтому сигнал от η_b мезона искался аналогичным образом в конечных состояниях с 4, 6 и 8 заряженными треками. Кроме DELPHI поиск η_b мезона в фотон-фотонных взаимодействиях проводился в экспериментах ALEPH [92] и L3 [93]. В L3 ещё рассматривались дополнительные моды распада $\eta_b \rightarrow K^+K^-\pi^0$ и $\eta_b \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$. Результаты поисков были отрицательными.

Обнаружены сигналы от η_b мезона были в экспериментах BABAR [94, 95] и Belle [96]. В BABAR были обнаружены переходы $\Upsilon(3S) \rightarrow \gamma\eta_b$ и $\Upsilon(2S) \rightarrow \gamma\eta_b$, а в Belle - $h_b(1P) \rightarrow \gamma\eta_b$ и $h_b(2P) \rightarrow \gamma\eta_b$.

5.2 Отбор событий с фотон-фотонными взаимодействиями

Критерии отбора событий с фотон-фотонными взаимодействиями варьируются в зависимости от задачи конкретного анализа, так как при небольших вариациях обрезаний сильно меняются эффективность отбора и примеси фоновых событий. Ниже приведены критерии отбора для анализа инклюзивного рождения J/ψ -мезона. Аналогичные критерии используются в большинстве инклюзивных анализов фотон-фотонных взаимодействий.

Интегральная светимость анализируемой статистики составляет 617 pb^{-1} , при этом диапазон изменения \sqrt{s} сталкивающихся электрон-позитронных пучков был от 161 до 208 GeV.

Заряженные треки измерялись в магнитном поле напряжённостью 1.23 Т набором следующих детекторов: вершинным детектором (VD), внутренним детектором (ID), время-проекционной камерой (TPC), внешним детектором (OD) и передними камерами FCA и FCB. Критерии отбора для заряженных треков были следующие:

- импульс трека больше 200 MeV;
- относительная ошибка импульса трека $\Delta p/p < 100\%$;
- промах трека в первичную вершину в плоскости, перпендикулярной оси пучков меньше 3 см;
- промах трека в первичную вершину вдоль оси пучка меньше 7 см;
- полярный угол трека с направлением оси пучка в диапазоне $10^\circ < \theta < 170^\circ$;
- измеренная длина трека больше 30 см.

Нейтральные частицы (γ , π^0 , K_L^0 , n) отбирались по калориметрической информации, не связанной с заряженными треками. Критерии отбора были следующие:

- энергия ливней в электромагнитном калориметре, однозначно идентифицированных как фотонные, больше 0.2 GeV;
- энергия других ливней больше 0.5 GeV;
- полярный угол нейтрального трека трека с направлением оси пучка в диапазоне $10^\circ < \theta < 170^\circ$.

Для уверенности в высокой эффективности триггера требовалось, чтобы отобранные события удовлетворяли по крайней мере одному из следующих критериев:

- по крайней мере один заряженный трек должен быть зарегистрирован в бочковой части детектора ($40^\circ < \theta < 140^\circ$) с поперечным импульсом больше 1.2 GeV;
- по крайней мере один нейтральный трек должен быть зарегистрирован в переднем электромагнитном калориметре (FEMC) ($10^\circ < \theta < 36^\circ$ или $144^\circ < \theta < 170^\circ$) с энергией больше 10 GeV;
- Сумма чисел заряженных треков в бочковой части с поперечным импульсом больше 1 GeV, заряженных треков в передней области ($10^\circ < \theta < 40^\circ$ или $140^\circ < \theta < 170^\circ$) с поперечным импульсом больше 2 GeV и нейтральных треков в FEMC с энергией больше 7 GeV должно быть больше одного;
- сумма чисел заряженных треков в бочковой части с поперечным импульсом больше 0.5 GeV, заряженных треков в передней области с поперечным импульсом больше 1 GeV и нейтральных треков в FEMC с энергией больше 5 GeV должно быть больше четырёх.

Эффективность триггера для событий, прошедших перечисленные выше критерии, больше 98%.

Адронная система в фотон-фотонных взаимодействиях характеризуется малой видимой инвариантной массой. Вследствие этого были наложены следующие дополнительные обрезания:

- видимая инвариантная масса, W_{vis} , вычисленная по четырём импульсам измеренных заряженных и нейтральных треков должна быть меньше 35 GeV;
- число заряженных треков, N_{ch} , должно быть в диапазоне $4 \leq N_{ch} \leq 30$;
- сумма компонент поперечной энергии ($\sum \sqrt{p_t^2 + m_\pi^2}$) по отношению к оси пучка всех заряженных треков больше 3 GeV.

Сравнение распределения по W_{vis} после обрезаний по N_{ch} и $\sum E_T^{vis}$ для данных с предсказаниями Монте Карло генератора PYTHIA показаны на рисунке 5.5. Из рисунка видно, что обрезание $W_{vis} < 35$ GeV убирает большую часть фоновых событий.

После наложения всех описанных обрезаний было отобрано $N_t = 274510$ событий. Основным источником фона является процесс $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$, вклад которого в отобранные события составляет примерно 1.2 %. Как видно из рисунка 5.5 вклад от процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ пренебрежимо мал.

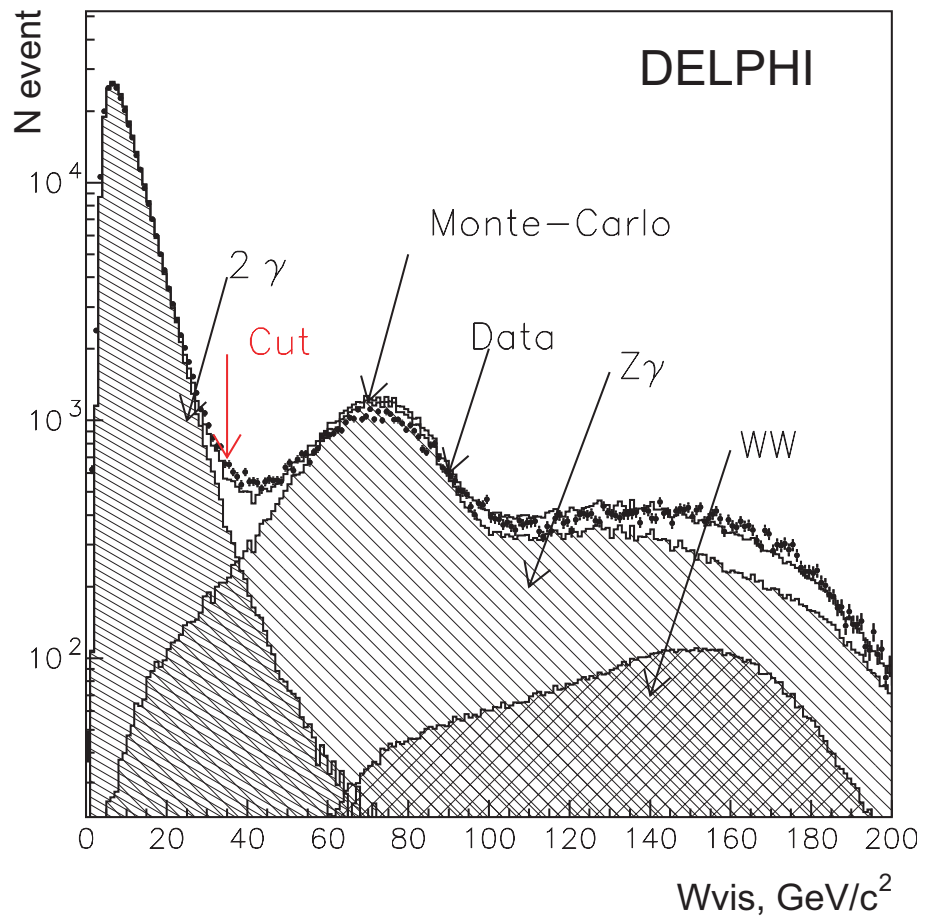


Рис. 5.5: Распределение по инвариантной массе видимой системы адронов W_{vis} для данных и симулированные распределения для процессов $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$, $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, а также суммарное распределение для всех симулированных процессов.

5.3 Инклюзивное рождение J/ψ мезона

Кандидаты в J/ψ мезоны отбирались по их распадам на $\mu^+\mu^-$. Для каждой отобранной мюонной пары требовалось, чтобы кандидаты в мюоны прошли процедуру мюонной идентификации по информации с мюонных камер или адронного калориметра. Использование адронного калориметра при идентификации мюонов очень важно, так как мюоны, рождающиеся в фотон-фотонных взаимодействиях, очень мягкие, и большая их часть до мюонных камер не доходит. Далее требовалось, чтобы кандидаты в мюоны не образовывали вторичную вершину ни с одним из противоположно заряженным треком в событии. Также требовалось, чтобы кандидаты в мюоны не были идентифицированы как каоны, протоны или электроны алгоритмами идентификации DELPHI. На рисунке 5.6 пока-

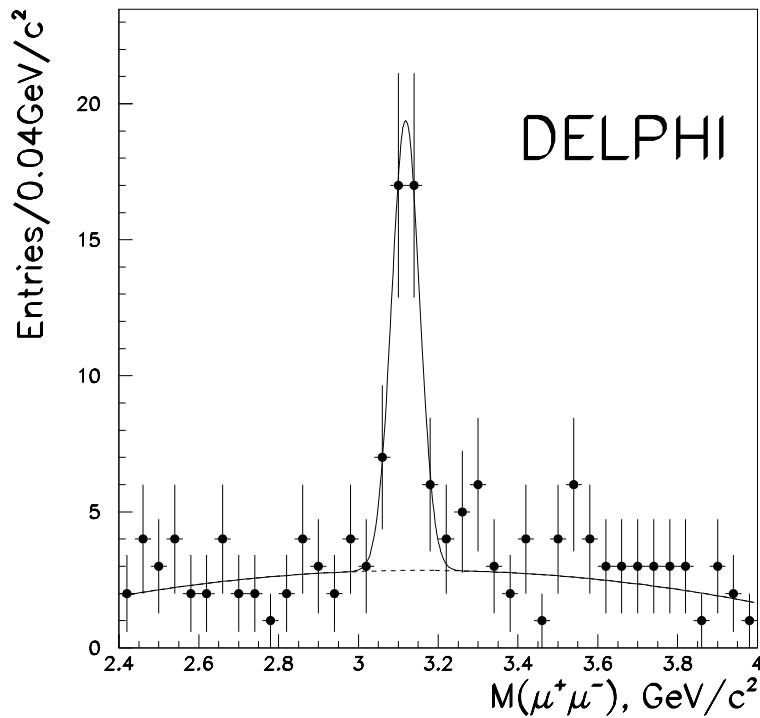


Рис. 5.6: Распределение по инвариантной массе $\mu^+\mu^-$ на статистике LEP II в эксперименте DELPHI. Кривыми показан результат фита этого распределения суммой функции Гаусса и полинома второй степени.

зано распределение по инвариантной массе идентифицированных $\mu^+\mu^-$ пар. На нём чётко виден сигнал от J/ψ мезона при небольшом фоне. Ре-

зультат фита этого распределения суммой функции Гаусса для сигнала и полинома второй степени для фона следующий:

$$\text{Масса } J/\psi \text{ мезона: } M = 3119 \pm 8 \text{ GeV},$$

$$\text{Ширина } J/\psi \text{ мезона: } \sigma(obs) = 35 \pm 7 \text{ GeV}.$$

Полученная из фита ширина пика совпадает в пределах ошибок с разрешением по инвариантной массе пары заряженных треков в области масс около 3 GeV. Число сигнальных событий равно

$$N(J/\psi)36 \pm 7,$$

число фоновых событий под пиком примерно 11.

Если воспользоваться результатом L3 [106] для сечения рождения b-адронов в $\gamma\gamma$ взаимодействиях и взять величину брэнчинга b-адронов в J/ψ из PDG [5], то ожидаемое число событий $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ от b-адронов 2.1 ± 0.6 . Вклады в наблюдаемый сигнал от процессов $e^+e^- \rightarrow Z + \gamma \rightarrow J/\psi + X$ и $\gamma + \gamma \rightarrow J/\psi + \pi^+\pi^-\pi^0$ соответственно меньше чем 0.2 и 0.3 события. В соответствии с критериями отбора система X в реакции $\gamma\gamma \rightarrow J/\psi + X$ состоит из по крайней мере двух заряженных частиц, поэтому здесь не рассматривается в качестве источника рождения J/ψ мезонов реакция $\gamma\gamma \rightarrow \chi_{c2} \rightarrow J/\psi + \gamma$. Было проверено, что в четырёх-трековых событиях с кандидатами от распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ нет фотонов, конвертировавших в e^+e^- .

Для оценки эффективности регистрации использовался генератор RUTHIA 6.156 [98]. Сгенерированные события были пропущены через программу моделирования отклика детектора [99] и процедуру реконструкции событий для реальных данных. Процесс, в котором фотоны, испущенные с e^+e^- , это ВДМ фотоны далее в этом разделе будет называться “diffractive”, а процесс без ВДМ фотонов - “resolved”. При построении дифференциальных распределений была проведена процедура вычитания фона в каждом бине анализируемой переменной путём фитирования спектра $M(\mu^+\mu^-)$ суммой функции Гаусса для сигнала и полинома второй степени для фона.

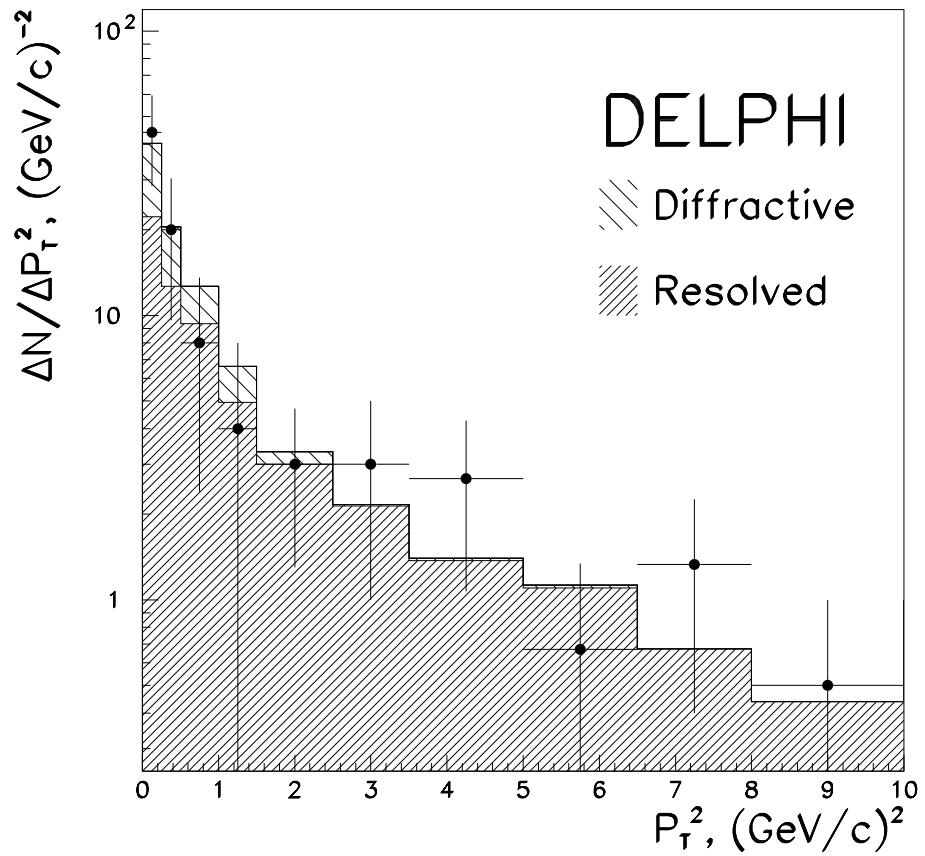


Рис. 5.7: $P_T^2(J/\psi)$ распределения. Точками с ошибками показано распределение для данных. Гистограммами показаны Монте Карло распределения для “diffractive” и “resolved” процессов с относительным вкладом, полученным из фита экспериментальных данных.

На рисунке 5.7 показано распределение для $P_T^2(J/\psi)$. Как ожидается из предсказания генератора RYTHIA, распределение по $P_T^2(J/\psi)$ для процессов “diffractive” имеет более резкий пик около нуля чем для “resolved” процессов. Для экспериментального $P_T^2(J/\psi)$ распределения был проведён фит вкладов двух категорий событий RYTHIA:

$$\frac{dN}{dp_T^2} = f \cdot \frac{dN}{dp_T^2}|_{Diffractive} + (1 - f) \cdot \frac{dN}{dp_T^2}|_{Resolved}, \quad (5.3)$$

где f - свободный параметр фита. Сумма Монте Карло распределений отнормировано на число событий в данных. В результате фита значение параметра фита $f = (26 \pm 22)\%$. На рисунке 5.7 показаны вклады от “diffractive” и “resolved” процессов, полученные из фита.

Анализ Монте Карло событий показал, что эффективности регистрации событий различной категории сильно различаются:

$$\begin{aligned} \epsilon(diffractive) &= (0.98 \pm 0.04)\%, \\ \epsilon(resolved) &= (3.87 \pm 0.09)\%. \end{aligned} \quad (5.4)$$

В генераторе RYTHIA примерно половина из всех фотон-фотонных событий с распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ имеют все заряженные треки с полярным углом меньше 10 градусов, поэтому они не видимы в детекторе. На рисунке 5.8 показаны эффективности регистрации событий как функции $P_T^2(J/\psi)$ для разных категорий событий. Сильное различие в эффективностях для различных категорий будет более понятно, если эффективности разбить на произведение двух множителей:

$$\begin{aligned} \epsilon(diffractive) &= \epsilon_{\gamma\gamma}(diffractive) \times \epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(diffractive), \\ \epsilon(resolved) &= \epsilon_{\gamma\gamma}(resolved) \times \epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(resolved), \end{aligned} \quad (5.5)$$

где $\epsilon_{\gamma\gamma}$ - эффективность для процесса $\gamma\gamma \rightarrow J/\psi + X$, при котором событие пройдёт все критерии отбора и мюоны от распада J/ψ мезона полетят в аксептанс детектора, а $\epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}$ - вероятность после этого зарегистрировать распад $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Как и ожидалось, вторые множители слабо зависят от процесса:

$$\begin{aligned} \epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(diffractive) &= (37.0 \pm 1.5)\%, \\ \epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(resolved) &= (32.1 \pm 0.7)\%. \end{aligned} \quad (5.6)$$

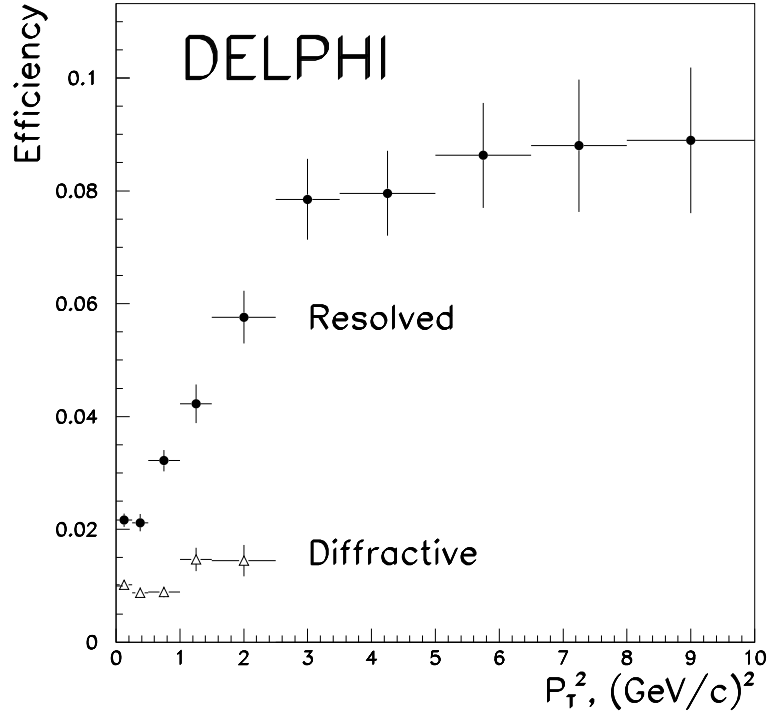


Рис. 5.8: Эффективности для “diffractive” и “resolved” процессов как функции $P_T^2(J/\psi)$.

Следовательно большая разница в эффективностях (5.4) обусловлена разницей в $\epsilon_{\gamma\gamma}$. Этот фактор является сильно зависящим от процесса и поэтому сильно модельно зависимый.

Суммарная эффективность для двух разных процессов определяется из формулы:

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{f}{\epsilon(\text{diffractive})} + \frac{1-f}{\epsilon(\text{resolved})}. \quad (5.7)$$

В результате получаем $\epsilon = (2.19_{-0.59}^{+1.27})\%$. Если предположить, что РYТНIA правильно описывает формы кинематических распределений, то сечение инклюзивного рождения J/ψ мезона равно:

$$\sigma = N(J/\psi) \cdot (Br \cdot L \cdot \epsilon)^{-1} = 45 \pm 9(\text{stat.}) \pm 17(\text{syst.}) \text{ pb}, \quad (5.8)$$

где $Br = (5.88 \pm 0.10)\%$ - брэнчинг для распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ [5] и $L = 617 \text{ pb}^{-1}$ - интегральная светимость данных. Систематическая ошибка включает в себя как ошибку эффективности (5.7) так и ошибку брэнчинга $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, но не учитывает возможную систематику, связанную с теоретическими моделями, заложенными в программу РYТНIA.

Из-за большой модельной зависимости, проявляющейся в разных эффективностях (5.4) для различных процессов представляет интерес привести так называемое видимое сечение. Подставляя $\epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\text{diffractive})$ и $\epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-}(\text{resolved})$ для $\epsilon(\text{diffractive})$ и $\epsilon(\text{resolved})$ в формулу (5.7) можно получить видимое сечение:

$$\sigma_{vis} = 3.0 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.}) \text{ pb.} \quad (5.9)$$

Систематическая погрешность определяется в основном ошибкой относительных вкладов “diffractive” и “resolved” процессов, в которых эффективности регистрации (5.6) $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ различны. Исходя из того же аргумента приведём также видимую среднюю множественность $\langle n \rangle$ рождения J/ψ мезона:

$$\langle n \rangle = N(J/\psi) \cdot (N_t \cdot Br \cdot \epsilon_{j/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-})^{-1} = (6.7 \pm 1.3(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})) \times 10^{-3}, \quad (5.10)$$

где N_t - число отобранных событий фотон-фотонных взаимодействий, с критериями отбора, описанными в предыдущем разделе.

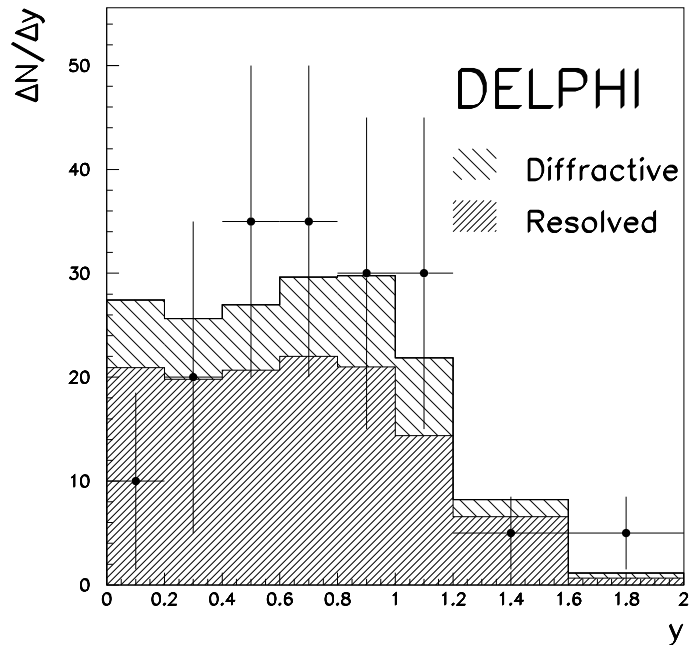


Рис. 5.9: Распределения J/ψ мезонов по $|y|$. Точками с ошибками показаны данные, гистограммы - нормированные комбинации распределений для “diffractive” и “resolved” процессов (см. текст).

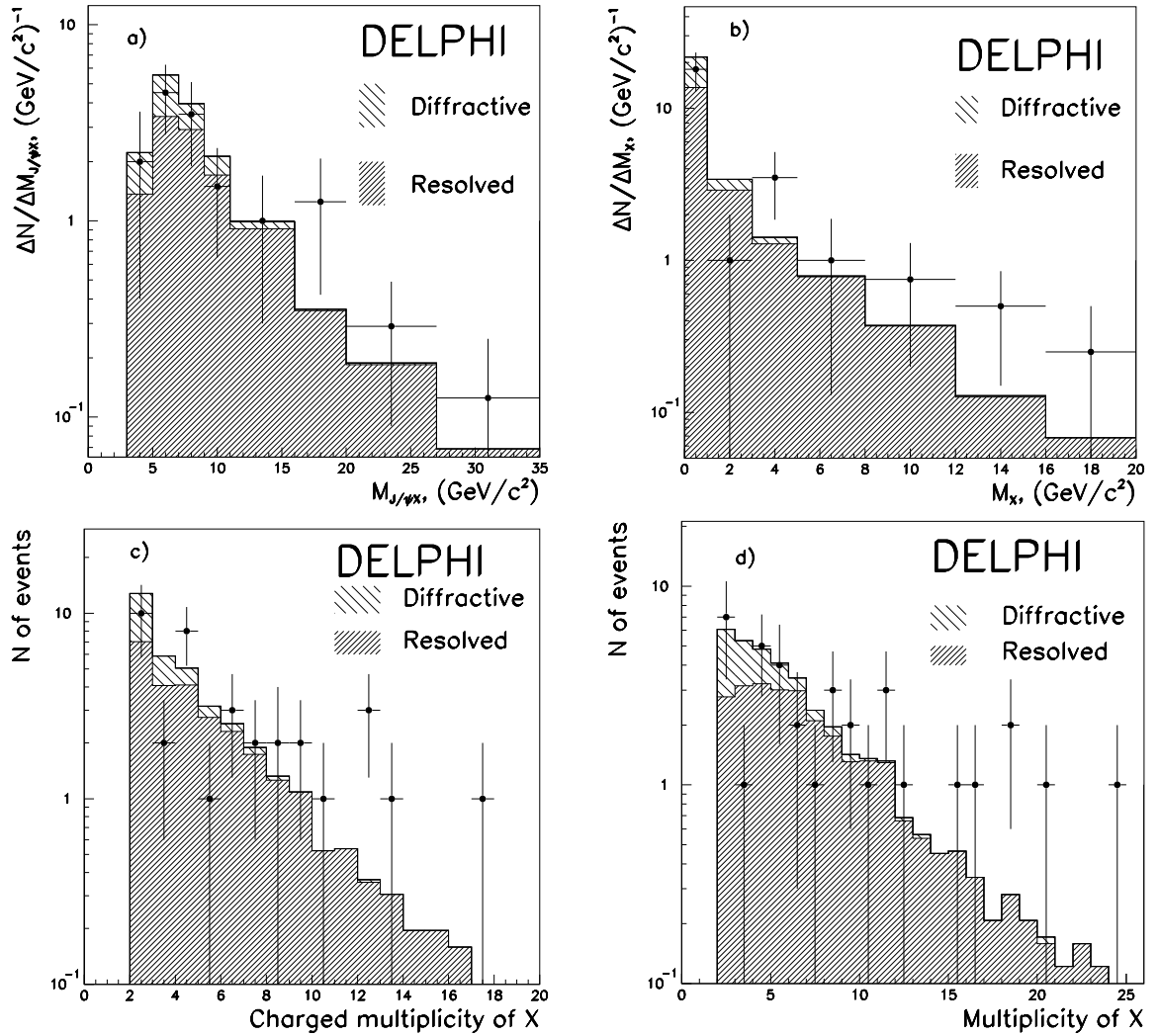


Рис. 5.10: Видимые распределения по $M(J/\psi + X)$ а), $M(X)$ б), множественность заряженных частиц в) и полная множественность д). Гистограммами показаны нормированные вклады “diffractive” и “resolved” процессов (см. текст).

Распределение по быстроте в лабораторной системе показано на рисунке 5.9. Распределение для Монте Карло событий было получено путём комбинирования событий различных категорий с параметром долей различных категорий f , взятым из формулы (5.3). Монте Карло распределение нормировано на число событий в в данных с $|y| < 2$.

Аналогичная процедура была проделана для сравнения экспериментальных распределений по массе систем $J/\psi + X$ и X , а также по множественностям заряженных частиц и по полным множественностям, показанным на рисунке 5.10 a-d.

В пределах статистических ошибок наблюдается неплохое согласие между измеренными распределениями и предсказаниями генератора РУТНІА

для форм распределений (используя результат фита формулой (5.3) распределения по $P_T^2(J/\psi)$ для определения долей “diffractive” и “resolved” процессов).

Поправленные на аксептанс распределения по $\cos(\theta)$, где θ - угол хелисити для мюона в системе покоя $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ показаны на рисунке 5.11 а)-с) совместно с результатами фита формулой $(1 + a\cos^2\theta)$. Полученный из фита параметр a равен: $a = -0.9 \pm 0.6$ для всех зарегистрированных событий а), $a = -1.8 \pm 0.5$ для событий с $P_T^2(J/\psi) < 1 \text{ GeV}^2$ б) и $a = 0.7 \pm 1.3$ для событий с $P_T^2(J/\psi) > 1 \text{ GeV}^2$ с). Статистическая

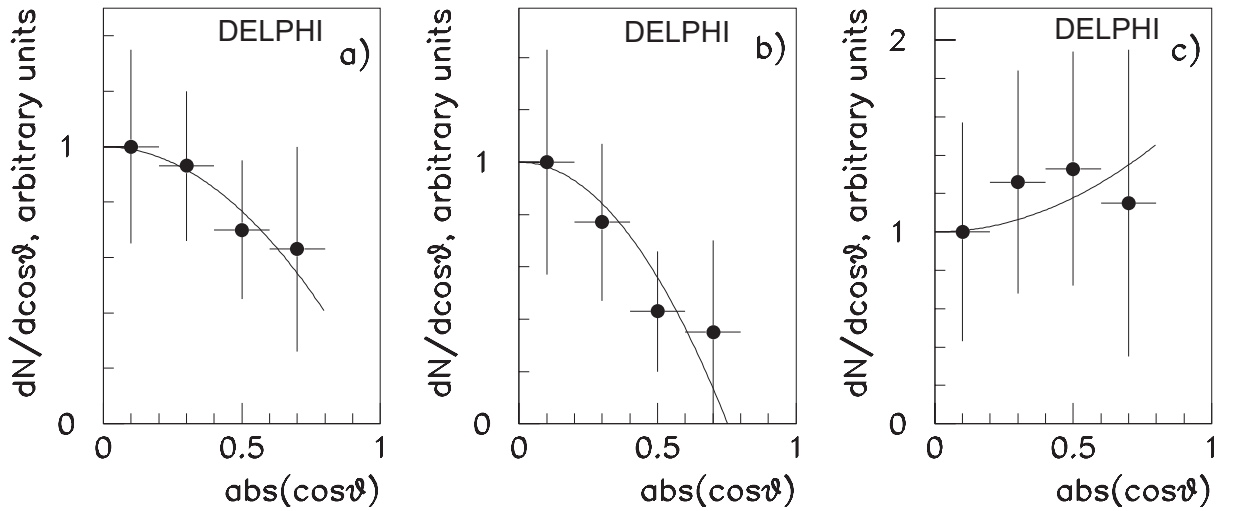


Рис. 5.11: Поправленные на аксептанс распределения по $\cos(\theta)$, где θ - угол хелисити для мюона в системе покоя $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ совместно с результатами фита формулой $(1 + a\cos^2\theta)$. На рисунке а) распределение для всех зарегистрированных событий, б) соответствует событиям с $P_T^2(J/\psi) < 1 \text{ GeV}^2$ и с) - событиям с $P_T^2(J/\psi) > 1 \text{ GeV}^2$.

точность не позволяет сделать однозначных выводов о наличии или отсутствии поляризации у J/ψ мезонов, рождающихся в фотон-фотонных взаимодействиях.

Измеренное сечение (5.8) $45 \pm 19 \text{ pb}$ существенно выше предсказаний цветовых синглетных моделей. Предсказание генератора RYTHIA для J/ψ мезонов с $P_T > 1 \text{ GeV}$, где доля “resolved” процессов составляет $(91.6 \pm 7.1)\%$, даёт $\sigma_{P_t > 1 \text{ GeV}} = 7.0 \pm 2.2 \text{ pb}$. Аналогичные предсказания для цветовой синглетной модели даются в работе [100]. В этой же работе указывается, что включение цветовых октетных вкладов приводит в

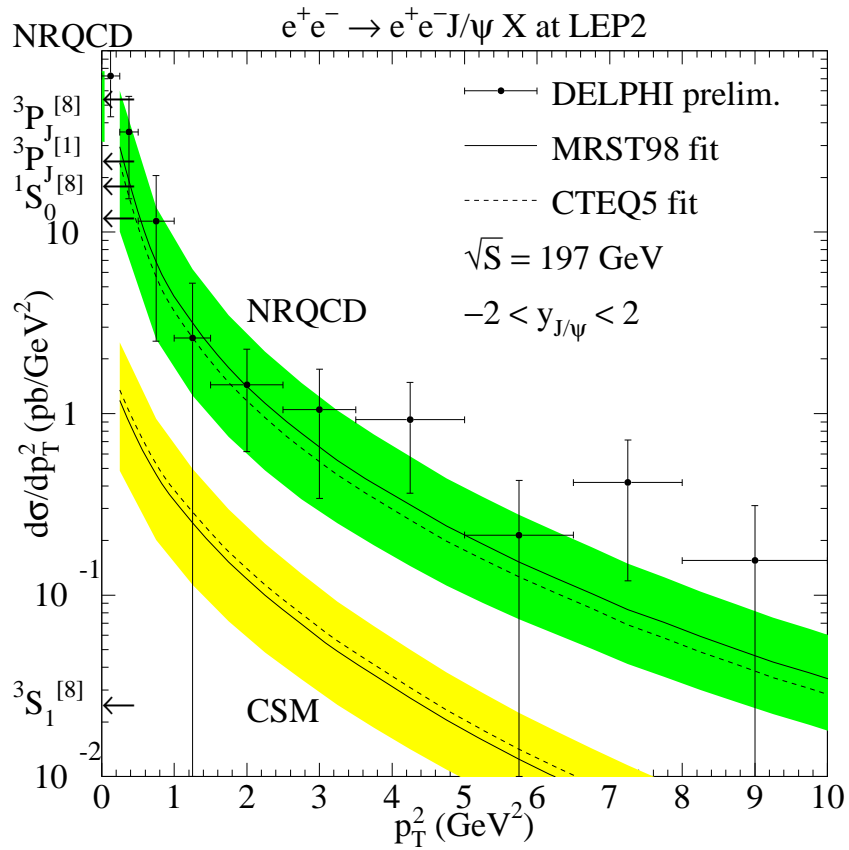


Рис. 5.12: Распределение по $P_T^2(J/\psi)$ дифференциального сечения инклюзивного рождения J/ψ мезонов. Закрашенными областями показаны предсказания цветовой синглетной и цветовой октетной моделей, сделанные авторами [100].

согласие данные эксперимента и теории. На рисунке 5.12 показано распределение дифференциального сечения инклюзивного рождения J/ψ мезонов как функция $P_T^2(J/\psi)$. Также на этом рисунке показаны предсказания для цветовой синглетной и цветовой октетной моделей аторов работы [100]. Наблюдается очень хорошее согласие цветовой октетной модели с экспериментом.

5.4 Инклюзивное рождение заряженных частиц

Как уже говорилось, в эксперименте L3 измеренное дифференциальное сечение инклюзивного рождения заряженных адронов превышает предсказание NLO КХД при больших поперечных импульсах ($5 < p_T < 17$ GeV) [8]. В то же время данные эксперимента OPAL [101] говорят о хорошем согласии с NLO КХД в диапазоне $p_T < 10$ GeV. В данном разделе представлено исследование DELPHI инклюзивного рождения заряженных адронов в столкновениях квази-реальных фотонов. Критерии отбора отличаются от приведённых в разделе 5.2, так как в данном анализе важно уменьшить вклад фона. Критерии отбора для заряженных треков следующие:

- поперечный импульс трека больше 150 MeV;
- относительная ошибка импульса трека $\Delta p/p < 100\%$;
- промах трека в первичную вершину в плоскости, перпендикулярной оси пучков меньше 0.4 см;
- промах трека в первичную вершину вдоль оси пучка меньше 2 см;
- полярный угол трека с направлением оси пучка в диапазоне $10^\circ < \theta < 170^\circ$;
- измеренная длина трека больше 30 см.

Критерии отбора нейтральных треков следующие:

- энергия ливней в электромагнитном калориметре больше 0.5 GeV;

- энергия ливней в адронном калориметре больше 2 GeV;
- полярный угол нейтрального трека трека с направлением оси пучка в диапазоне $10^\circ < \theta < 170^\circ$.

Для отбора событий столкновения квази-реальных фотонов критерии отбора следующие:

- энергия в калориметре для змерения светимости STIC ($2.5^\circ < \theta_{STIC} < 9^\circ$) $E_{STIC} < 30$ GeV;
- число заряженных треков, $N_{ch}, N_{ch} > 4$;
- видимая инвариантная масса, W_{vis} , вычисленная по четырём-импульсам измеренных заряженных и нейтральных треков должна быть в диапазоне $5 < W_{vis} < 35$ GeV.

Первое условие устраняет так называемые single-tag и double-tag $\gamma^*\gamma^*$ события. Условие на множественность и нижнее обрезание на W_{vis} уменьшает фон от событий $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$. Верхнее обрезание на W_{vis} служит для подавления фона от $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ и четырёх-фермионных процессов. Сравнение распределения по W_{vis} для данных и различных процессов в Монте Карло показано на рисунке 5.13. После наложения всех выше перечисленных обрезаний было отобрано 910 тысяч событий.

Распределение dN/dp_T для заряженных частиц в отобранных событиях показано на рисунке 5.14. Псевдобыстрота используемых треков должна была быть меньше единицы ($|\eta| < 1$, $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$), то есть брались треки, наиболее хорошо измеренные. На рисунке также показаны вклады от различных Монте Карло процессов, нормированные на интегральную светимость данных. Данные хорошо воспроизводятся суммой всех симулированных вкладов в области $P_T > 1.5$ GeV, а основной вклад в области $P_T > 12$ GeV дают события $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$. В области $P_T < 1.5$ GeV имеется некоторое превышение Монте Карло распределения над данными. Оно становится существенным для $P_T < 1$ GeV. Причиной этого является эффективность триггера, которая не учитывается

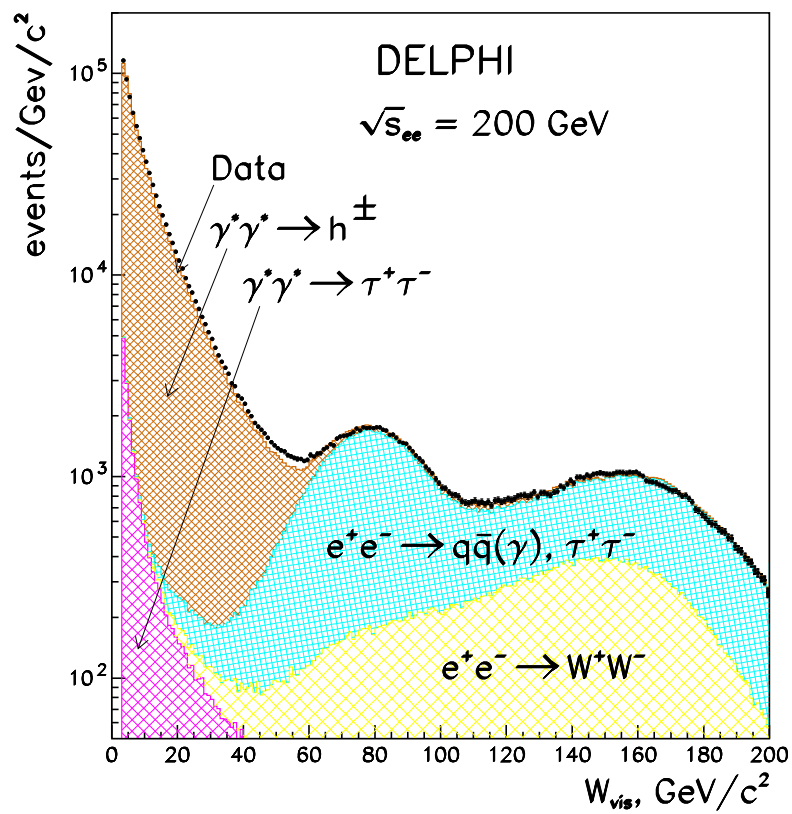


Рис. 5.13: Распределения по W_{vis} для данных и для Монте Карло процессов $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$, $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma), \tau^+\tau^-$ и $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, обозначенные стрелками.

в Монте Карло симуляции и которая мала для событий с малой множественностью и треками с малым P_T [102]. По этой причине в дальнейшем сравнение с предсказаниями теоретических моделей будет проводиться только для $P_T > 1.5$ GeV.

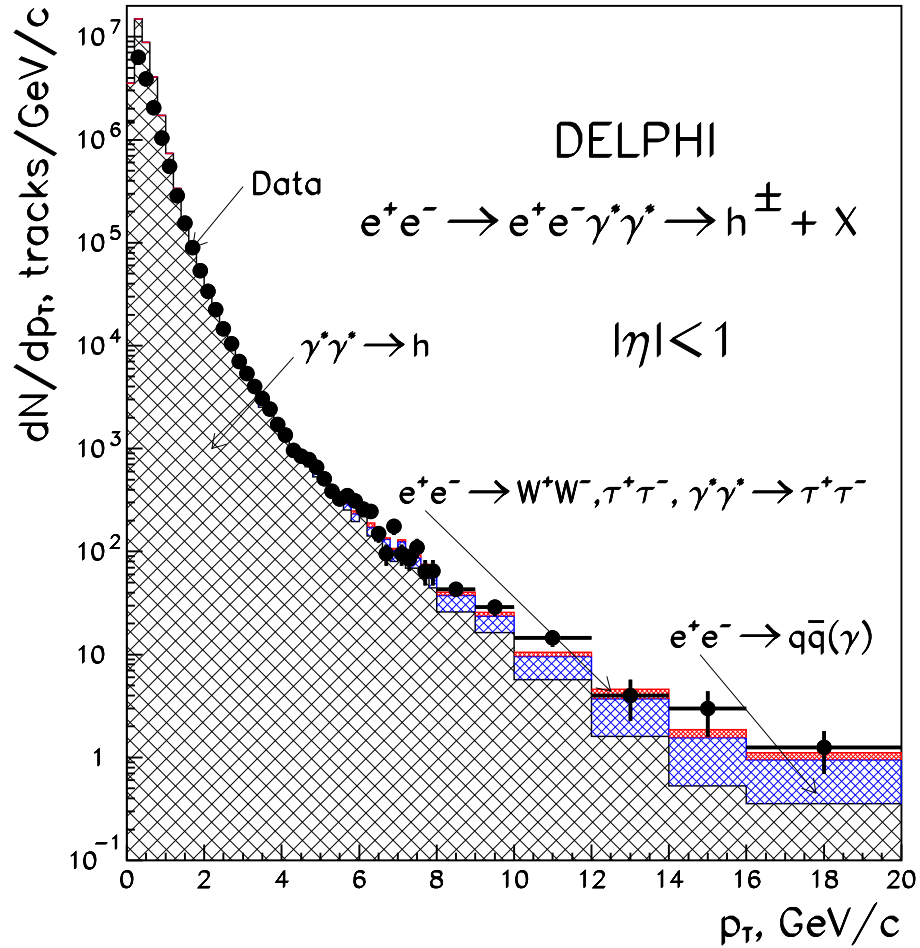


Рис. 5.14: Распределение по p_T заряженных адронов в отобранных экспериментальных событиях для $|\eta| < 1$ (точки с ошибками). Гистограммами показаны предсказания Монте Карло для вкладов $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-, \tau^+\tau^-$, $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Дифференциальное распределение $d\sigma/dp_T$ для сечений инклюзивного рождения заряженных адронов в процессе $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$ было получено путём вычитания фоновых вкладов из экспериментального dN/dp_T распределения. Полученное распределение было поправлено побинно на числа обратные отношению числа реконструированных треков к числу сгенерированных треков в Монте Карло для процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$.

Это отношение порядка 50-60% для диапазона $1.5 < P_T < 4$ GeV и падает примерно до 20% для $P_T > 10$ GeV. За падение эффективности треков при больших P_T отвечает главным образом обрезание на максимальное значение W_{vis} . Дифференциальные сечения $d\sigma/dp_T$ показаны на рисунке 5.15 для различных наборов обрезаний, о которых будет сказано ниже. На этом рисунке также показано предсказание генератора РYTHIA. Наблюдается очень хорошее согласие с данными для p_T от 1.6 GeV вплоть до самых больших p_T , достижимых в эксперименте.

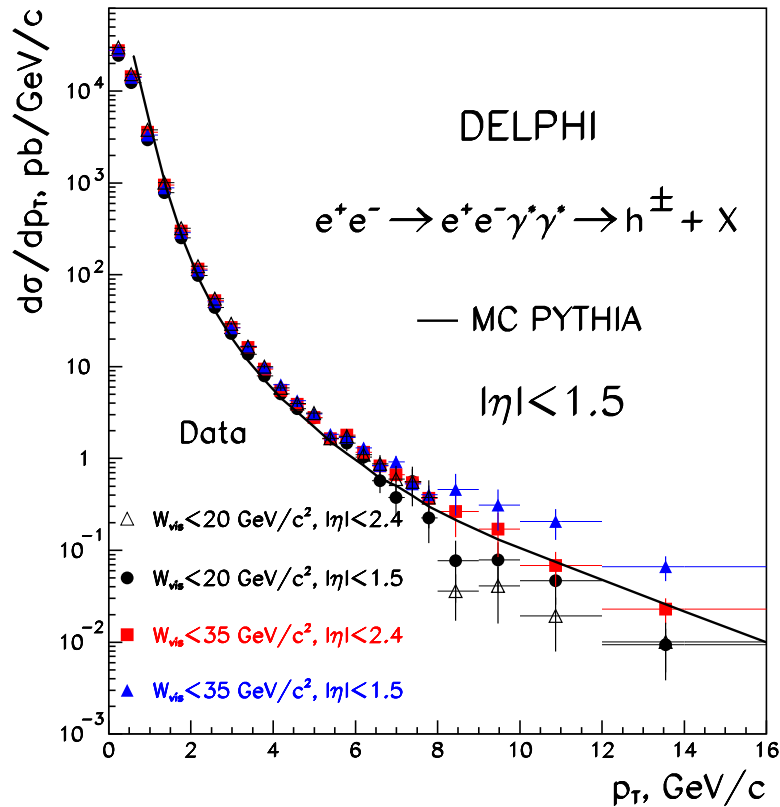


Рис. 5.15: Дифференциальные $d\sigma/dp_T$ распределения для заряженных адронов с $|\eta| < 1.5$, рождённых в процессе $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$. Обрезание на минимальное значение W_{vis} всегда было $W_{vis} > 5$ GeV, значения максимальных значений W_{vis} показаны на рисунке. Линией показано предсказание генератора РYTHIA для процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$.

Для изучения систематики, связанной с выбором конкретных критериев отбора, было проведено варьирование этих критериев. Варьирова-

лись обрезание на верхний предел W_{vis} , $W_{vis\ max}$ и обрезание на полярный угол треков, θ , используемых в анализе. Меньшее значение величины $W_{vis\ max}$ ведёт к уменьшению вклада фоновых событий, особенно процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$. Треки с малыми полярными углами не попадают в аксептанс ТРС и поэтому хуже измерены. С другой стороны, интересующий нас процесс резко бустирован вперёд (назад), поэтому жёсткое обрезание по θ существенно уменьшает число отобранных заряженных частиц $\langle N_{ch} \rangle$ в данном событии и, следовательно, вычисляемую видимую инвариантную массу события W_{vis} . На рисунке 5.15 показаны распределения $d\sigma/dp_T$, полученные с использованием треков, у которых $|\eta| < 1.5$, для четырёх наборов обрезаний. В этих наборах варьировались обрезания на полярный угол и на видимую инвариантную массу события W_{vis} :

1. $10^\circ < \theta < 170^\circ (|\eta| < 2.4), 5 < W_{vis} < 20\ \text{GeV};$
2. $25^\circ < \theta < 155^\circ (|\eta| < 1.5), 5 < W_{vis} < 20\ \text{GeV};$
3. $10^\circ < \theta < 170^\circ (|\eta| < 2.4), 5 < W_{vis} < 35\ \text{GeV};$
4. $25^\circ < \theta < 155^\circ (|\eta| < 2.4), 5 < W_{vis} < 35\ \text{GeV};$

Для небольших значений p_T , меньших 7-8 GeV, расхождения в результатах, полученных при разных обрезаниях, относительно не велико. Эти расхождения возрастают в области больших p_T , где доминирует вклад от процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$. Соответствующая систематическая ошибка вычислялась как половина от максимальной величины разброса в результатах для четырёх наборов обрезаний.

Другим источником систематики является процедура симулирования различных процессов генератором PYTHIA. Для этого было проведено сравнение предсказаний PYTHIA с предсказаниями генератора TWOGLAM [103] для процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$ и предсказание PYTHIA с предсказанием генератора HERWIG [104] для процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$. Было обнаружено, что относительная разница в эффективностях, вычисленных с помощью различных генераторов зависит от p_T , но не превышает 10%. Соответствующая погрешность вычислялась как половина максимальной разницы при использовании различных комбинаций генераторов для сигнала и фона. Все систематические погрешности сложенные квадратично при-

ведены в таблице 5.1. В таблице 5.1 даны измеренные величины $d\sigma/dp_T$

Таблица 5.1: Дифференциальное сечение $d\sigma/dp_T$ заряженных адронов, рождённых в процессе $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$, для $|\eta| < 1$, $|\eta| < 1.5$ и $p_T > 1.6$ GeV. Первые ошибки статистические, вторые - систематические.

p_T , GeV	$\langle p_T \rangle$	$d\sigma/dp_T$, pb/GeV	
		$ \eta < 1$	$ \eta < 1.5$
1.6 - 2.0	1.76	$(2.36 \pm 0.02_{-0.41}^{+0.88}) \times 10^2$	$(3.00 \pm 0.02_{-0.60}^{+0.42}) \times 10^2$
2.0 - 2.4	2.17	$(8.98 \pm 0.11_{-1.18}^{+3.24}) \times 10^1$	$(1.15 \pm 0.01_{-0.17}^{+0.09}) \times 10^2$
2.4 - 2.8	2.58	$(4.05 \pm 0.07_{-0.58}^{+1.30}) \times 10^1$	$(5.23 \pm 0.08_{-0.82}^{+0.27}) \times 10^1$
2.8 - 3.2	2.98	$(2.10 \pm 0.05_{-0.27}^{+0.82}) \times 10^1$	$(2.66 \pm 0.06_{-0.38}^{+0.30}) \times 10^1$
3.2 - 3.6	3.38	$(1.24 \pm 0.04_{-0.17}^{+0.44}) \times 10^1$	$(1.61 \pm 0.05_{-0.25}^{+0.05}) \times 10^1$
3.6 - 4.0	3.78	$(7.31 \pm 0.34_{-1.06}^{+2.92})$	$(9.41 \pm 0.35_{-1.69}^{+1.03})$
4.0 - 4.4	4.18	$(4.29 \pm 0.26_{-0.47}^{+2.07})$	$(5.54 \pm 0.27_{-0.54}^{+0.85})$
4.4 - 4.8	4.59	$(2.95 \pm 0.22_{-0.46}^{+1.36})$	$(3.89 \pm 0.24_{-0.47}^{+0.42})$
4.8 - 5.2	4.99	$(2.22 \pm 0.19_{-0.12}^{+1.05})$	$(2.78 \pm 0.20_{-0.10}^{+0.29})$
5.2 - 5.6	5.39	$(1.33 \pm 0.16_{-0.05}^{+0.62})$	$(1.65 \pm 0.16_{-0.06}^{+0.19})$
5.6 - 6.0	5.79	$(1.36 \pm 0.17_{-0.25}^{+0.41})$	$(1.70 \pm 0.19_{-0.24}^{+0.12})$
6.0 - 6.4	6.19	$(9.70 \pm 1.42_{-1.20}^{+4.04}) \times 10^{-1}$	$(1.16 \pm 0.15_{-0.14}^{+0.15})$
6.4 - 6.8	6.59	$(4.57 \pm 1.01_{-0.88}^{+3.26}) \times 10^{-1}$	$(8.34 \pm 1.36_{-2.68}^{+0.47}) \times 10^{-1}$
6.8 - 7.2	6.98	$(5.44 \pm 1.11_{-3.03}^{+5.96}) \times 10^{-1}$	$(6.65 \pm 1.12_{-2.90}^{+2.52}) \times 10^{-1}$
7.2 - 7.6	7.38	$(5.13 \pm 1.04_{-0.92}^{+1.18}) \times 10^{-1}$	$(5.43 \pm 1.09_{-0.23}^{+0.28}) \times 10^{-1}$
7.6 - 8.0	7.78	$(2.93 \pm 0.91_{-1.57}^{+1.70}) \times 10^{-1}$	$(3.67 \pm 0.92_{-1.42}^{+0.38}) \times 10^{-1}$
8.0 - 9.0	8.44	$(1.56 \pm 0.68_{-1.33}^{+3.48}) \times 10^{-1}$	$(2.65 \pm 1.23_{-2.30}^{+1.94}) \times 10^{-1}$
9.0 - 10.0	9.47	$(1.08 \pm 0.59_{-0.89}^{+1.76}) \times 10^{-1}$	$(1.71 \pm 0.86_{-1.30}^{+1.41}) \times 10^{-1}$
10.0 - 12.0	10.87	$(0.53 \pm 0.22_{-0.44}^{+1.68}) \times 10^{-1}$	$(0.68 \pm 0.28_{-0.49}^{+1.37}) \times 10^{-1}$
12.0 - 16.0	13.53	$(0.16 \pm 0.05_{-0.02}^{+0.26}) \times 10^{-1}$	$(0.23 \pm 0.07_{-0.14}^{+0.43}) \times 10^{-1}$

как функция p_T для критериев отбора событий, описанных в этом разделе, для двух диапазонов псевдобыстроты треков $|\eta| < 1$ и $|\eta| < 1.5$ и для $p_T > 1.6$ GeV, когда эффективность триггера близка к 100%. Первые ошибки статистические, вторые - суммарные систематические. На рисунке 5.16 показано сравнение экспериментального $d\sigma/dp_T$ распределения с предсказанием NLO КХД [105]. При больших p_T теоретическое предсказание лежит несколько ниже экспериментальных данных при больших p_T , совместимо с ними в пределах ошибок.

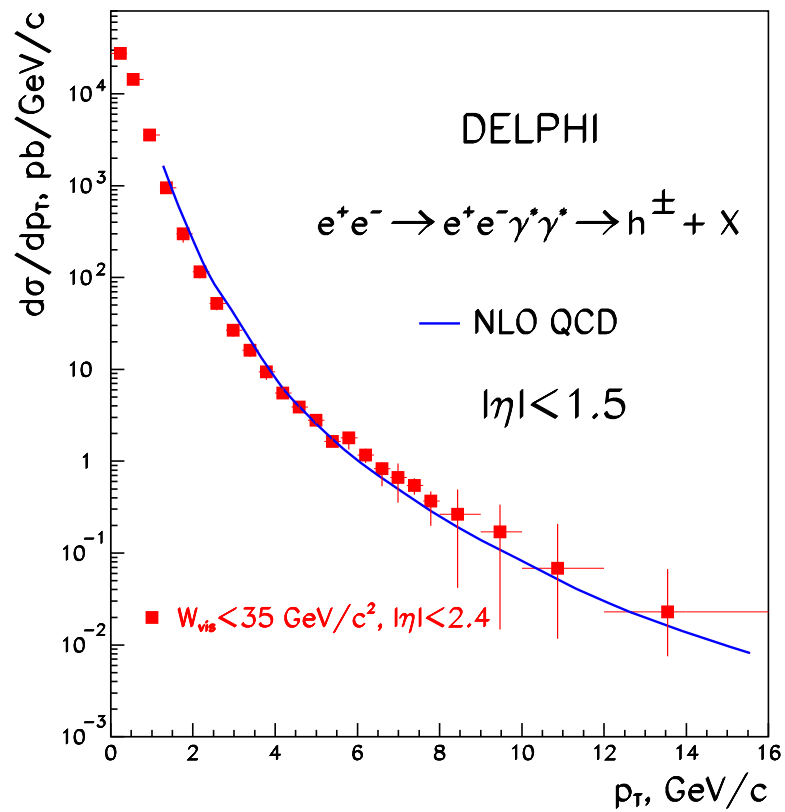


Рис. 5.16: Дифференциальные $d\sigma/dp_T$ распределения для заряженных адронов с $|\eta| < 1.5$ и $5 < W_{vis} < 35 \text{ GeV}$. События отбирались с использованием треков с полярным углом $10^\circ < \theta < 170^\circ$ ($|\eta| < 2.4$). Данные показаны точками с ошибками, полученными путём квадратичного сложения статистических и систематических ошибок. Линией показано предсказание NLO КХД.

5.5 Обсуждение результатов измерения $d\sigma/dp_T$ заряженных частиц

Измеренные сечения $d\sigma/dp_T$ для инклюзивного рождения адронов в $\gamma^*\gamma^*$ взаимодействиях хорошо согласуются как с предсказаниями генератора PYTHIA так и с NLO КХД вычислениями.

Эксперимент L3 провёл аналогичный анализ [8] и получил p_T спектр заряженных адронов немного ниже предсказания генератора PYTHIA, но полученные $d\sigma/dp_T$ сечения существенно превышают предсказания NLO КХД при больших p_T . Чтобы разобраться с этим расхождением в DELPHI был проведен анализ инклюзивного образования адронов с критериями отбора событий максимально приближенными к критериям отбора эксперимента L3. Основные отличия критериев L3 от критериев DELPHI были в менее жёстком обрезании по W_{vis} ($W_{vis} < 78$ GeV вместо $W_{vis} < 35$ GeV) и более высокий порог на полное число частиц в событии (5 вместо 4). Ослабление обрезания по W_{vis} ведёт к существенному увеличению фона от событий $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$ (смотри рисунок 5.13), который доминирует при больших значениях p_T . Результирующий dN/dp_T спектр заряженных частиц для критериев отбора “как в L3” показан на рисунке 5.17 совместно с предсказаниями Монте Карло вкладов в этот спектр от различных процессов. Мы наблюдаем превышение данных над предсказанием Монте Карло PYTHIA. Расхождение между данными и Монте Карло вероятнее всего связано с фоновыми процессами, так как ослабление обрезания на W_{vis} с 35 GeV до 78 GeV ведёт к увеличению треков с большими p_T почти на два порядка (сравни рисунки 5.14 и 5.17). При этом подавляющее большинство треков с большими p_T не являются продуктами процесса $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. Проведённое сравнение подтверждает правильность выбора DELPHI обрезания $W_{vis} < 35$ GeV для минимизации вклада заряженных частиц от фоновых процессов.

Эксперимент OPAL измерил дифференциальные сечения $d\sigma/dp_T$ инклюзивного рождения заряженных частиц [101] в другом интервале инвариантной массы адронов, W , поправленной на акцептанс детектора. В интервале $10 < W < 30$ GeV измеренные дифференциальные сечения

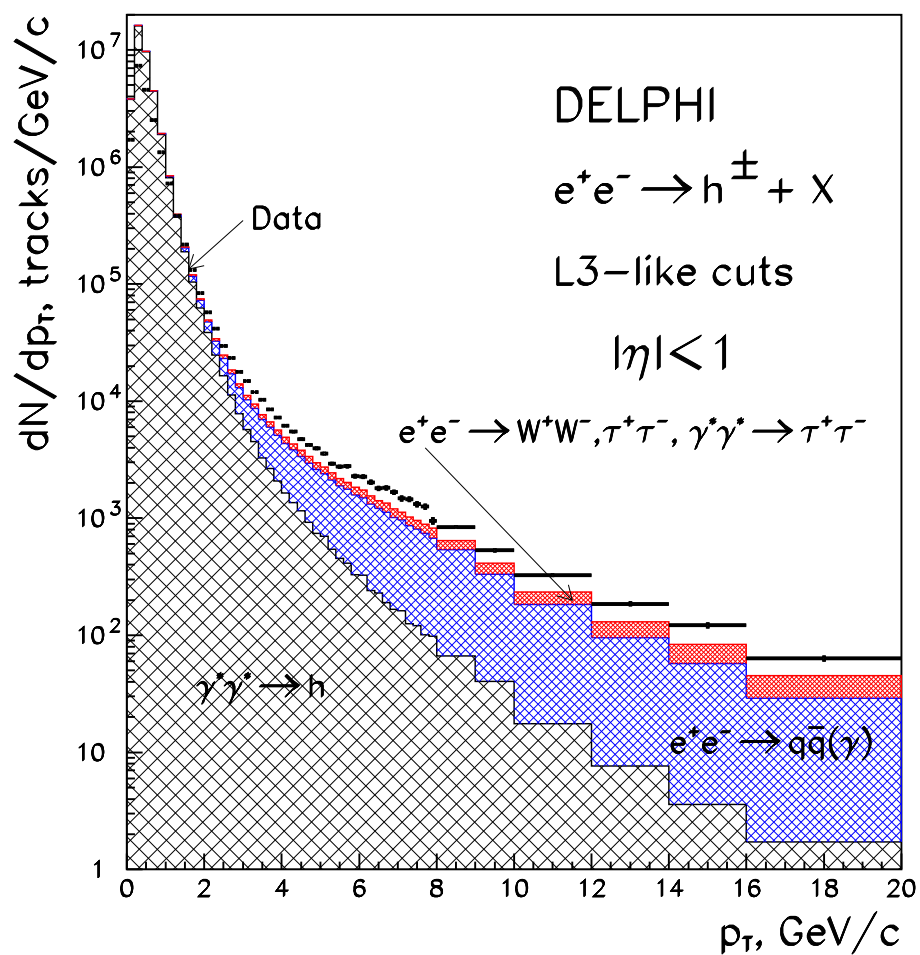


Рис. 5.17: Распределение по p_T заряженных адронов в отобранных экспериментальных событиях для $|\eta| < 1$ с критериями отбора “как в L3” $5 < W_{vis} < 78 \text{ GeV}$. Гистограммами показаны предсказания Монте Карло для вкладов $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-, \tau^+\tau^-, \gamma^*\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$.

согласуются с предсказаниями NLO КХД .

В связи с важностью минимизации вклада фоновых событий при отборе событий с фотон-фотонными взаимодействиями стоит упомянуть ещё об одном результате эксперимента L3 [106]. Это сечение процесса инклюзивного рождения b -адронов в фотон-фотонных взаимодействиях, полученное потём фитирования p_T спектра заряженных лептонов. Обрезание на W_{vis} в этом анализе было $W_{vis} < \sqrt{s}/3 \sim 70$ GeV. В результате было получено сечение $13.1 \pm 2.0(stat.) \pm 2.4(sys.)$ pb, что примерно в три раза выше предсказаний КХД. То же сечение, измеренное экспериментом ALEPH с применением процедуры b -тагирования, и с обрезанием на W_{vis} , $4 < W_{vis} < 40$ GeV, [107] оказалось равным $5.4 \pm 0.8(stat.) \pm 0.8(sys.)$ pb [107], что в пределах ошибок совпадает с предсказанием КХД.

5.6 Поиск η_b -мезона в $\gamma\gamma$ столкновениях

Поиск η_b -мезона вёлся в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-\eta_b$, с последующим распадом η_b -мезона в следующие конечные состояния:

$$\eta_b \rightarrow 4\pi^\pm(K^\pm),$$

$$\eta_b \rightarrow 6\pi^\pm(K^\pm),$$

$$\eta_b \rightarrow 8\pi^\pm(K^\pm).$$

Написанные в скобках заряженные каоны означают, что пара пионов может быть заменена парой каонов с нулевой суммарной странностью.

Отбирались события с 4, 6 или 8 заряженными треками с нулевым суммарным зарядом. Критерии отбора для заряженных треков были следующими:

- поперечный импульс трека больше 150 MeV;
- относительная ошибка импульса трека $\Delta p/p < 30\%$;
- промах трека в первичную вершину в плоскости, перпендикулярной оси пучков меньше 0.5 см;

- промах трека в первичную вершину вдоль оси пучка меньше 2 см;
- полярный угол трека с направлением оси пучка в диапазоне $10^\circ < \theta < 170^\circ$;
- измеренная длина трека больше 30 см.

Требовалось, чтобы из отобранных треков стандартным алгоритмом реконструкции не было реконструировано ни одного K_S -мезона. Идентификация других нейтральных частиц производилась по калориметрической информации. Калориметрические кластеры не ассоциированные с заряженными треками комбинировались, чтобы получить сигналы от нейтральных частиц (γ , π^0 , K_L^0 , n). Требовалось, чтобы энергия ливней в электромагнитном калориметре была больше 1 GeV, а энергия ливней в адронном калориметре больше 2 GeV.

События должны удовлетворять следующим критериям:

- в событии не должно быть ни одного трека, идентифицированного как электрон или мюон стандартными алгоритмами идентификации DELPHI;
- в событии не должно быть идентифицированных стандартным алгоритмом протонов;
- в событии не должно быть электромагнитных ливней с энергией больше 1 GeV или реконструированных конвертировавших фотонов с энергией больше 0.2 GeV.

Если все продукты распада η_b -мезона зарегистрированы, то квадрат поперечного импульса, $(\sum \vec{p}_T)^2$, всей адронной системы должен быть малым. Выбор конкретной величины обрезания по квадрату поперечного импульса осуществлялся с помощью сгенерированных Монте Карло событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_b$. В Монте Карло использовались алгоритмы, разработанные в [108]. Также предполагалось, что продукты распада $\eta_b \rightarrow (4, 6, 8)$ распределены равномерно по фазовому объёму. Сгенерированные события были пропущены через стандартные программы моделирования откликов детектора и реконструкции. На полученные таким образом события были наложены такие же критерии отбора как и

для реальных данных. После этого событие отбиралось с вероятностью срабатывания триггера для данного события. Триггер параметризовался как функция поперечных импульсов заряженных треков. Для одиночного заряженного трека эффективность триггера меняется от 20% для $p_T < 0.5$ GeV до примерно 95% для $p_T > 2$ GeV. [102] Благодаря большой предполагаемой массе η_b -мезона и сравнительно большому числу треков в конечном состоянии эффективности срабатывания триггера были примерно 93.6%, 94.5% и 94.6% для событий с 4, 6 и 8 заряженными треками соответственно.

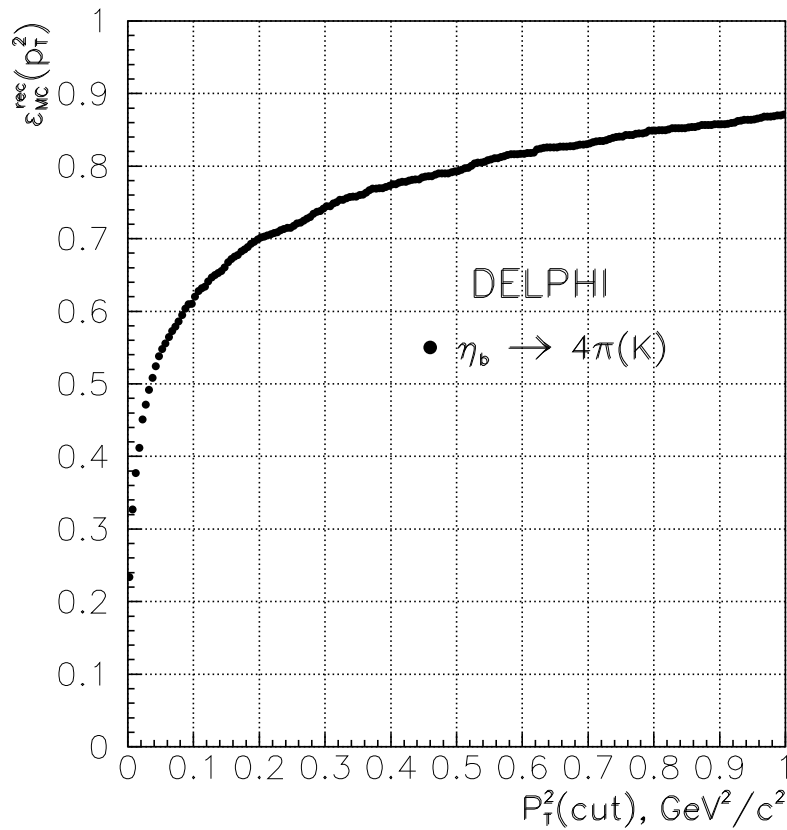


Рис. 5.18: Эффективность для отобранных Монте Карло событий в моде с 4 заряженными треками как функция обрезания ($\sum \vec{p}_T^2 < P_T^2(\text{cut})$) для массы η_b -мезона в диапазоне от 8 до 10 GeV.

На рисунке 5.18 показана зависимость эффективности регистрации η_b -мезона, распадающегося в четыре заряженных трека с массой в диа-

пазоне $8 < W_{vis} < 10$ GeV от величины обрезания по суммарному поперечному импульсу события. Как видно из рисунка эффективность резко падает при $P_T^2 < 0.1$ GeV². Конкретные величины обрезаний были следующие: $(\sum \vec{p}_T)^2 < 0.08$ GeV для событий с 4 и 6 треками и $(\sum \vec{p}_T)^2 < 0.06$ GeV для событий с 8 заряженными треками.

π/K идентификация осуществлялась по измерению ионизации dE/dx в ТРС и по информации RICH. В области массы η_b -мезона $8 < W_{vis} < 10$ GeV средняя эффективность идентификации K^\pm -мезонов составляет примерно 54% при чистоте выборки 82%. После наложения описанных выше критериев отбора и наложения обрезания $W_{vis} > 5$ GeV было отобрано 173, 328 и 113 четырёх-, шести- и восьми-трековых событий соответственно.

Основной фон составляют события $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Этот фон оценивался с помощью Монте Карло событий, сгенерированных программой RUTHIA 6.143.

Для четырёхтрековых событий также важно учитывать фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, когда один τ -лептон распадается в один заряженный трек, а второй τ -лептон распадается в 3 заряженных трека. Чтобы его подавить, проводилась следующая процедура. В системе центра масс четырёх заряженных треков событие делилось ось траста на две полусферы. В случае возникновения топологии 3-1, проверялась инвариантная масса тройки частиц. Если эта масса оказывалась меньше 1.8 GeV, то событие отбрасывалось. Этим дополнительным обрезанием отбрасывалось $(1.0 \pm 0.3)\%$ η_b событий.

Разрешение по массе в области поиска оценивалось с помощью Монте Карло событий. Оно примерно 200 MeV для всех топологий. На рисунке 5.19 показана функция разрешения для массы четырёх заряженных частиц в области масс около 9.4 GeV. Сигнал искался в интервале ± 200 MeV от предсказанной массы η_b -мезона 9.4 GeV. На рисунке 5.20 показаны спектры видимых инвариантных масс. В случае, если в событии наблюдалось нечётное число K^\pm , каонная масса последовательно приписывалась оставшимся пионам противоположного знака и видимая масса W_{vis} бралась как среднее от всех возможных комбинаций. В результате

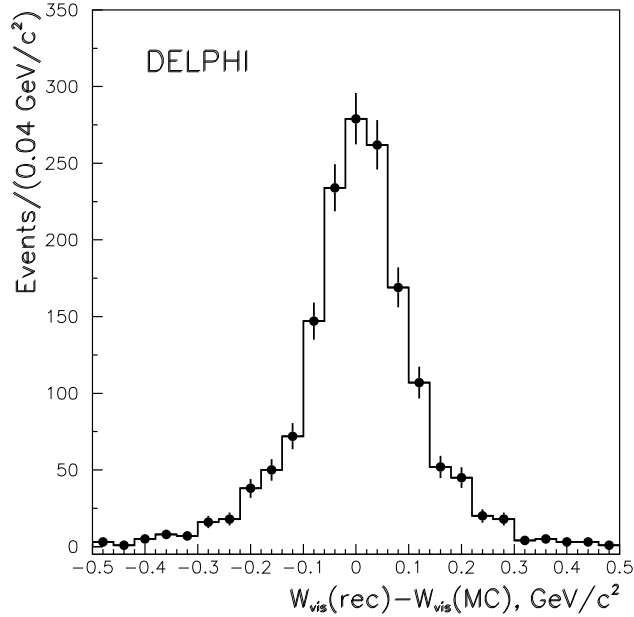


Рис. 5.19: Разность между реконструированной и сгенерированной массой системы четырёх заряженных частиц в области массы η_b -мезона для Монте Карло событий $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$.

таких действий масса сдвигается примерно на 120 MeV для всех топологий в области ожидаемой массы η_b -мезона. Экспериментальные распределения хорошо воспроизводятся Монте Карло распределениями для процесса $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$. Сигнал от η_b -мезона ожидается в области масс от 9.2 до 9.6 GeV. В таблице 5.2 даны числа событий с массой от 9.2 до 9.6 GeV для топологий с 4, 6 и 8 заряженными треками, а также ожидаемые числа фоновых событий, посчитанных с учётом эффективности реконструкции и отбора. Среди трех отобранных кандидатов только одно событие с 8 заряженными треками имело один идентифицированный каон.

Для случая поиска редких событий, когда несколько найденных событий совместимы с ожидаемым фоном, верхний предел на сигнал S можно получить рассматривая Пуассоновский процесс для фона b и учитывая погрешности в оценке фона и эффективностях [109]

$$CL = 1 - \frac{\int g(b) f(\epsilon) \sum_{k=0}^n P[k](S\epsilon + b) d\epsilon db}{\int g(b) \sum_{k=0}^n P(k|b) db}.$$

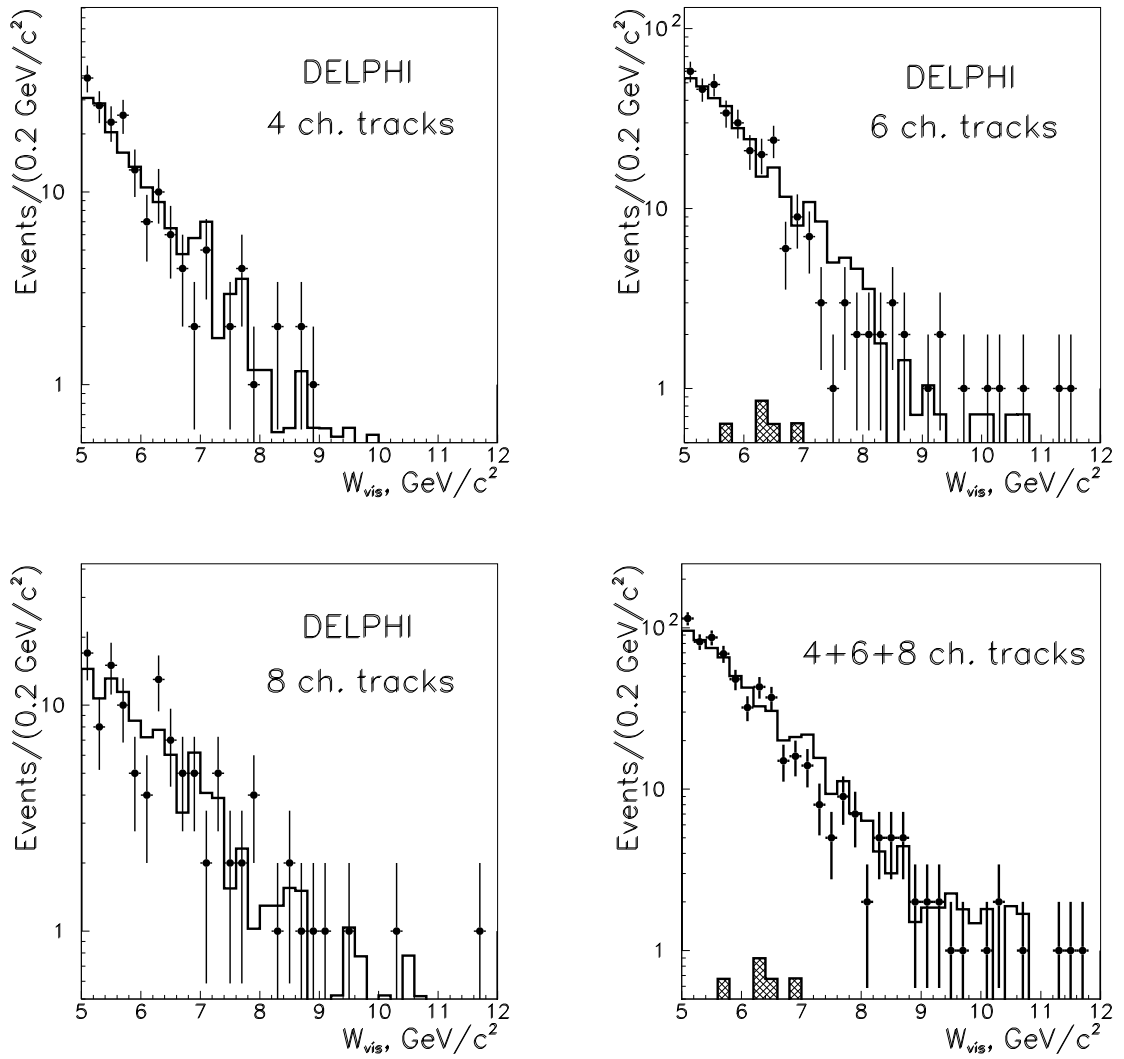


Рис. 5.20: Распределения по инвариантным массам для отобранных событий с 4, 6 и 8 заряженными треками в конечном состоянии. Точками с ошибками показаны данные, гистограммами показаны ожидаемые фоновые распределения от процесса $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$; Заштрихованной гистограммой показан ожидаемый фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$.

Таблица 5.2: Число η_b кандидатов в распадах на 4, 6 и 8 заряженных частиц (N_{obs}), ожидаемое количество фоновых событий (N_{bkg}), 95% C.L. верхние пределы для сигнальных событий (N_{ev}), эффективности регистрации и 95% C.L. верхние пределы на $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_b) \times BR(\eta_b)$.

	Моды распада η_b -мезона		
	4 ch. tracks	6 ch. tracks	8ch. tracks
$N_{obs}(9.2 < W_{vis} < 9.6) \text{ GeV}$	0 (1.2)	2 (1.1)	1 (1.5)
N_{ev} (95% C.L. верхний предел)	3.9	5.7	4.1
Эффективность регистрации	5.9%	3.5%	1.8%
$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_b) \times BR(\eta_b)$, eV (95% C.L. верхний предел)	190	470	660

В этой формуле $P(k|x)$ - Пуассоновская вероятность увидеть k событий, когда ожидается x событий; CL - уровень доверительности, n - число отобранных событий. Функции плотности вероятности для фона $g(b)$ и эффективности $f(\epsilon)$ предполагались Гауссовыми и ограниченными диапазоном, где b и ϵ положительны.

Посчитанные верхние пределы на 95% уровне достоверности для каждого канала, а также вычисленные верхние пределы для $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_b) \times BR(\eta_b)$ в соответствии с формулами (5.1) и (5.2) приведены в таблице 5.2.

Рассматривались следующие основные источники систематики: статистическая погрешность в оценке фона, использование конкретного генератора для моделирования сигнала η_b -мезона и теоретические неопределённости параметров η_b -мезона. Ограниченная статистика событий Монте Карло даёт относительные погрешности 3%, 5% и 4% для каналов с 4, 6 и 8 заряженными частицами соответственно. Чтобы оценить систематику, связанную с использованием конкретного генератора для сигнала, дополнительно был использован генератор PHOT02citephot, который моделирует распады η_b -мезона в две глюонные струи. Относительная разница в эффективностях составляет 24%, 11.4% и 6.1% для 4, 6 и 8-трековых событий соответственно. Варьирование массы η_b -мезона в диапазоне 9.33 - 9.45 GeV даёт относительную неопределённость 2.5% для величины N_{ev} для каждого из рассматриваемых каналов распада. Эти три вида неопределённости складывались квадратично при вычислении

верхних пределов приведённых в таблице 5.2.

5.7 Заключение

Было исследовано инклюзивное рождение J/ψ -мезонов в фотон-фотонных взаимодействиях при \sqrt{s} сталкивающихся электронного и позитронного пучков изменявшегося от 161 до 207 GeV. Наблюдается чёткий сигнал от реакции $\gamma\gamma \rightarrow J/\psi + X$. Инклюзивное сечение рождения J/ψ -мезона равно $45 \pm 9(stat.) \pm 17(syst.)$ pb. Основываясь на предсказании генератора RYTHIA различных $p_T^2(J/\psi)$ для различных типов фотон-фотонных взаимодействий, $(74 \pm 22)\%$ зарегистрированных J/ψ -мезонов рождены при взаимодействии “resolved” фотонов, в которых есть глюонная составляющая. Измеренное сечение существенно больше предсказания цветowych синглетных моделей и находится в хорошем согласии с теорией, если учесть вклады цветowych октетных состояний. Представлены распределения по $p_T^2(J/\psi)$, быстрой J/ψ , косинусу угла хелисити мюона в системе покоя J/ψ -мезонов, а также характеристики системы X. Все распределения в пределах статистических погрешностей воспроизводятся комбинацией вкладов “resolved” и “diffractive” процессов.

Было также проведено исследование инклюзивного рождения заряженных адронов в фотон-фотонных взаимодействиях. Получены инклюзивные одночастичные p_T распределения и дифференциальные сечения рождения $d\sigma/dp_T$. Дифференциальные сечения рождения $d\sigma/dp_T$ в пределах ошибок совпадают с предсказанием NLO КХД и Монте Карло генератора RYTHIA вплоть до максимально доступных p_T , хотя большие систематические погрешности при больших p_T ограничивают точность сравнения с предсказаниями. Было показано, что применение критериев отбора, аналогичных сделанным в работе [8] приводят к доминированию фона от событий $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ в области больших p_T , делая трудным исследование фотон-фотонных взаимодействий.

Проведён поиск псевдоскалярного мезона η_b в модах распада на 4, 6 и 8 заряженных частиц в фотон-фотонных взаимодействиях на статистике LEP II, соответствующей интегральной светимости 617 pb^{-1} . Установле-

ны верхние пределы на произведения двухфотонной ширины η_b -мезона на величину брэнчинга распада η_b -мезона по данному каналу. Эти пределы с 95% уровнем достоверности равны 190, 470 и 660 eV для распадов в 4, 6 и 8 заряженных частиц соответственно.

Как уже отмечалось во введении к данной главе, впоследствии η_b -мезон был открыт в экспериментах BABAR и Belle в радиационных переходах $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$, $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$.

Глава 6

Измерение массы τ -лептона

В данной главе представлены результаты измерения массы τ -лептона и разности масс положительного и отрицательного τ -лептона. Получено значение верхнего предела разности масс τ^+ и τ^- .

6.1 Введение

Массы кварков и лептонов являются фундаментальными параметрами Стандартной Модели. Измеренные с высокой точностью масса τ -лептона, его время жизни и лептонные брэнчинги распада могут быть использованы для проверки гипотезы лептонной универсальности, принятой в Стандартной модели. Величина и ошибка массы τ -лептона, приведённые в PDG [5], являются результатом усреднения четырёх измерений: экспериментов BES [111], KEDR [112], BABAR [113] и Belle [15]. В данной главе описывается измерение проведённое экспериментом Belle. Следует отметить, что эксперимент BABAR в точности повторил анализ эксперимента Belle на примерно такой же статистике данных и получил результат примерно такой же точности и совпадающий с результатом Belle в пределах этой точности. Эксперименты BES и KEDR измеряли массу τ -лептона другим методом - методом сканирования сечения рождения $\tau^+\tau^-$ пары вблизи порога рождения. При этом систематические погрешности измерений путём сканирования сечения и кинематическим анализом продуктов распада τ -лептонов имеют различную природу, поэтому

при усреднении результатов, полученных этими различными методами, ошибка усреднённого значения будет меньше ошибок индивидуальных измерений. Точности во всех четырёх измерениях были примерно 0.3 MeV.

Также следует отметить, что в методе сканирования сечения рождения пары $\tau^+\tau^-$ невозможно измерить по отдельности массы τ^+ и τ^- -лептонов и тем самым провести проверку выполнения СРТ теоремы, согласно которой эти массы должны быть равны. До экспериментов Belle и BABAR эту проверку провёл эксперимент OPAL на LEP [114], который получил значение верхнего предела $(M_{\tau^+} - M_{\tau^-})/M_\tau < 3.0 \times 10^{-3}$ при уровне достоверности 90%.

В данном анализе использовался метод псевдомассы, впервые использованный экспериментом ARGUS [115]. В этом методе используется информация об инвариантной массе и энергии адронной системы в адронных распадах τ -лептона.

6.2 Метод измерения массы τ -лептона

При адронном распаде τ -лептона (смотри рисунок 6.1) масса τ -лептона M_τ связана с четырёхимпульсом образовавшейся адронной системы X следующей формулой:

$$M_\tau^2 = M_X^2 + M_\nu^2 + 2E_X E_\nu - 2P_X P_\nu \cos \theta, \quad (6.1)$$

где M_X , E_X и P_X это, соответственно, инвариантная масса, энергия и модуль импульса адронной системы; M_ν , E_ν и P_ν это те же параметры для нейтрино; θ - угол между направлениями импульсов нейтрино и адронной системы.

Если предположить, что $M_\nu = 0$, мы получим $P_\nu = E_\nu = E_\tau - E_X$. Следовательно выражение для массы τ -лептона будет выглядеть следующим образом:

$$M_\tau^2 = M_X^2 + 2(E_\tau - E_X)(E_X - P_X \cos \theta). \quad (6.2)$$

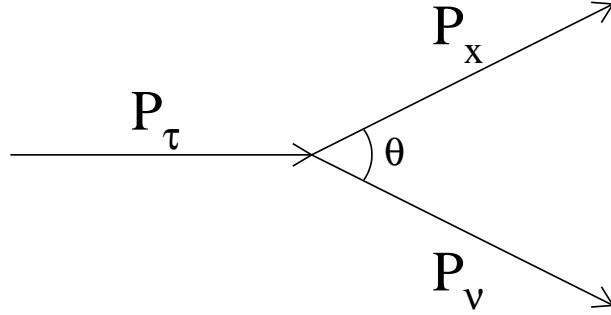


Рис. 6.1: Рисунок, иллюстрирующий определение переменных, используемых в уравнении (6.1)

Если пренебречь излучением электронов и позитронов в начальном состоянии, энергия τ -лептона E_τ будет равна энергии сталкивающихся электронного и позитронного пучков E_{beam} в их системе центра масс. Все остальные кинематические переменные, перечисленные выше, также рассматриваются в системе центра масс сталкивающихся пучков.

Если мы положим неизвестную величину $\cos \theta$ в формуле (6.2) равной 1, правая часть этого уравнения станет меньше истинного значения M_τ^2 . Таким образом эстиматор для массы τ -лептона (так называемая псевдомасса) используемый в анализе

$$M_{\min} = \sqrt{M_X^2 + 2(E_{\text{beam}} - E_X)(E_X - P_X)} \quad (6.3)$$

будет меньше или равен массы τ -лептона. При отсутствии излучения в начальном и конечном состоянии и в предположении, что четырёх-импульс адронной системы измеряется абсолютно точно, распределение по M_{\min} должно быть в области псевдомасс меньших массы τ -лептона и иметь обрыв на M_τ . Излучение в начальном (ISR) и конечном (FSR) состоянии, а также конечное разрешение детектора по импульсу размывают резкую границу обрыва распределения по M_{\min} около M_τ . Эффект влияния FSR и ISR на распределение по M_{\min} на уровне генератора показан на рисунке 6.2, где обрыв M_{\min} распределения размывает только из-

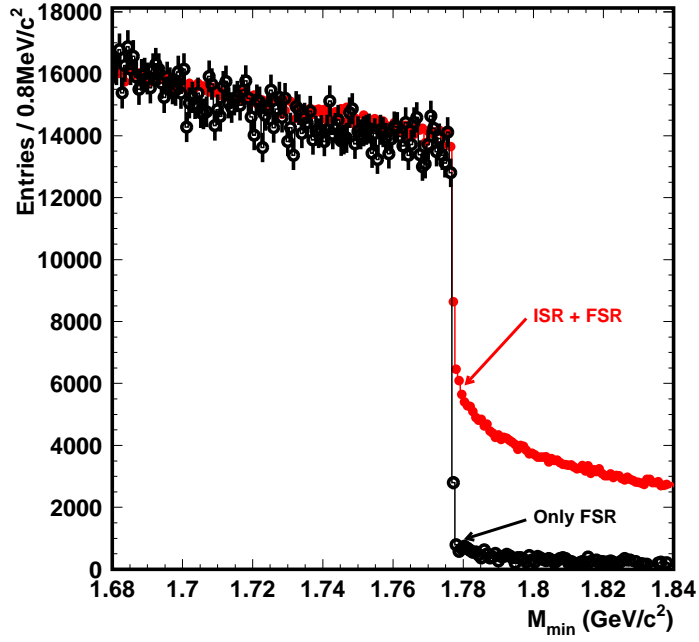


Рис. 6.2: Монте Карло распределения по псевдомассе M_{\min} для распадов $\tau \rightarrow 3\pi^\pm\nu$ на уровне генератора, когда включено только FSR и когда включены FSR и ISR.

лучением FSR и совместным излучением FSR и ISR, которые могут быть включены и выключены на генераторном уровне. Вклады от других процессов прошедших в отобранные $\tau^+\tau^-$ события имеют гладкое поведение в окрестности массы τ -лептона. Мы можем использовать положение порога, полученное из фита экспериментального M_{\min} распределения как эстиматор массы τ -лептона.

Для иллюстрации этого метода применительно к детектору Belle были сгенерированы $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ события, в которых один τ -лептон распался на три заряженных пиона и нейтрино с тремя различными заложенными массами τ -лептона: номинальной величины из PDG 1.777 GeV, а также 1.767 GeV и 1.787 GeV. Сгенерированные события были пропущены через программу полного симулирования отклика детектора Belle и процедуры реконструкции событий.

Получившиеся в результате распределения по M_{\min} для трёх заложенных масс τ -лептона показаны на рисунке 6.3. Результаты фита положений обрывов этих распределений функцией $\arctan((M_{\min} - P_1)/P_2)$

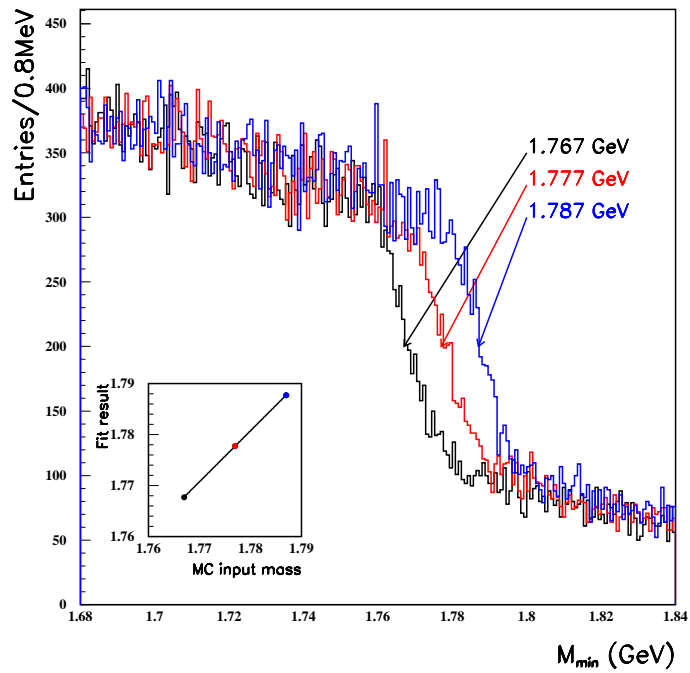


Рис. 6.3: Монте Карло распределения по псевдомассе M_{\min} для распадов $\tau \rightarrow 3\pi^\pm \nu$ при заложенных массах τ -лептона равных 1.767, 1.777 and 1.787 GeV нарисованных, соответственно, чёрным, красным и синим цветом. В нижнем левом углу показаны массы τ -лептона, полученные из фита (описанного далее в тексте) этих распределений в зависимости от заложенных в Монте Карло значений этой массы. Изображённая прямая - результат фита этих трёх точек прямой линией.

дают соответственно следующие значения для параметра P_1 : 1777.9 ± 0.2 MeV, 1767.8 ± 0.3 MeV и 1787.8 ± 0.2 MeV. В левом углу рисунка 6.3 показана также зависимость полученных из фита параметров P_1 от величины заложённой массы τ -лептона при Монте Карло симуляции. Результат фита этой зависимости линейной функцией $f = a_0 + a_1 \times x$ даёт $a_0 = (0.1 \pm 0.2) \times 10^{-2}$ GeV and $a_1 = 1.000 \pm 0.001$.

После получения положения обрыва экспериментального распределения по M_{\min} путём фитирования мы поправляем его на величину, полученную из Монте Карло, которая равна разности между заложённой в Монте Карло величиной массы τ -лептона и положением обрыва, полученным для симулированных событий.

6.3 Анализ экспериментальных данных

Данный анализ основан на данных, набранных детектором Belle на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ. Использовались только данные, набранные в пике резонанса $\Upsilon(4S)$ при $\sqrt{s} = 10.58$ GeV. Полная интегральная светимость использованных в анализе данных равняется 414 fb^{-1} .

Детальное описание детектора дано в первой главе диссертации. Здесь напомним только о компонентах детектора существенных для данного анализа.

Заряженные треки реконструировались по хитам в центральной дрейфовой камере (CDC), находящейся в соленоидальном магнитном поле напряжённостью 1.5 Т. Ось z детектора и соленоид расположены вдоль позитронного пучка, при этом позитроны движутся в направлении $-z$. Координаты траектории заряженных частиц близкие к точке столкновения пучков измеряются силиконовым вершинным детектором (SVD). Детектирование фотонов и измерение их энергии производится с помощью CsI(Tl) электромагнитного калориметра (ECL). Идентификация заряженных частиц основана на информации счётчиков времени пролёта и аэрогельных счётчиках Черенковского излучения (ACC). ACC обеспечивают хорошее разделение каонов и пионов или мюонов при импульсах

выше 1.2 GeV. Система TOF состоит из 128 пластиковых сцинтилляционных счётчиков в бочковой части детектора, она эффективна для K/π разделения для треков с импульсом ниже 1.2 GeV. Низкоэнергичные каоны также идентифицируются по измерениям ионизационных потерь (dE/dx) в CDC. Идентификация электронов осуществляется с использованием комбинированной информации с ECL, ACC, TOF и CDC. Ядро электромагнита оборудовано мюонными камерами (KLM), по информации с которых происходит идентификация мюонов, определение направления адронных ливней от K_L -мезонов и формирование триггерного сигнала. Отклики перечисленных выше детекторов используются для вычисления правдоподобия L_i , где i означает сорт частицы (e , μ , π , K , p). Заряженная частица идентифицировалась как электрон если соответствующее отношение правдоподобий (смотри Главу 1), $P_e > 0.9$, или если гипотеза электронной массы имеет максимальную вероятность. Эффективность регистрации электрона для $P_e > 0.9$ равна примерно 90% для одиночного электрона, находящегося в адронном событии. Заряженные частицы идентифицировались как мюоны если соответствующее отношение правдоподобий для мюона было $P_\mu > 0.8$. Эффективность регистрации мюона для данного обрезания равна примерно 91%. Соответствующее обрезание для каонного и протонного правдоподобий было $P_i > 0.8$. Все заряженные треки не идентифицированные как электрон, мюон, каон или протон рассматривались как пионы..

$\tau^+\tau^-$ событие отбиралось когда один τ -лептон распадался по лептонному каналу $l\bar{\nu}_l\nu_\tau$, а другой τ -лептон распадался на 3 заряженных пиона и нейтрино.

Отбор этой $\tau^+\tau^-$ топологии производился в два этапа. На первом этапе преселекции события должны удовлетворять следующим критериям:

- (a) число хорошо реконструированных треков больше 2 и меньше 9;
- (b) абсолютная величина полного заряда события меньше или равна 2;
- (c) максимальный P_t заряженного трека в лабораторной системе (P_{tmax}) больше 0.5 GeV;

- (d) расстояние между реконструированной вершиной события и точкой столкновения пучков меньше 0.5 см в поперечной плоскости и меньше 3 см в направлении z ;
- (e) видимая реконструированная энергия $E_{sum} > 3 \text{ GeV}$ или $P_{tmax} > 1 \text{ GeV}$;
- (f) видимая реконструированная энергия $E_{sum} < 9 \text{ GeV}$ или максимальный угол между треками меньше 175 градусов;
- (g) число заряженных треков в бочковой части больше или равно 2 или энергия в ECL, приписанная к заряженным трекам меньше 5.3 GeV;

Условия (f) и (g) налагались на события с множественностью заряженных треков 2-4.

Обрезания преселекции подавляют вклады от процессов Bhabha, $\mu^+\mu^-$, фотон-фотонных взаимодействий и событий $B\bar{B}$.

Критерии отбора для заряженных треков следующие:

- $p_T > 100 \text{ MeV}$;
- Промахи треков в первичную вершину $\Delta r < 2 \text{ cm}$, $|\Delta z| < 4 \text{ cm}$.

K_S мезоны реконструировались по их распадам на пары заряженных пионов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. требовалось, чтобы вероятность $P(\chi^2)$ фита вторичной вершины была больше 0.001 и расстояние между вторичной и первичной вершинами в плоскости X-Y больше 0.3 см.

Кандидаты в нейтральные пионы формировались из пар фотонов с инвариантной массой в диапазоне от 120 до 150 MeV.

После преселекции накладывались следующие обрезания:

- суммарный заряд события равен нулю;
- число лептонов (мюонов или электронов) равно одному;
- число заряженных пионов равно трём;
- число заряженных каонов и протонов равно нулю;

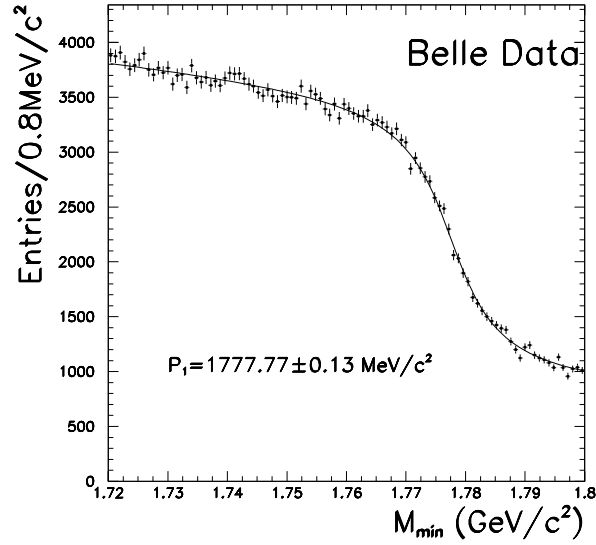


Рис. 6.4: Распределение по псевдомассе M_{\min} для распадов $\tau \rightarrow 3\pi^\pm\nu$. Точками с ошибками показаны данные, сплошной кривой показан результат фита функцией (6.4).

- число K_S -мезонов равно нулю;
- число π^0 -мезонов равно нулю.

Распределение для реальных данных по M_{\min} для распада $\tau \rightarrow 3\pi\nu$ показано на рисунке 6.4. Фитирование этого распределения проводилось функцией

$$F(x) = (P_3 + P_4 \times x) \times \arctan((x - P_1)/P_2) + P_5 + P_6 \times x, \quad (6.4)$$

где P_i - параметры фита.

Величина эstimатора массы τ -лептона параметра P_1 , полученная из фита, равна $P_1 = 1777.77 \pm 0.13 \text{ MeV}$.

6.4 Определение массы τ -лептона

Для получения величины массы τ -лептона из величины эstimатора массы τ -лептона P_1 использовались Монте Карло $\tau^+\tau^-$ события, где один

τ -лептон распадается по лептонной моде, а второй распадается на три заряженных пиона и нейтрино. Использовался генератор KORALB [116] для генерации Монте Карло событий $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Использовались три набора Монте Карло событий с заложенными массами τ -лептона равными 1777.0 MeV, 1776.0 MeV и 1776.8 MeV для первого, второго и третьего набора соответственно. Статистика каждого набора равнялась примерно статистике данных. Разности между полученными из фита эстиматорами P_1 и заложенными массами τ -лептона для этих наборов следующие: $\Delta_1 = (1.27 \pm 0.12)$ MeV, $\Delta_2 = (1.29 \pm 0.05)$ MeV и $\Delta_3 = (1.06 \pm 0.04)$ MeV для первого, второго и третьего набора соответственно. Для конвертации эстиматора массы τ -лептона P_1 в M_τ определялись взвешенное среднее и дисперсия этого взвешенного среднего для Δ_1 , Δ_2 и Δ_3 по формулам

$$\bar{\Delta} = \frac{\sum_{i=1}^3 \Delta_i w_i}{\sum_{i=1}^3 w_i}, \quad \sigma^2 = \frac{3}{3-1} \cdot \frac{\sum_{i=1}^3 (\Delta_i - \bar{\Delta})^2 w_i}{\sum_{i=1}^3 w_i}, \quad (6.5)$$

где $w_i = 1/\sigma_i^2$, σ_i - статистическая ошибка разности Δ_i

В результате получаем величину коррекции эстиматора $\bar{\Delta} = (1.16 \pm 0.14)$ MeV. Ошибка коррекции эстиматора 0.14 MeV в основном определяется ограниченной статистикой Монте Карло, однако в неё добавлена дополнительная систематика за счёт фитирующей процедуры так как коррекции для индивидуальных наборов не полностью совпадают в пределах статистических ошибок.

Вычитание этой величины из параметра положения обрыва P_1 в данных даёт $M_\tau = 1776.61 \pm 0.13(stat.) \pm 0.14(MC.)$ MeV, где *MC* означает, что ошибка в основном за счёт ограниченности статистики Монте Карло.

Для изучения систематической неопределённости из-за выбора конкретной формы параметризации распределения по M_{\min} использовались следующие альтернативные параметризации:

$$F_2(x) = (P_3 + P_4 \times x) \times \frac{x - P_1}{\sqrt{P_2 + (x - P_1)^2}} + P_5 + P_6 \times x, \quad (6.6)$$

$$F_3(x) = (P_3 + P_4 \times x) \times \frac{-1}{1 + \exp((x - P_1)/P_2)} + P_5 + P_6 \times x \quad (6.7)$$

для фита распределения по M_{\min} . Здесь P_i - параметры фита.

Описанная выше процедура получения массы τ -лептона была повторена для данных и наборов Монте Карло с каждой из этих функций. Полученные величины для массы τ -лептона при помощи функций (6.6) и (6.7) равнялись $(1776.85 \pm 0.13(stat.) \pm 0.12(sys.))$ MeV и $(1776.52 \pm 0.12(stat.) \pm 0.10(sys.))$ MeV соответственно. Соответствующие величины коррекций равны $\Delta_1 = (1.02 \pm 0.12)$ MeV, $\Delta_2 = (1.03 \pm 0.05)$ MeV и $\Delta_3 = (0.83 \pm 0.12)$ MeV для функции (6.6) и $\Delta_1 = (0.95 \pm 0.12)$ MeV, $\Delta_2 = (1.00 \pm 0.13)$ MeV и $\Delta_3 = (0.80 \pm 0.13)$ MeV для функции (6.7).

В качестве измеренного значения массы τ -лептона был взят результат полученный с использованием функции (6.4):

$$M_\tau = M_1 = 1776.61 \pm 0.13(stat.)\text{MeV}. \quad (6.8)$$

Разброс 0.18 MeV полученных масс τ -лептона относительно центрального значения $\overline{M_\tau} = 1776.71$ MeV был взят как систематическая неопределённость из-за выбора формы параметризации.

Мы видим, что величина 0.18 MeV превышает ошибку из-за ограниченности Монте Карло статистики 0.14 MeV, поэтому нет серьёзных оснований существенно увеличивать статистику Монте Карло. Для консервативной оценки систематики в суммарную систематическую ошибку включены обе погрешности 0.18 MeV и 0.14 MeV.

При фитировании распределения по M_{\min} в различных диапазонах Монте Карло даёт различные величины коррекций для эстиматора массы τ -лептона P_1 . Для M_{\min} в диапазоне 1.68 - 1.84 GeV величина коррекции равна примерно 0.8 MeV, а для диапазона 1.72 - 1.80 GeV она равна примерно 1.16 MeV. Однако получаемые в результате коррекций массы τ -лептона почти совпадают. Полученная величина разброса масс τ -лептона после коррекции 0.04 MeV была взята в качестве систематики из-за выбора конкретного диапазона фитирования.

Очень важным источником систематической неопределённости является калибровка энергии пучка так как энергия пучка напрямую входит в формулу для M_{\min} . Для оценки этой неопределённости мы воспользовались внутренним анализом эксперимента Belle полностью реконструиро-

ванных распадов B -мезонов для проверки точности калибровки энергии пучков. В этом анализе энергии реконструированных B -мезонов сравнивались с энергиями пучков, выдаваемых коллайдером КЕКВ. Из этого анализа следует, что энергия пучков известна с точностью лучше чем 1.5 MeV. Эту неопределённость можно перевести в неопределённость массы τ -лептона с помощью формулы

$$\sigma(M_{\min}) = \frac{E_X - P_X}{M_{\min}} \sigma(E_{\text{beam}}), \quad (6.9)$$

полученной из формулы (6.3).

Около обрыва распределения по M_{\min} мы можем положить $E_X \approx E_{\text{beam}}$, $M_X \approx M_\tau$ и $M_{\min} \approx M_\tau$, что даёт $\sigma(M) \approx 0.17\sigma(E_{\text{beam}})$.

Для проверки соотношения $\sigma(M) \approx 0.17\sigma(E_{\text{beam}})$ была проведена симуляция $\tau^+\tau^-$ событий с различными заложенными значениями E_{beam} . Была проведена процедура фитирования всех наборов Монте Карло событий в предположении, что $E_{\text{beam}} = M(\Upsilon(4S))/2$. Результаты фитов как функция заложенной энергии пучка при симуляции показаны на рисунке 6.5. Результат фитирования прямой линией распределения на рисунке 6.5 даёт величину наклона $P_2 = 0.1753 \pm 0.0002$, которая совместима с аналитическим вычислением.

Для $\sigma(E_{\text{beam}}) = 1.5 \text{ MeV}$ мы имеем $\sigma(M_\tau) \approx 0.26 \text{ MeV}$.

В качестве дополнительной проверки результата, полученного из анализа реконструированных распадов B -мезонов было проанализировано распределение по переменной $\Delta ME = M(\mu^+\mu^-) - 2E_{\text{beam}}$ для событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в реальных данных. Если существует систематическая сдвигка в калибровке энергии пучка или калибровке трековой системы мы можем ожидать некоторую сдвигку максимума этого распределения относительно нуля. Небольшая сдвигка максимума распределения по ΔME относительно нуля обусловлена излучениями в начальном и конечном состоянии. Распределение по ΔME было отфитировано суммой двух функций Гаусса с общим центральным значением умноженной на полином третьей степени для учёта асимметрии этого пика из-за ISR и FSR. Та же самая процедура фитирования была проведена для Монте Карло событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ с включёнными ISR и FSR. Эти события

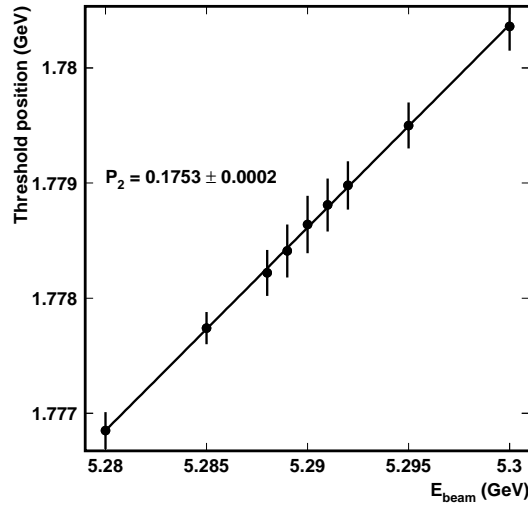


Рис. 6.5: Зависимость величины положения обрыва распределения по M_{\min} от энергии пучка, использовавшейся при симулировании событий. Проведённая линия - результат фита линейной зависимостью.

были пропущены через программу полной симуляции детектора Belle и процедуры реконструкции. Распределения по ΔME для данных и Монте Карло показаны на рисунке 6.6 совместно с результатами фита этих распределений. Значения χ^2 делённые на число степеней свободы для фитов равны 0.9 и 1.06 для данных и Монте Карло соответственно. Хотя разрешение по переменной ΔME не очень хорошо описывается Монте Карло, положения пиков совпадают для данных и для симуляции. Разница между положениями пиков, полученных при фите, в данных и Монте Карло равна $\delta\Delta ME = 3 \pm 2$ MeV. Разница обусловлена как неточностью калибровки энергии пучка, так и неточностью калибровки трековой системы. Было проанализировано два крайних случая, когда сдвигка $\delta\Delta ME$ обусловлена неточностью калибровки:

- 1) энергии пучка,
- 2) трековой системы.

Для первого случая мы имеем $\Delta E_{\text{beam}} = \delta\Delta ME/2 = 1.5$ MeV, что совместимо с точностью калибровки энергии пучка, полученной из реконструкции эксклюзивных распадов В-мезонов. Для оценки сдвигки массы τ -лептона во втором случае были построены три Монте Карло

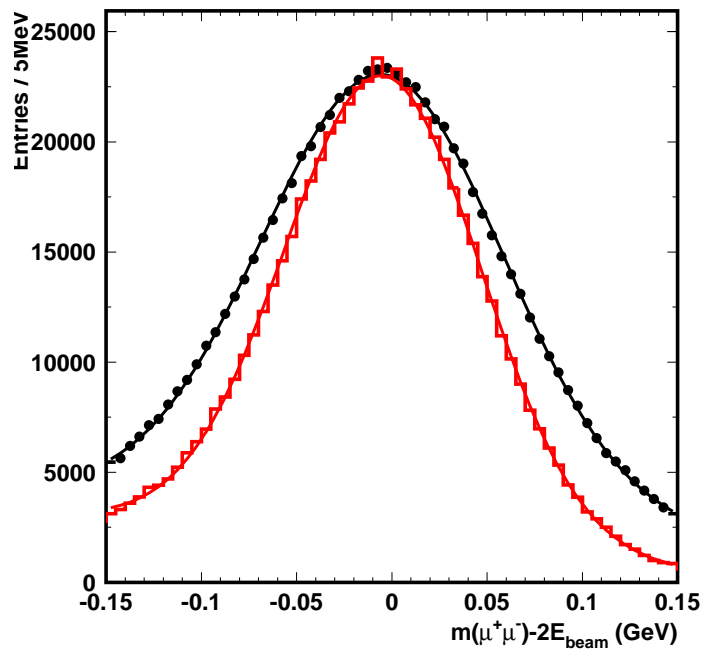


Рис. 6.6: Распределения по $M(\mu^+\mu^-) - 2E_{\text{beam}}$ для данных (гистограмма с ошибками) и Монте Карло (гистограмма без ошибок). Линиями показаны результаты фита данных и Монте Карло суммой двух функций Гаусса с общим центральным значением умноженной на полином третьей степени.

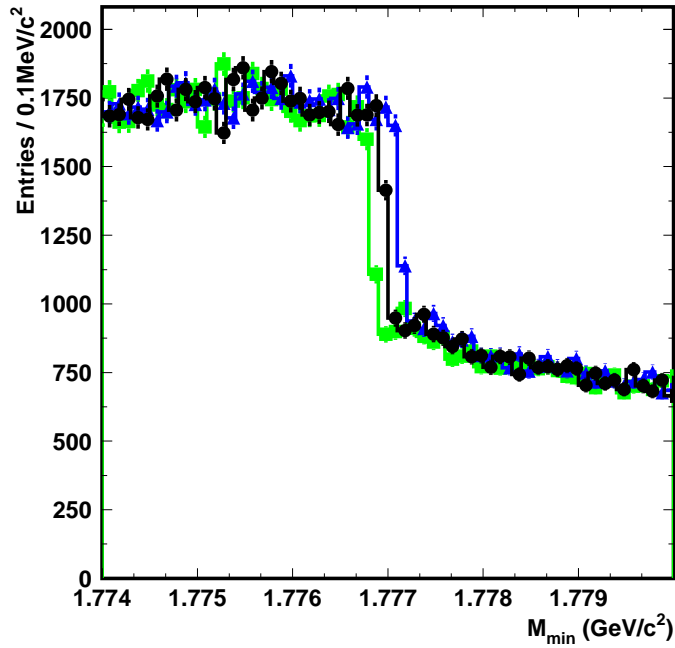


Рис. 6.7: Монте Карло распределения по M_{\min} для истинных значений импульсов пионов (чёрные кружки) и для импульсов сдвинутых на относительную величину $\Delta p/p = +2.8 \times 10^{-4}$ (синие треугольники) и на $\Delta p/p = -2.8 \times 10^{-4}$ (зелёные квадраты).

распределения для M_{\min} с заложенной величиной массы τ -лептона равной 1777.0 MeV. При этом в одном случае для пионов брались истинные значения импульсов, а в двух других случаях эти импульсы сдвигались на относительную величину $\Delta p/p = \pm 3/10580 = 2.8 \times 10^{-4}$. Распределения по M_{\min} для этих трёх случаев показаны на рисунке 6.7. Получаемые сдвиги массы находятся в диапазоне 0.10 - 0.15 MeV для случая 2). Это меньше чем для случая, когда наблюдаемый сдвиг $\delta\Delta ME$ обусловлен полностью неправильной калибровкой энергии пучка (0.26 MeV). Было выбрано это консервативное предположение и систематическая погрешность из-за возможной неправильной калибровки энергии пучка и трековой системы считалась равной 0.26 MeV.

Систематическая погрешность из-за неточного описания Монте Карло разрешения по импульсу треков оценивалась следующим образом. В Монте Карло было проведено дополнительное размазывание модулей импульсов треков по распределению Гаусса с шириной, зависящей от им-

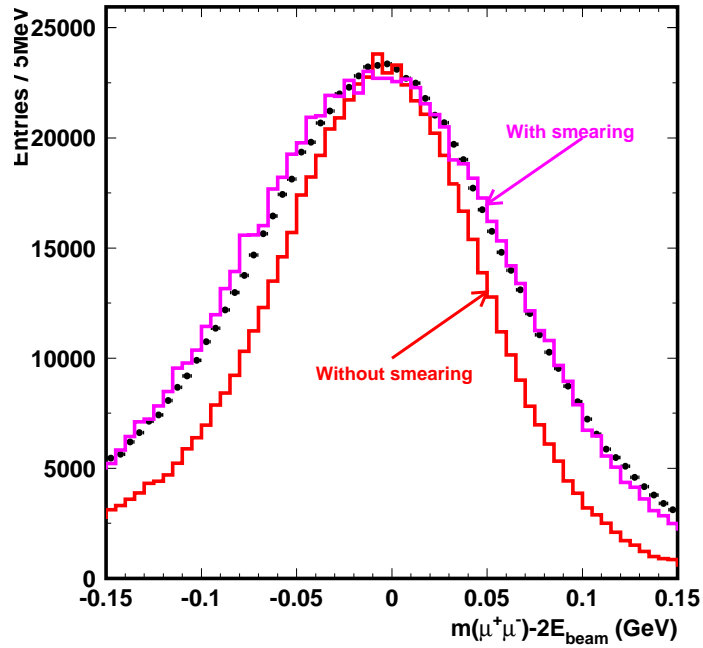


Рис. 6.8: Монте Карло распределения по M_{\min} для истинных значений импульсов пионов (чёрные кружки) и для импульсов сдвинутых на относительную величину $\Delta p/p = +2.8 \times 10^{-4}$ (синие треугольники) и на $\Delta p/p = -2.8 \times 10^{-4}$ (зелёные квадраты).

пульса по следующему закону: $\sigma(P) = 1.02 \cdot 10^{-3} \cdot P^2(\text{GeV})$. Модифицированное распределение по ΔME после дополнительного размазывания импульсов показано на рисунке 6.8 совместно с распределениями по ΔME для данных и немодифицированного Монте Карло. Мы видим, что согласие между распределениями по ΔME для данных и Монте Карло после размазывания в Монте Карло стало намного лучше. После этого было проведено сравнение Монте Карло распределений по M_{\min} для импульсов с дополнительным размазыванием без него. Эти распределения показаны на рисунке 6.9. Видимых изменений от процедуры размазывания распределение по M_{\min} не испытывает. Сдвигка в положении обрыва после размазывания импульсов меньше 0.02 MeV. Это значение добавлено в общую систематическую ошибку.

Была также проведена оценка систематической погрешности из-за возможной зависимости от заложенной в Монте Карло модели распада $\tau \rightarrow 3\pi\nu$. В генераторе KORALB этот распад идёт 100% через проме-

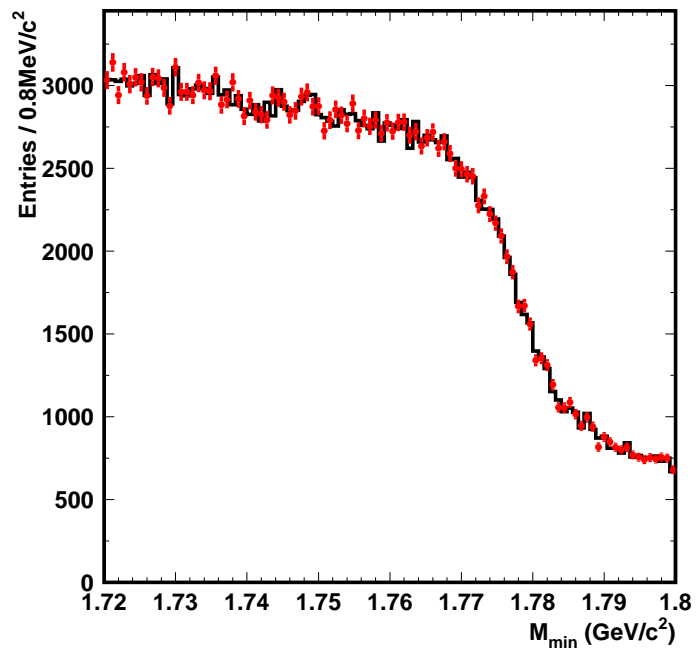


Рис. 6.9: Монте Карло распределения по M_{\min} для истинных значений импульсов пионов (чёрные кружки) и для импульсов сдвинутых на относительную величину $\Delta p/p = +2.8 \times 10^{-4}$ (синие треугольники) и на $\Delta p/p = -2.8 \times 10^{-4}$ (зелёные квадраты).

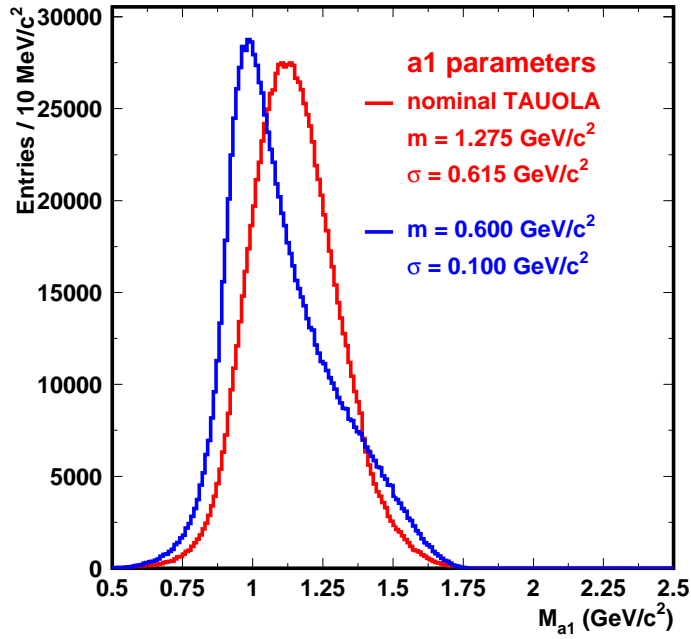


Рис. 6.10: Монте Карло распределения по M_{\min} для истинных значений импульсов пионов (чёрные кружки) и для импульсов сдвинутых на относительную величину $\Delta p/p = +2.8 \times 10^{-4}$ (синие треугольники) и на $\Delta p/p = -2.8 \times 10^{-4}$ (зелёные квадраты).

жуточное состояние a_1 -мезона. Было проведено варьирование в Монте Карло массы и ширины a_1 -мезона в диапазоне нескольких десятков MeV и смотрелось влияние этого варьирования на на распределение по M_{\min} . На рисунке 6.10 показаны Монте Карло распределения по инвариантной массе трёх пионов для различных параметров a_1 -мезона. Соответствующие этим распределениям распределения по M_{\min} показаны на рисунке 6.11. Сдвигка в положении обрыва порядка 0.02 MeV включена в общую систематическую ошибку.

Систематические погрешности из-за возможной неправильной идентификации продуктов распада τ -лептона и вклада событий, не являющихся $\tau^+\tau^-$ событиями пренебрежимо малы, так как для таких событий распределение по M_{\min} не имеет существенных особенностей в области массы τ -лептона. На рисунке 6.12 показаны распределения по M_{\min} для данных и Монте Карло с вкладами от неправильно идентифицированных распадов $\tau \rightarrow 3\pi\nu$ и событий не являющихся $\tau^+\tau^-$ событиями. Мы

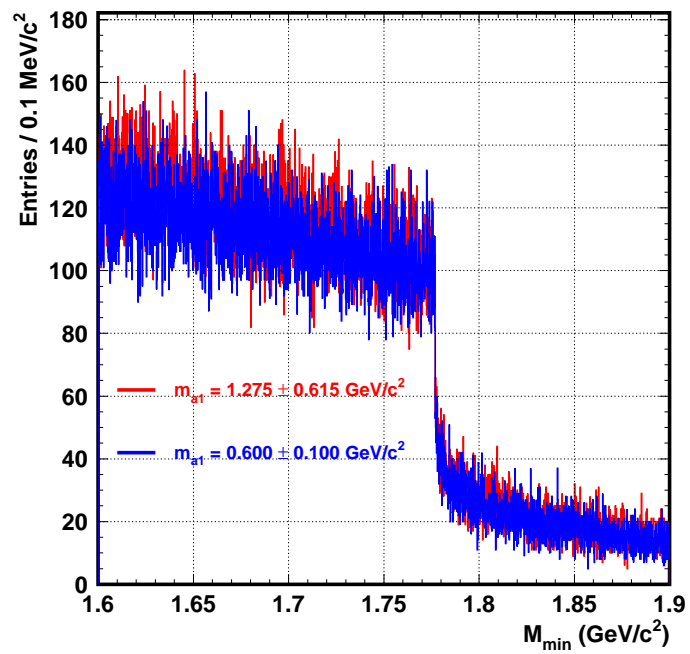


Рис. 6.11: Монте Карло распределения по M_{\min} для истинных значений импульсов пионов (чёрные кружки) и для импульсов сдвинутых на относительную величину $\Delta p/p = +2.8 \times 10^{-4}$ (синие треугольники) и на $\Delta p/p = -2.8 \times 10^{-4}$ (зелёные квадраты).

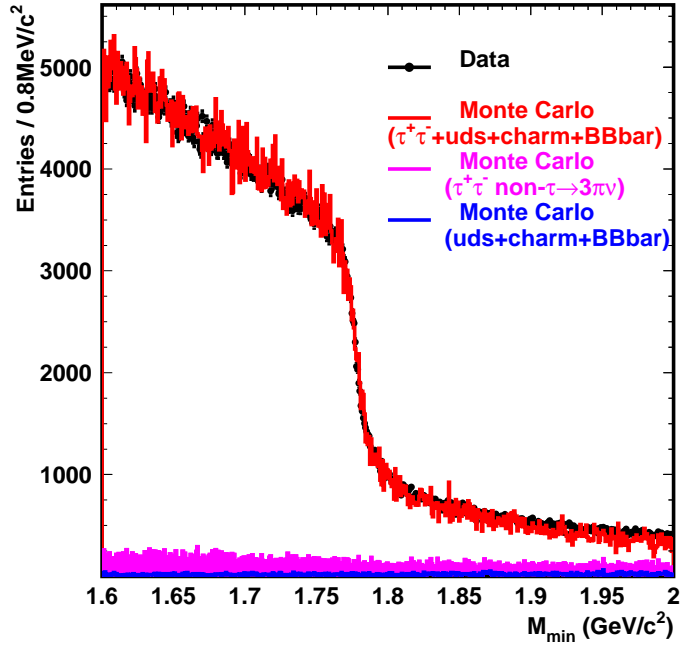


Рис. 6.12: Монте Карло распределения по M_{\min} для истинных значений импульсов пионов (чёрные кружки) и для импульсов сдвинутых на относительную величину $\Delta p/p = +2.8 \times 10^{-4}$ (синие треугольники) и на $\Delta p/p = -2.8 \times 10^{-4}$ (зелёные квадраты).

видим, что сумма сигнального Монте Карло и суммарных фонов хорошо описывает реальные данные. Систематическая погрешность в положении обрыва распределения по M_{\min} из-за неопределённости вкладов различных фонов равна 0.01 MeV и включена в суммарную систематическую погрешность.

Все проанализированные источники систематических погрешностей приведены в таблице 6.1 Складывая квадратично все систематические погрешности получаем суммарную систематическую погрешность 0.35 MeV.

Окончательный результат для массы τ -лептона:

$$M_{\tau} = (1776.61 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.35(\text{syst})) \text{ MeV}.$$

6.5 Измерение разности масс τ^{+} и τ^{-}

Использованный метод позволяет измерить по отдельности массы положительного и отрицательного τ -лептона.

Таблица 6.1: Список систематических погрешностей

Источник погрешности	Величина погрешности (GeV)
Калибровка энергии пучка и трековой системы	0.26
Параметризация распределения по псевдомассе	0.18
Ограниченность статистики Монте Карло	0.14
Диапазон фитирования	0.04
Разрешение детектора по импульсу	0.02
Зависимость от модели распада $\tau \rightarrow 3\pi\nu$	0.02
Примесь фоновых событий	0.01
Суммарная погрешность	0.35

Разные массы у положительного и отрицательного τ -лептона приводили бы к разным энергиям рождённых τ -лептонов в e^+e^- столкновении. Это в принципе делает предположение $E_\tau = E_{\text{beam}}$ неверным. Распределение по M_{min} для положительных и отрицательных τ -лептонов, распадающихся на $3\pi\nu$ показаны на рисунке 6.13 совместно с результатами фита формулой (6.4)

Наблюдается хорошее совпадение распределений для τ^+ и τ^- . Разность масс, полученная из независимых фитов этих распределений равна $M_{\tau^+} - M_{\tau^-} = (0.05 \pm 0.23) \text{ MeV}$.

Большинство источников систематических неопределённостей воздействуют на результат для положительных и отрицательных τ -лептонов одинаково, поэтому их вклады в разность масс сокращаются. Тем не менее, частицы и античастицы взаимодействуют по-разному с материалом детектора. Например числа отобранных положительных и отрицательных триплетов пионов не равны друг другу. При этом наблюдается неплохое описание Монте Карло этой разницы. В данных отношение числа отрицательных к числу положительных триплетов равно 1.034, а в Монте Карло это отношение равно 1.031.

Для оценки систематического сдвига при измерении импульса частицы и античастицы сравнивались положения пиков в спектрах инвариантных масс для распадов $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ и $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\Lambda_c \rightarrow pK^-\pi^+$ и $\bar{\Lambda}_c \rightarrow \bar{p}K^+\pi^-$, $D^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+$ и $D^- \rightarrow \phi(1020)\pi^-$, $D_S \rightarrow \phi(1020)\pi^+$ и $\bar{D}_S \rightarrow \phi(1020)\pi^-$.

Средняя относительная сдвигка масс для перечисленных выше мод

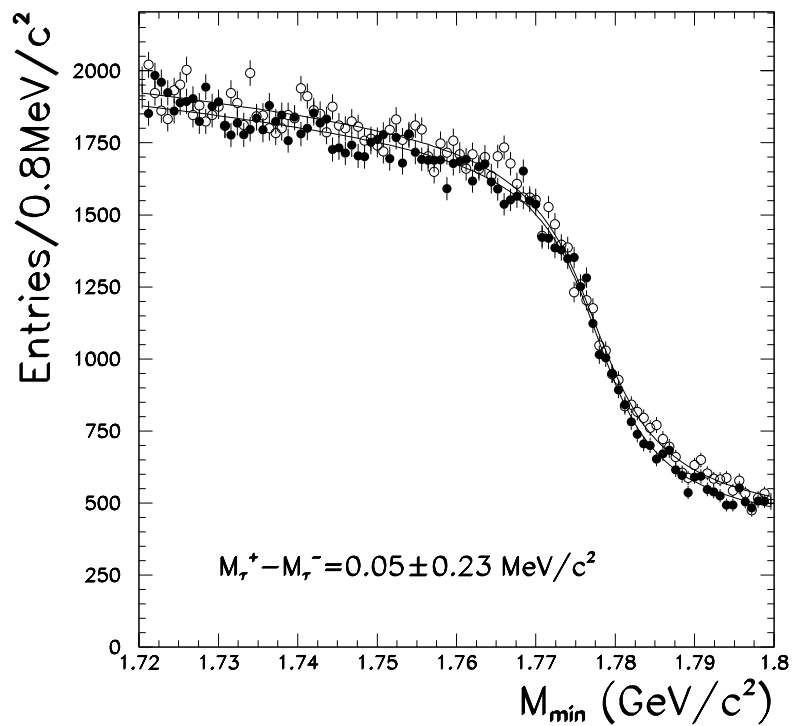


Рис. 6.13: Распределения по псевдомассе M_{\min} для распадов $\tau \rightarrow 3\pi^\pm\nu$ отдельно для положительно и отрицательно заряженных τ -лептонов. Распределение для положительных τ -лептонов показано чёрными кружками, для отрицательных - светлыми кружками. Проведённые линии - результаты фита функцией (6.4).

распада составляет примерно 0.8×10^{-4} . Эта величина бралась как систематическая неопределённость для относительной разности масс между τ^+ и τ^- лептонами. Таким образом систематическая неопределённость разности масс τ^+ и τ^- лептонов равна 0.14 MeV.

Складывая квадратично статистическую и систематическую ошибки получаем $M_{\tau^+} - M_{\tau^-} = (0.05 \pm 0.27) \text{ MeV}$.

Этот результат можно выразить как верхний предел на относительную разность масс [117]

$$|(M_{\tau^+} - M_{\tau^-})|/M_{\text{average}} < 2.8 \times 10^{-4} \text{ при } 90\% \text{ CL.} \quad (6.10)$$

6.6 Заключение

Было проведено измерение массы τ -лептона путём анализа распределения по псевдомассе для распадов τ -лептонов на три заряженных пиона и нейтрино. Получен результат

$$M_{\tau} = (1776.71 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.32(\text{syst})) \text{ MeV.} \quad (6.11)$$

Проведены независимые измерения массы для положительно и отрицательно заряженных τ -лептонов. Измеренные значения в пределах ошибок совпадают и верхний предел на относительную разность масс положительного и отрицательного τ -лептона равен $|(M_{\tau^+} - M_{\tau^-})|/M_{\text{average}}$ is 2.8×10^{-4} при 90% CL.

Глава 7

Измерение времени жизни τ -лептона

В данной главе представлены результаты измерения времени жизни τ -лептона и разности времён жизни положительного и отрицательного τ -лептона. Получено значение верхнего предела разности времён жизни τ^+ и τ^- .

7.1 Введение

Как уже было сказано, прецизионные измерения массы, времени жизни и лептонных брэнчингов распада τ -лептона могут быть использованы для проверки гипотезы лептонной универсальности [118], которая предполагается в Стандартной Модели. Среди недавних экспериментальных результатов, которые могут означать обнаружение нарушения лептонной универсальности в случае τ -лептона, следует упомянуть совместный результат четырёх экспериментов LEP по измерению отношения брэнчинга распада W -бозона на $\tau\nu_\tau$ к среднему брэнчингу распада W -бозона на $\mu\nu_\mu$ и $e\nu_e$: $2Br(W \rightarrow \tau\nu_\tau)/(Br(W \rightarrow \mu\nu_\mu) + Br(W \rightarrow e\nu_e)) = 1.066 \pm 0.025$ [119], что отличается от единицы на 2.6 стандартных отклонения. Величина времени жизни τ -лептона, представленная в PDG [5] определяется измерениями, сделанными экспериментами на коллайдере LEP [120]. Эксперимент BABAR также доложил предварительный результат на конференции для статистики 80 fb^{-1} [121], который согласуется со значением в PDG и имеет точность, такую же как в PDG.

Эксперименты на LEP анализировали распады τ -лептонов в одну и три заряженных частиц. Для однопронговых распадов τ -лептона анализировались распределения по промахам заряженных треков в точку взаимодействия e^+e^- , которые зависят от времени жизни τ -лептона. В случае трёхпронговых распадов τ -лептонов определялось расстояние от вершины распада до точки столкновения пучков. Область e^+e^- взаимодействия имеет малый размер по сравнению с длиной пробега τ -лептона $\tau\beta\gamma$ только в плоскости перпендикулярной оси пучка, поэтому для оценки расстояния между точками рождения и распада нужно знать направление импульса τ -лептона. В экспериментах на LEP в качестве этого направления принималось либо направление импульса трёхпионной системы либо ось траста или сферисити для $\tau^+\tau^-$ события.

Большая статистика $\tau^+\tau^-$ событий, накопленная в Belle, позволяет отобрать события, когда оба τ -лептона распадаются на три заряженных пиона и нейтрино. Для таких событий направления τ -лептонов могут быть определены точнее чем это делается осью траста., Другим существенным отличием измерения в эксперименте Belle от экспериментов LEP является то, что в Belle система центра масс сталкивающихся пучков (CM) не совпадает с лабораторной системой. Это обстоятельство позволяет измерять времена жизни отдельно для τ^+ и τ^- без использования информации о точке столкновения пучков. Использование этой информации может внести большую систематическую погрешность в результат с высокой статистической точностью. На симметричных коллайдерах τ^+ и τ^- разлетаются под углом 180 градусов, поэтому без информации о положении точки столкновения пучков только сумма времён жизни τ^+ и τ^- может быть определена по двум точкам пересечения пионных триплетов. На асимметричном коллайдере угол разлёта рождённых τ -лептонов отличен от 180 градусов, поэтому точка рождения τ -лептонов может быть определена как точка пересечения двух прямых линий, которые определены вершинами распада τ -лептонов и их направлениями импульсов. В дополнение к этому в Belle есть возможность измерить по-отдельности времена жизни для τ^+ и τ^- лептонов, что позволит проверить предсказание СРТ теоремы для распадов τ -лептонов без использования инфор-

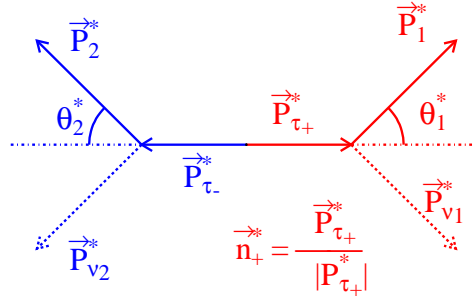


Рис. 7.1: Схематический вид $\tau^+\tau^-$ события в системе центра масс сталкивающихся пучков.

мации о точке пересечения пучков.

7.2 Описание метода измерения времени жизни

В дальнейшем изложении величины, обозначенные звёздочками будут означать, это величины в системе центра масс сталкивающихся пучков, а величины без звёздочек - в лабораторной системе.

В системе СМ τ^+ и τ^- лептоны разлетаются под углом 180 градусов с энергией E_τ^* равной энергии электронного или позитронного пучка E_{beam} если пренебречь излучением в начальном и конечном состоянии. Если предположить, что масса нейтрино равна нулю, то для адронного распада $\tau \rightarrow X\nu_\tau$ (X это адронная система) угол θ^* между направлением импульса системы X и направлением импульса τ -лептона определяется из соотношения $\cos(\theta^*) = \frac{2E_\tau^*E_X^* - m_\tau^2 - m_X^2}{2P_X^*\sqrt{(E_\tau^*)^2 - m_\tau^2}}$. Условие того, что τ -лептоны разлетаются под углом 180 градусов в СМ может быть записано как система двух линейных и одного квадратного уравнения (смотри рисунок 7.1, где показаны значения используемых в уравнениях символов). Для компонент единичного вектора x^*, y^*, z^* \vec{n}_+^* направленного вдоль импульса положительного τ -лептона система уравнений выглядит так:

$$\begin{cases} (\vec{P}_1^* \cdot \vec{n}_+^*) = x^* \cdot P_{1x}^* + y^* \cdot P_{1y}^* + z^* \cdot P_{1z}^* = |P_1^*| \cos \theta_1^* \\ (\vec{P}_2^* \cdot \vec{n}_+^*) = x^* \cdot P_{2x}^* + y^* \cdot P_{2y}^* + z^* \cdot P_{2z}^* = -|P_2^*| \cos \theta_2^* \\ (\vec{n}_+^*)^2 = (x^*)^2 + (y^*)^2 + (z^*)^2 = 1. \end{cases} \quad (7.1)$$

Два решения системы уравнений (7.1) это возможные направления движения положительного τ -лептона.

Предположим, что мы каким-либо образом разрешили эту двужначность. Перейдём после этого в лабораторную систему. Сделаем Лоренц-преобразование четырёх-импульса τ -лептона из системы СМ в лабораторную систему. В лабораторной системе τ -лептоны движутся по прямым линиям, определяемым направлениями импульсов τ -лептонов, полученных после лоренц-преобразований, и точками распадов τ^+ и τ^- -лептонов (здесь мы пренебрегаем отклонением от прямой линии траекторий τ -лептонов в магнитном поле детектора Belle на пути от точки рождения до точек распадов). В качестве точек распадов τ -лептонов возьмём точки пересечения в трёхмерном пространстве соответствующих триплетов пионов \vec{V}_1 и \vec{V}_2 . Из-за конечного разрешения детектора прямые линии не пересекаются в точке рождения $\tau^+\tau^-$ пары в трёхмерном пространстве. Расстояние между этими скрещивающимися прямыми характеризуется величиной dl - расстоянием между точками на этих прямых \vec{V}_{01} и \vec{V}_{02} , ближайших друг к другу (смотри рисунок 7.2). В качестве точек рождения τ -лептонов возьмём точки \vec{V}_{01} и \vec{V}_{02} для положительного и отрицательного τ -лептона соответственно. Расстояние, которое пролетел первый τ -лептон в лабораторной системе l_1 равно расстоянию между точками \vec{V}_1 и \vec{V}_{01} . Соответствующее расстояние для второго τ -лептона l_2 определяется как расстояние между точками \vec{V}_2 и \vec{V}_{02} .

Для истинного решения, которое определяет направление импульса τ -лептона системе СМ, ожидается меньшая величина dl чем для ложного решения. Это предположение подтверждается Монте Карло симуляцией $\tau^+\tau^-$ событий генератором ККМС [122], события которого подавались на вход программы полной симуляции детектора, написанной на основе программы GEANT 3 [34]. Эти события были пропущены через процедуру реконструкции как реальные данные. На рисунке 7.3 распределения по углам между истинным (сгенерированным ККМС) и реконструированным направлениями τ -лептона в системе СМ показаны для различных вариантов определения направления импульса τ -лептона:

1. истинное решение системы (7.1) (решение с минимальным отклоне-

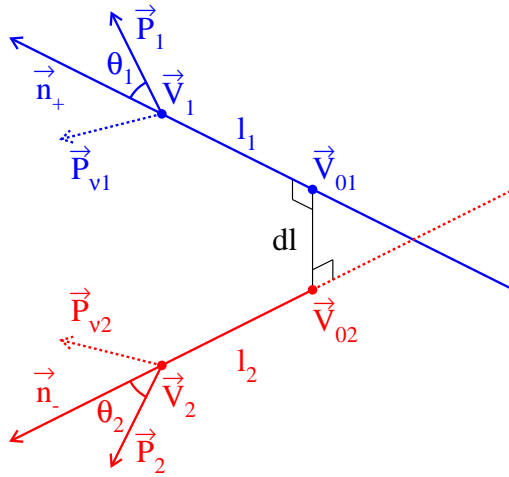


Рис. 7.2: Схематический вид $\tau^+\tau^-$ события в лабораторной системе.

нием от сгенерированного направления τ -лептона),

2. решение с минимальной величиной dl ,
3. среднее двух решений системы (7.1),
4. направление траста для видимых продуктов распада $\tau^+\tau^-$ событий,
5. ложное решение системы (7.1).

Средние значения для этих пяти распределений равны соответственно 0.85, 2.87, 4.01, 5.17, 7.21 градусов. В анализе взят вариант 3 для определения направления импульса τ -лептона. Вариант 2 имеет меньшее среднее значение угла между истинным и реконструированными направлениями, но он имеет дополнительную систематическую неопределённость, связанную с тем, что Монте Карло неправильно описывает доли истинных и ложных решений системы (7.1) в данных.

Как видно из рисунка 7.2, параметр $c\tau$ (произведение скорости света и времени жизни τ -лептона) для первого τ -лептона равно расстоянию между точками \vec{V}_1 и \vec{V}_{01} делённому релятивистский кинематический фактор $\beta\gamma$ с которым первый τ -лептон движется в лабораторной системе: $c\tau_1 = l_1/(\beta\gamma)_1$. Соответствующий параметр для второго τ -лептона равен $c\tau_2 = l_2/(\beta\gamma)_2$.

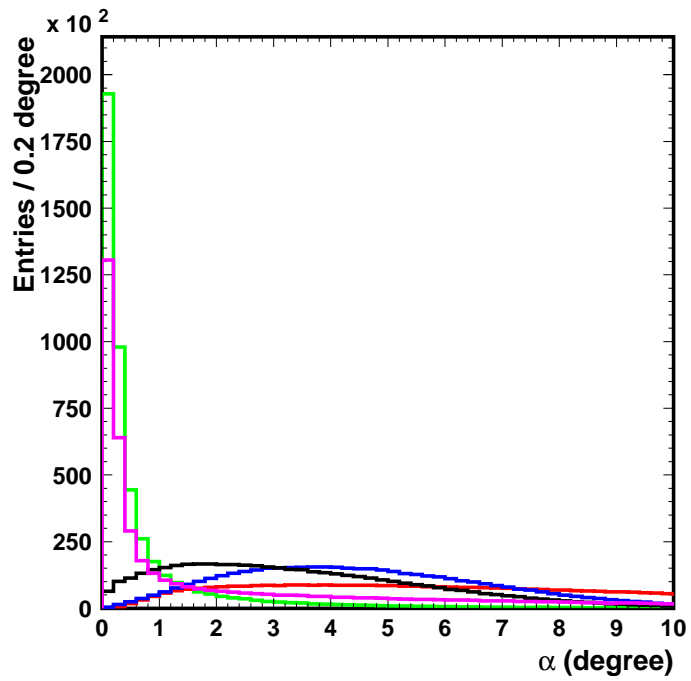


Рис. 7.3: Распределения по углу между истинным (сгенерированным ККМС генератором) и реконструированным направлениями τ -лептона в системе СМ. Различные цвета представляют различные варианты реконструкции направления импульса τ -лептона. Зелёная линия соответствует варианту 1, пурпурная линия – вариант 2, чёрная линия – вариант 3, синяя линия – вариант 4, красная линия – вариант 5.

Таким образом, для каждого $\tau^+\tau^-$ события, где оба τ -лептона распадаются на адронную систему и нейтрино и где вершины распадов τ^+ и τ^- реконструированы в лабораторной системе, мы можем однозначно определить параметры времени жизни $c\tau$ для каждого τ -лептона.

Далее анализируются $\tau^+\tau^-$ события, где оба τ -лептона распадаются на 3 заряженных пиона и нейтрино.

7.3 Отбор событий

В данном анализе использовались данные, набранные детектором Belle на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ в пике $\Upsilon(4S)$ резонанса при $\sqrt{s} = 10.58$ GeV и на 60 MeV ниже $\Upsilon(4S)$ резонанса. Полная интегральная светимость использованных в анализе данных равна 711 fb^{-1} . Интегральная светимость данных при энергии ниже $\Upsilon(4S)$ резонанса составляет примерно 10% от полной статистики. Все анализированные распределения для данных в пике резонанса и вне резонанса совпадают в пределах статистических погрешностей, поэтому в данном анализе использовались суммарные $c\tau$ распределения для данных в пике резонанса и вне резонанса.

Как уже было сказано, Belle детектор это широко апертурный магнитный спектрометр состоящий из силиконового вершинного детектора (SVD), а 50-слойной центральной дрейфовой камеры (CDC), набора аэрогелевых Черенковских счётчиков (ACC), системы сцинтилляционных счётчиков времени пролёта (TOF) и электромагнитного калориметра (ECL), составленного из кристаллов CsI (Tl), находящихся внутри сверхпроводящего соленоида, который создаёт магнитное поле напряжённостью 1.5 Т. Железное ярмо для заворачивания магнитного потока инструментировано для детектирования K_L^0 -мезонов и идентификации мюонов (KLM). Более детальное описание детектора дано в первой главе диссертации. При наборе статистики использовались две конфигурации внутренней части детектора. В первой конфигурации использовалась пучковая труба радиуса 2.0 см и трёхслойный силиконовый вершинный детектор (SVD1). При этой конфигурации было набрано 157 fb^{-1} . Во вто-

рой конфигурации пучковая труба была радиусом 1.5 см, силиконовый детектор был четырёхслойным (SVD2) [?] и была добавлена внутренняя дрейфовая камера. При этой конфигурации были набраны остальные 554 fb^{-1} данных. Детектор SVD1 состоит из 102 двусторонних силиконовых стриповых детекторов (DSSD), расположенных в три слоя с радиусами 20, 45.5 and 60.5 mm. Каждый DSSD имеет 1280 сенсорных стрипов на одной стороне и 640 падов считывания на другой. В детекторе SVD2 246 DSSD расположены в четыре слоя на радиусах 20, 43.5, 70 и 88.8 mm.

Для идентификации адронов использовались правдоподобия L_i для каждого из трёх типов адронов i ($i = \pi, K$ and p) на основе информации с ACC, TOF и dE/dx измерений CDC. Пионы от распадов τ -лептонов отбирались требованием $L_K/(L_K + L_\pi) < 0.8$ и $L_p/(L_p + L_\pi) < 0.8$.

События отбирались в два этапа. Сначала отбирались события с малой множественностью требованием, чтобы число заряженных треков в событии было меньше или равно восьми, при этом каждый трек должен иметь поперечный импульс (p_t) больше 0.1 GeV, его промах в точку столкновения пучков (IP) меньше 1 см в поперечной плоскости и меньше 5 см вдоль оси пучка. Для подавления фона от Bhabha событий и от $\mu^+\mu^-$ событий, реконструированная энергия в системе CM должна быть меньше 9 GeV, сумма по абсолютной величине импульсов для трека с максимальным импульсом и для трека с величиной импульса второй после максимального в системе CM меньше 9 GeV. Требовалось, чтобы в событии был по крайней мере один трек с p_t больше 0.5 GeV. Фон от пучка подавлялся требованием чтобы положение реконструированной первичной вершины события было меньше 0.5 см от IP в поперечной плоскости и меньше 3 см от IP вдоль направления пучка.

Далее накладывались обрезания для отбора $\tau^+\tau^-$ событий, где оба τ -лептона распадаются на три заряженных пиона и нейтрино:

1. в событии ровно шесть заряженных треков, идентифицированные как пионы с нулевым суммарным зарядом;
2. в событии нет реконструированных K_S -мезонов, Λ -гиперонов и π^0 -мезонов; число фотонов не приписанных к распаду π^0 -мезона меньше

- 6, их суммарная энергия меньше 0.7 GeV;
3. величина траста события вычисленная в системе СМ больше 0.9;
4. квадрат поперечного импульса системы 6π больше 0.25 GeV²;
5. инвариантная масса $m(6\pi)$ системы 6π должна удовлетворять условию $4 \text{ GeV} < m(6\pi) < 10.25 \text{ GeV}$;
6. событие делится на две половины плоскостью перпендикулярной оси траста; в каждой половине должно быть 3 пиона с суммарным зарядом равным ± 1 ;
7. псевдомасса (определение дано ниже) каждого триплета пионов меньше 1.8 GeV;
8. каждый триплет треков должен фитироваться в общую вершину с $\chi^2 < 20$.

K_S -мезоны и Λ -гипероны реконструировались стандартным пакетом для реконструкции V^0 [123]. Чтобы избежать влияния на распределение по времени жизни τ -лептона в отобранных событиях накладывалось более мягкое обрезание на величину отлёта V^0 в плоскости $X - Y$ $r_{xy} > 1 \text{ cm}$. Кандидаты в нейтральные пионы образовывались из пар фотонов с инвариантной массой в диапазоне от 120 MeV тдо 150 MeV, которые определялись как кластеры в ECL с энергией больше 200 MeV, которые не ассоциируются с заряженными треками.. Разрешение по инвариантной массе двух фотонов в диапазоне массы π^0 -мезона равняется примерно 6 MeV. Фотоны не приписанные к π^0 -мезону должны иметь энергию больше 50 MeV.

Псевдомасса M_{min} адронной системы X от распада τ -lepton $\tau \rightarrow X\nu_\tau$ в системе СМ определяется как $M_{min} = \sqrt{m_X^2 + 2(E_{beam} - E_X)(E_X - P_X)}$, где E_{beam} - энергия пучка, m_X , E_X и P_X - соответственно инвариантная масса, энергия и модуль импульса системы X.

Для оценки вкладов различных фонов использовались наборы Монте Карло событий, сгенерированных программой EVTGEN [?], в которую заложены процессы однофотонной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, где $q\bar{q}$

- $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ (uds события) и $c\bar{c}$ (события чарма), и $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-, B^0\bar{B}^0$ (B-события). Все эти события были пропущены через программу полной симуляции детектора и процедуру реконструкции. Статистика этих наборов Монте Карло эквивалентна интегральной светимости данных, то есть число событий данной категории равно произведению интегральной светимости данных на теоретически ожидаемое сечение для данного процесса. Для оценки фона от процесса $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$ ($\gamma\gamma$ события) использовались события сгенерированные программой PYTHIA [?] и к которым была применена та же процедура, что и к выше перечисленным событиям, сгенерированным программой EVTGEN.

Для моделирования сигнальных событий использовались следующие наборы Монте Карло событий $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, сгенерированные программой ККМС [122] и прошедшие ту же процедуру, что и перечисленные выше фоновые события. Один набор был сгенерирован с произведением скорости света на время жизни, приведённым в PDG, $c\tau = 87.11$ мкм, и в нём присутствовали все моды распадов τ -лептона, а не только распад на три пиона и нейтрино. В двух других наборах оба τ -лептона распадались на три заряженных пиона и нейтрино. Произведения времени жизни τ -лептона на скорость света для этих двух наборов были 84 и 90 мкм, что примерно на 10 ошибок PDG ниже и выше чем значение PDG.

Для обоснования выбора перечисленных выше обрезаний приведены распределения по переменным, по которым были сделаны обрезания для данных и для различных процессов, сгенерированных Монте Карло, на рисунках 7.4-7.11. Суммы всех Монте Карло вкладов также показаны на этих рисунках. Все наборы событий Монте Карло нормированы на интегральную светимость данных. Рисунки 7.4-7.6 получены после обрезаний 1. и 2., рисунок 7.7 получен после обрезаний 1.-5., рисунок 7.8 – после обрезаний 1.-6.

Система уравнений (7.1) может быть приведена к уравнению $a \cdot (z^*)^2 + b \cdot z^* + c = 0$. Дискриминант для этого уравнения равен $D = b^2 - 4ac$. Для идеальных истинных $\tau^+\tau^-$ событий (без ISR и FSR, с абсолютно точным разрешением по импульсу и так далее) величина D больше либо равна нулю. Для сигнальных событий с конечным разрешением и для фоно-

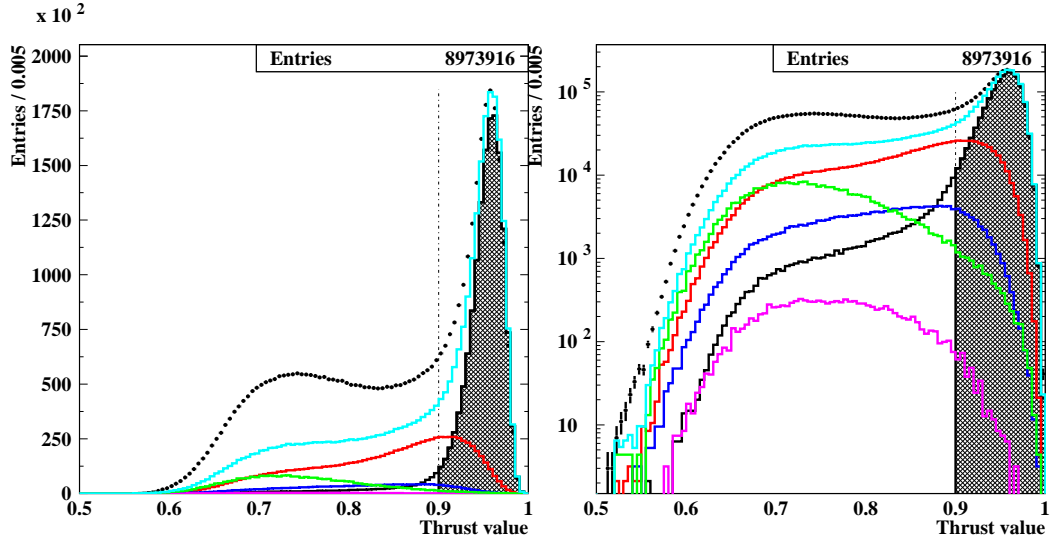


Рис. 7.4: Распределения по величине траста в системе СМ для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), В-событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальной линией показано наложенное обрезание.

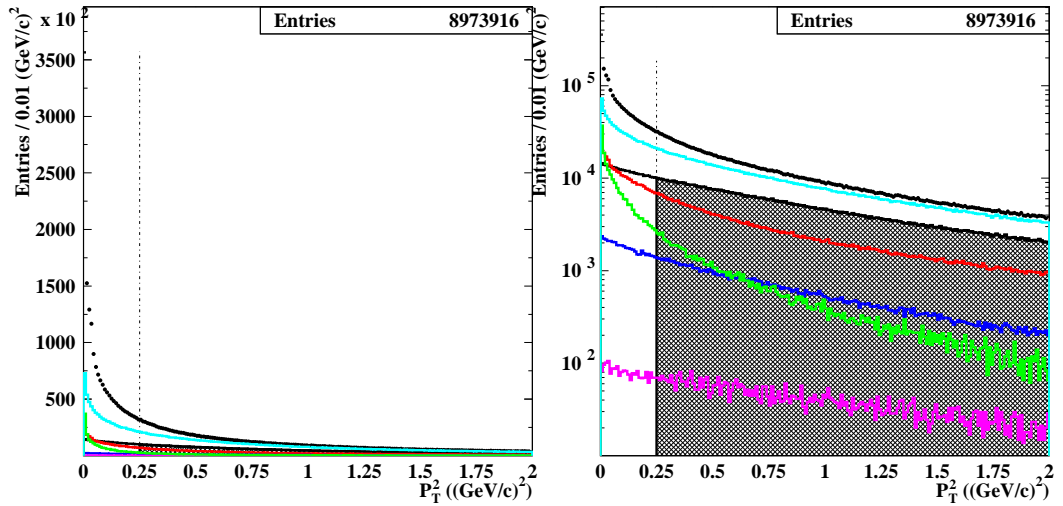


Рис. 7.5: Распределения по квадрату поперечного импульса системы шести пионов для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), В-событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальной линией показано наложенное обрезание.

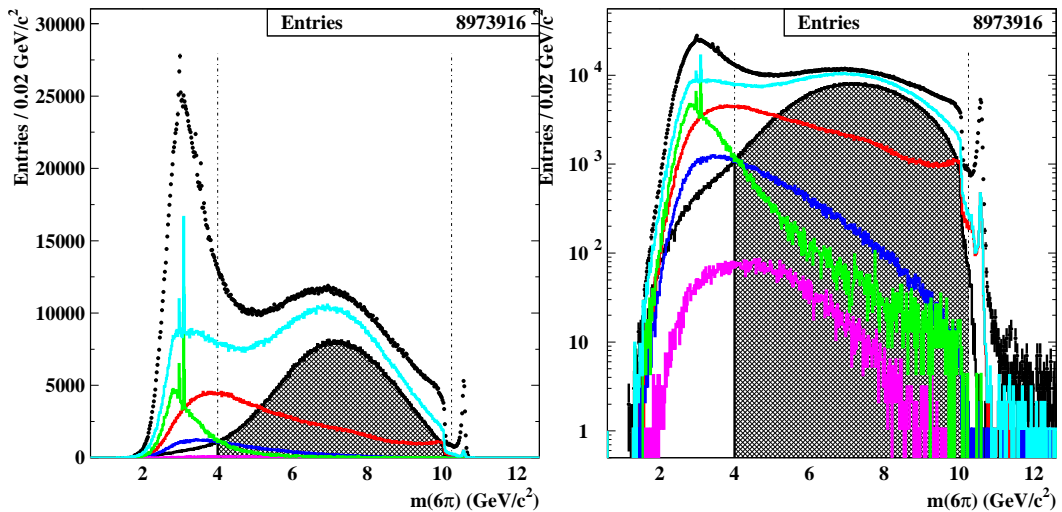


Рис. 7.6: Распределения по инвариантной массе системы шести пионов для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), B -событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальными линиями показано наложенное обрезание.

вых событий величина D может быть отрицательной. На рисунке 7.10 показаны распределения по дискриминанту D для данных и для различных наборов Монте Карло событий. Сумма всех вкладов Монте Карло также показаны на этом рисунке. Эти распределения построены после наложения обрезаний 1.-8. На дискриминант накладывается обрезание

$$9. D > -0.05.$$

Для отрицательных величин D бралось $D=0$ для вычисления направления импульса τ -лептонов.

Для устранения плох измеренных событий, для которых условие пересечения траекторий τ -лептонов в пространстве плохо выполняется, накладывается обрезание на величину dl (смотри рисунок 7.2):

$$10. dl < 0.02 \text{ cm}.$$

Распределения по расстоянию dl между треками τ -лептонов для данных и различных наборов Монте Карло событий показаны на рисунке 7.11. Эти распределения получены после наложения обрезаний 1.-9. На этом рисунке также показана сумма всех вкладов Монте Карло.

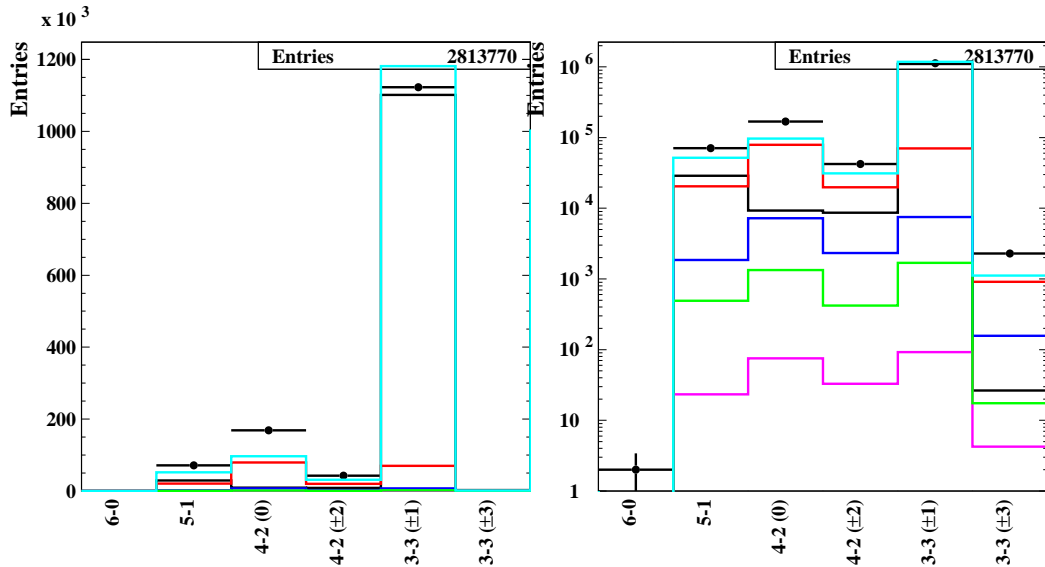


Рис. 7.7: Распределения по топологиям, которые были получены после разделения события на две половины плоскостью перпендикулярной оси траста в системе СМ. Первый бин соответствует ситуации, когда все 6 пионов в одной половине, а в другой ни одного (топология 6-0); второй бин - для топологии 5-1, третий бин - для топологии 4-2, когда суммарные заряды в обеих половинах равны нулю, четвёртый бин - также для топологии 4-2, но когда суммарные заряды в каждой половине равны ± 2 , пятый бин - для топологии 3-3 с суммарными зарядами половин равными ± 1 , шестой бин - для топологии 3-3 с суммарными зарядами половин равными ± 3 . Данные показаны чёрными точками, а Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), В-событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах.

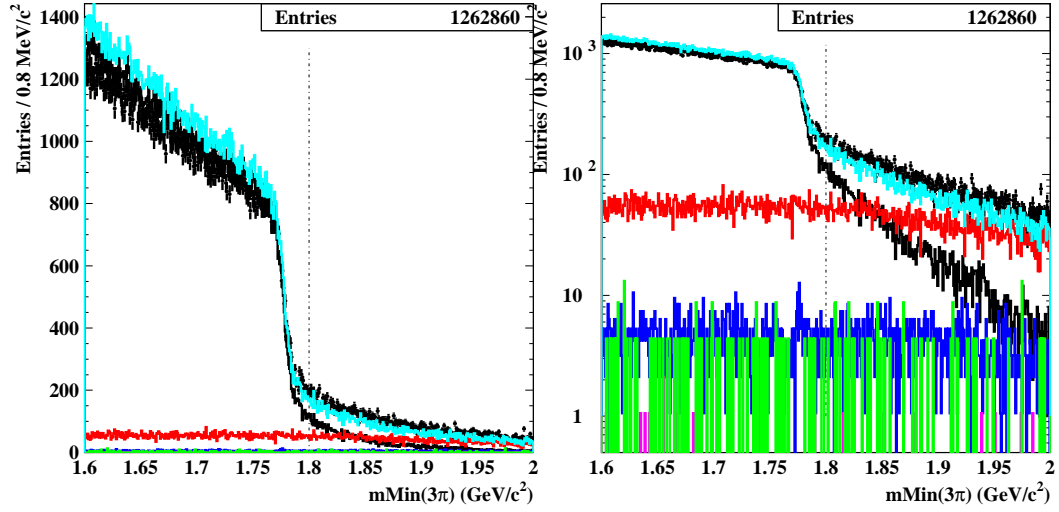


Рис. 7.8: Распределения по псевдомассе пионных триплетов для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), B -событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальной линией показано наложенное обрезание.

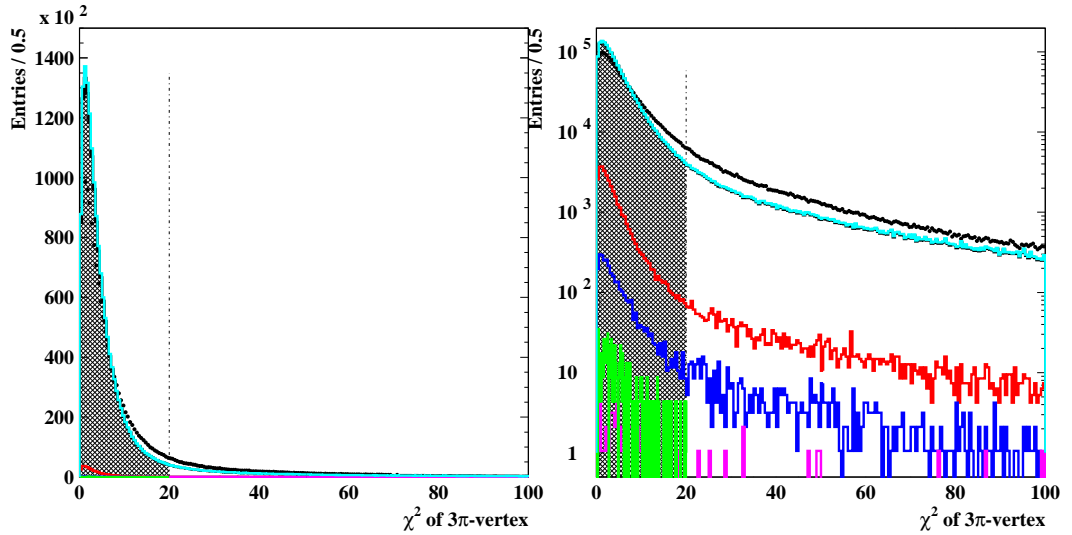


Рис. 7.9: Распределения по χ^2 фита пионных триплетов в общую вершину для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), B -событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальной линией показано наложенное обрезание.

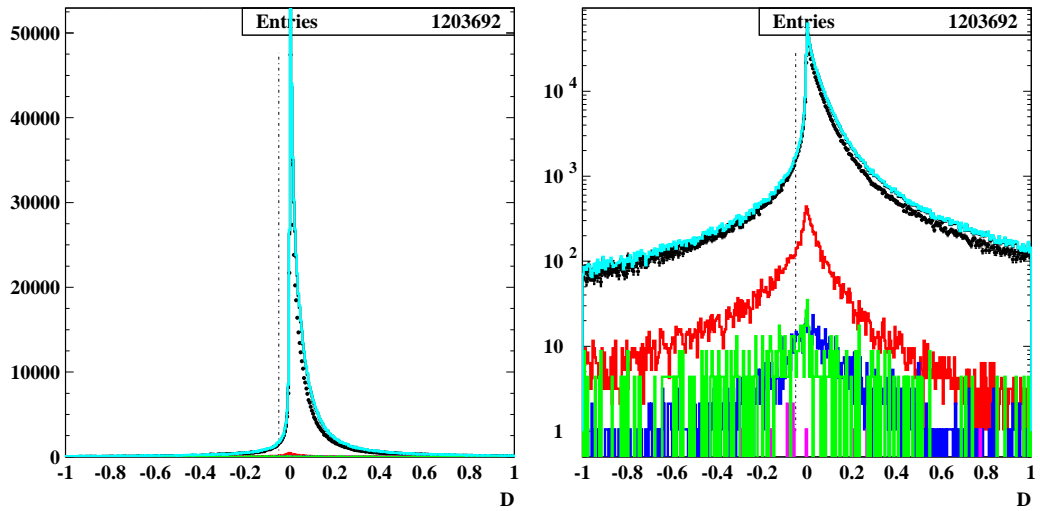


Рис. 7.10: Распределения по дискриминанту квадратного уравнения, получаемого из системы (7.1) для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), B -событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальной линией показано наложенное обрезание.

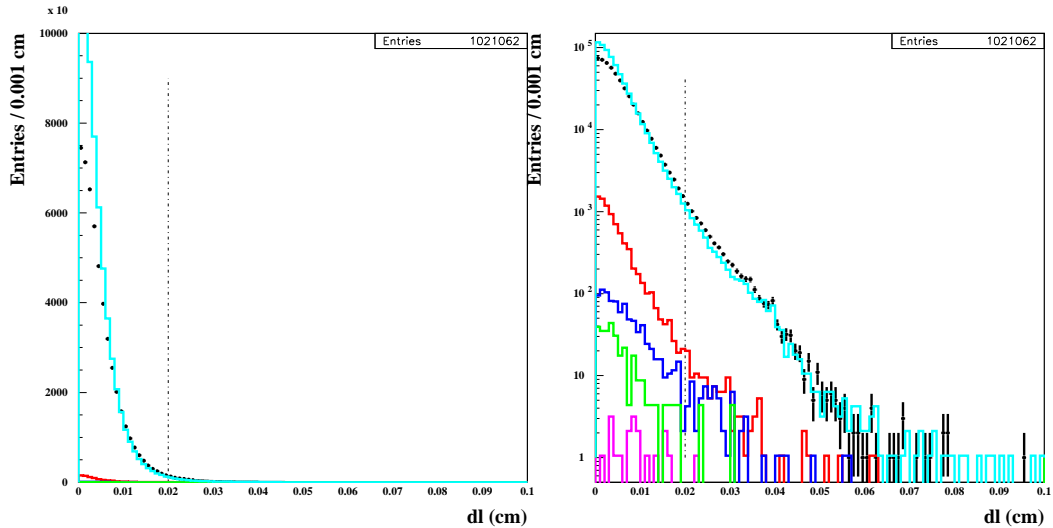


Рис. 7.11: Распределения по минимальному расстоянию между треками τ -лептонов для данных (чёрные точки) и Монте Карло для: $\tau^+\tau^-$ событий (чёрная гистограмма), uds событий (красная гистограмма), событий чарма (синяя гистограмма), B -событий (розовая гистограмма), $\gamma\gamma$ событий (зелёная гистограмма), сумма всех Монте Карло вкладов (светло-голубая гистограмма). Все распределения представлены в линейном и логарифмическом масштабах. Вертикальной линией показано наложенное обрезание.

Все выше перечисленные обрезаия были наложены на данные и Монте Карло события для сигнальных $\tau^+\tau^-$ событий и различных сортов фона. Числа событий, которые прошли все выше перечисленные обрезаия следующие: 502 716 для данных, 607 702 для $\tau^+\tau^-$ Монте Карло, 7 639 для uds Монте Карло, 854 для Монте Карло чарма, 166 для Монте Карло В-событий и 293 для Монте Карло $\gamma\gamma$ событий.

7.4 Анализ отобранных событий

Прежде описания анализа отобранных событий следует упомянуть об одной проблеме, которая обнаружилась во время анализа. Оказалось, что в стандартном Монте Карло наборе $\tau^+\tau^-$ событий, где включены все моды распада, имеются некоторые моды распада τ -лептонов, для которых распределения по времени жизни для τ -лептонов на уровне генератора не имеют экспоненциальной зависимости. Распределения по времени жизни на уровне генератора для этих мод распада показаны на рисунке 7.12. Чёрной гистограммой показано распределение для распадов τ -лептонов на нейтрино и два адрона (таких как $\tau^- \rightarrow \nu_\tau f_1 \pi^-$ или $\tau^- \rightarrow \nu_\tau K^- \omega$). Красной гистограммой показано распределение для распадов τ -лептонов на нейтрино и три адрона (например $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \omega \pi^0$). синяя гистограмма для распадов τ -лептонов на нейтрино и четыре адрона (таких как $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \bar{K}^0 K^0 \pi^0$, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau K^- \pi^- \pi^+ \pi^0$, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \omega \pi^+ \pi^-$, $\tau^- \rightarrow \nu_\tau K^- \pi^0 \pi^0 \pi^0$ or $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0 \eta$). Розовая гистограмма для распадов τ -лептонов на нейтрино и пять адронов (таких как $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0 \pi^0$). Это связано с неправильной стыковкой программы генерирования $\tau^+\tau^-$ событий ККМС и программы моделирования отклика детектора Geant 3. Для мод распада, перечисленных выше ненулевое время жизни генерируется дважды как программой ККМС так и программой Geant 3. В результате получается распределение как для суммы времён жизни двух τ -лептонов. Доля такого сорта событий составляет менее 1%. После удаления такого сорта событий получается набор Монте Карло событий с экспоненциальным распределением по времени жизни на уровне генератора с наклоном экспоненты равным величине PDG 87.11 мкм.

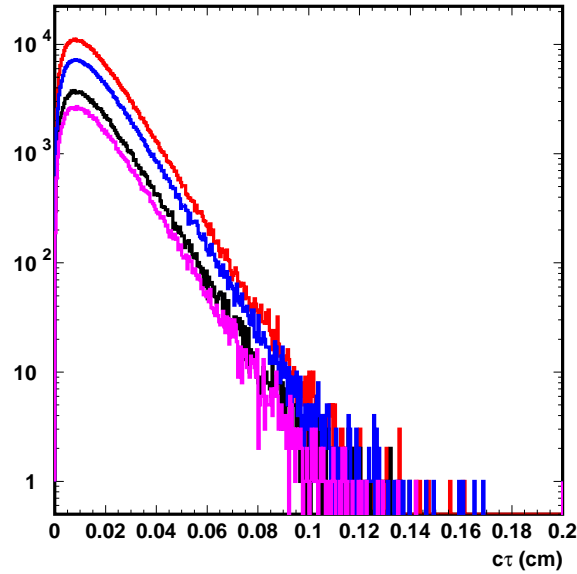


Рис. 7.12: $c\tau$ -распределения на уровне генератора для мод распада τ -лептонов, в которых наблюдается неэкспоненциальное поведение. Обозначения для конкретных гистограмм приведены в тексте.

После этого отступления анализ отобранных событий начнём с проверки используемых наборов Монте Карло событий на соответствие распределений на уровне генератора тем параметрам, которые для них указаны.

На рисунке 7.13 показаны распределения по времени жизни на уровне генератора для трёх используемых наборов сигнальных событий с заложенными временами жизни $c\tau$ равными 84, 87.11 и 90 мкм совместно с результатами фита этих распределений экспонентами. Значения полу-

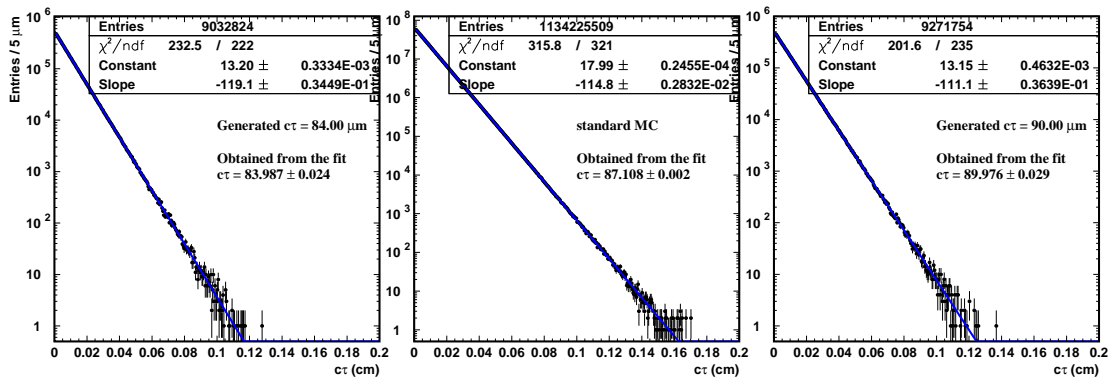


Рис. 7.13: $c\tau$ -распределения на уровне генератора для трёх $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ наборов событий Монте Карло.

ченных наклонов экспоненты из фита: 83.987 ± 0.024 для событий сгенерированных с $c\tau=84$ мкм, 87.108 ± 0.002 - для 87.11 мкм и 89.976 ± 0.029 - для 90 мкм.

После проведённой проверки было проверено, с одинаковой ли эффективностью отбираются τ -лептоны с различными временами жизни. Для этого после каждого из перечисленных в предыдущем разделе обрезания смотрелось распределение по времени жизни на уровне генератора. Все распределения хорошо фитировались экспонентой. Полученные в результате фитов параметры времени жизни показаны на рисунке 7.14. Наибольшее изменение в распределение по времени жизни на уровне генератора для отобранных событий вносит последнее обрезание $dl < 0.02$ см. Сдвиг наклона экспоненты относительно первоначального значения 87.11 мкм после всех критериев отбора составляет 0.56 ± 0.06 мкм. Для проверки того, что величина этого сдвига не зависит от разрешения детектора и от значения заложенного времени жизни τ -лептона, были получены значения таких сдвигов для Монте Карло событий с конфигурацией SVD1 и конфигурацией SVD2 при заложенном времени жизни 87.11 мкм, а также для Монте Карло событий, сгенерированных с временами жизни 84.00 и 90.00 мкм и конфигурации SVD2. Соответствующие величины сдвигов равны: 0.61 ± 0.14 , 0.59 ± 0.08 , 0.47 ± 0.07 и 0.48 ± 0.08 мкм.

С помощью сигнального набора Монте Карло $\tau^+\tau^-$ событий можно построить функцию разрешения, то есть разности реконструированного $c\tau$ для τ -лептона и истинным значением $c\tau$, с которым τ -лептон был сгенерирован ККМС генератором. Функция разрешения, полученная для сигнальных Монте Карло $\tau^+\tau^-$ событий показана на рисунке 7.15. Это распределение фитировалось функцией (7.2)

$$H(x) = P_1 \cdot R(x, P_2, \dots, P_6) = \\ = P_1 \cdot (1 - 2.5x) \cdot \exp \left[- \frac{(x - P_2)^2}{2(P_3 + P_4|x - P_2|^{1/2} + P_5|x - P_2| + P_6|x - P_2|^{3/2})^2} \right]. \quad (7.2)$$

Величина χ^2 и число степеней свободы для фита равны соответственно 771 и 794. В нижней части рисунка показано распределение по относи-

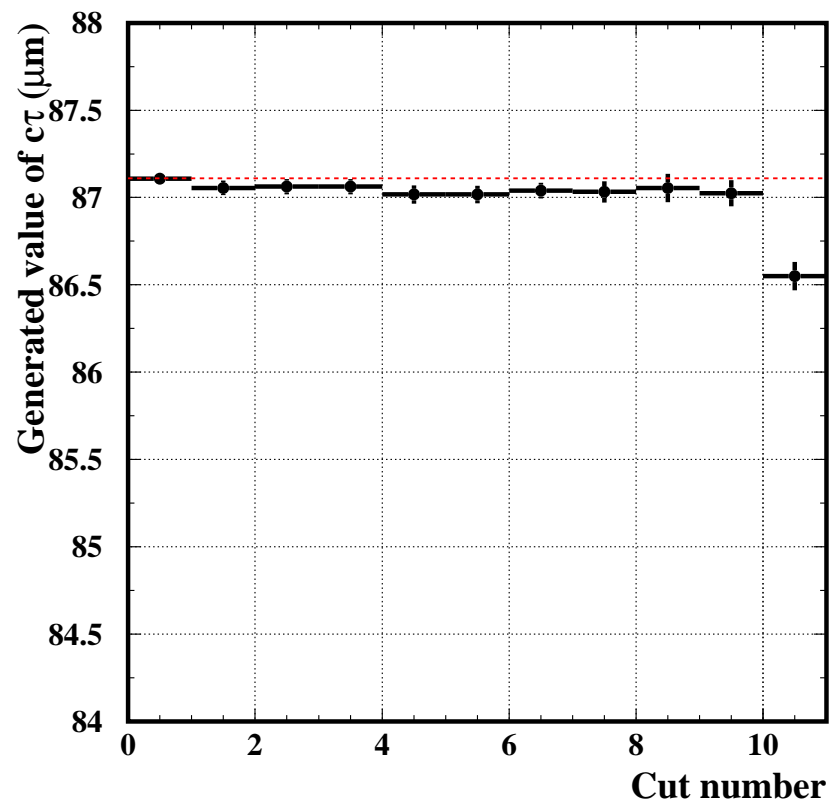


Рис. 7.14: Средние величины времён жизни τ -лептонов на уровне генератора в Монте Карло для отобранных событий после наложения последовательно каждого обреза, перечисленного в тексте.

тельной разности данных и фита $[(\text{data-fit})/\text{error}]$. Для проверки того, что данная функциональная зависимость хорошо описывает различные функции разрешения, были проведены фиты функций разрешения по отдельности для конфигураций SVD1 и SVD2, а также для наборов Монте Карло событий с временами жизни τ равными 84 и 90 мкм.

Эти распределения с результатами фитов, а также распределения по разностям между распределениями и полученными функциями фитирования показаны на рисунках 7.16-7.19. На рисунке 7.20 все функции разрешения показаны на одном плоте. Из этого плота мы видим, что ширина распределения для SVD1 конфигурации шире чем для SVD2 конфигурации, что и следовало ожидать. Менее ожидаемое наблюдение состоит в том, что функции разрешения для наборов Монте Карло с временами жизни τ 84 и 90 мкм уже чем функция разрешения для SVD2 конфигурации. Причина этого различия следующая. В стандартном Монте Карло SVD2 наборе событий энергии сталкивающихся электрона и позитрона разбрасывались в соответствии с их реальными распределениями в пучках. В Монте Карло событиях с временами жизни τ 84 и 90 мкм электроны и позитроны сталкивались при фиксированных энергиях без разброса.

Более детальный анализ показывает, что функция разрешения для событий с временами жизни τ 84 и 90 мкм также немного отличаются. Отношение функции разрешения для τ 84 мкм к функции разрешения для τ 90 мкм показано на рисунке 7.21. Из этого рисунка мы видим, что распределение для 84 мкм немного уже чем для 90 мкм. Результат фита этого отношения параболой даёт значение χ^2 делённого на степень свободы $\chi^2/\text{ndf} = 79.8/97$, тогда как фит константой даёт $\chi^2/\text{ndf} = 120.9/99$. Это означает, разрешение имеет небольшую зависимость от величины времени жизни.

Распределения по τ для сигнальных Монте Карло $\tau^+\tau^-$ событий можно фитировать свёрткой экспоненты с функцией разрешения $R(x)$. Так как функции разрешения в данных и Монте Карло могут отличаться друг от друга, параметры, отвечающие за форму функции разрешения, при фитировании оставались свободными. Исходя из сказанного выше,

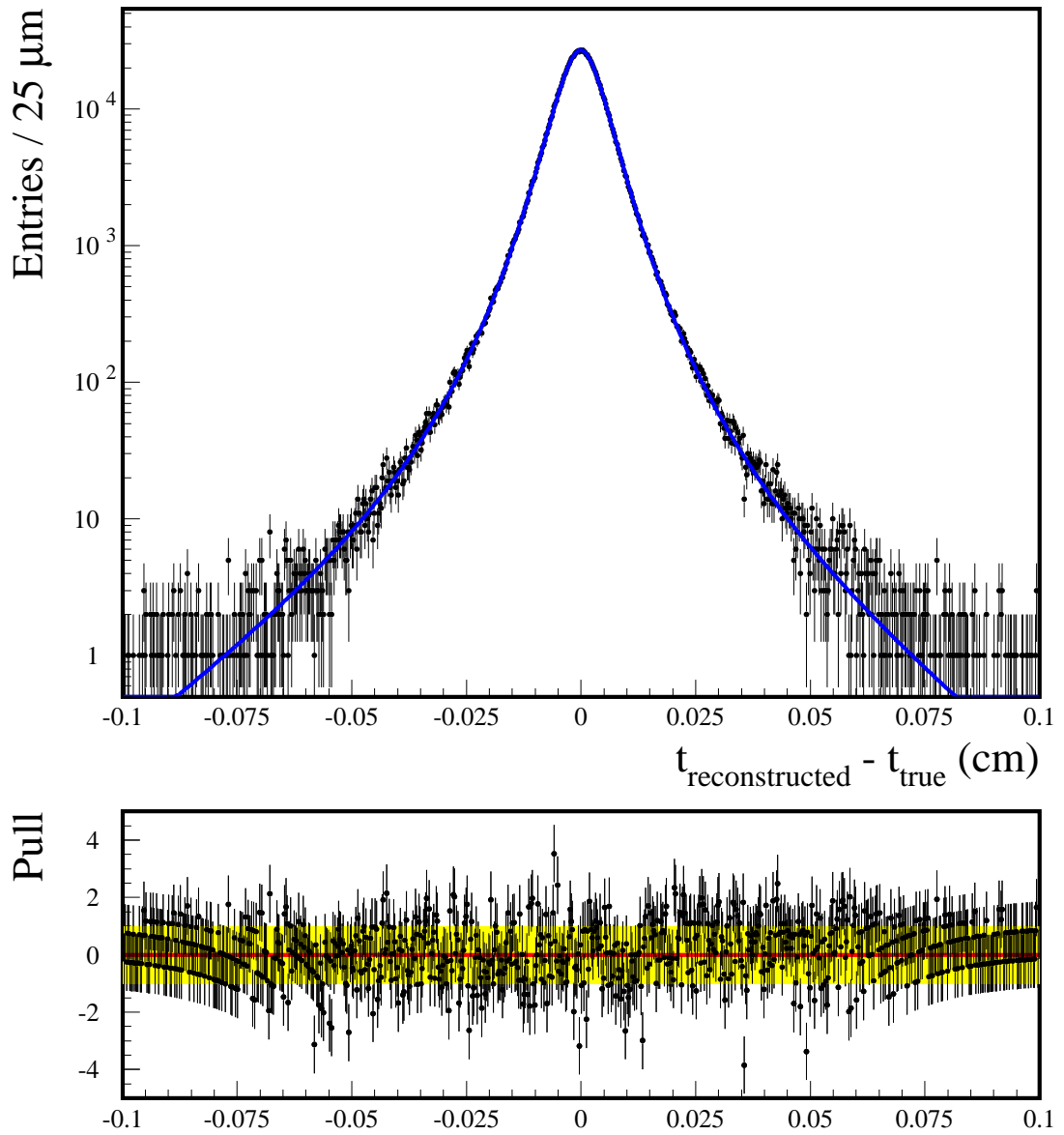


Рис. 7.15: Распределение по разности между реконструированным и истинным значениями ct для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для суммарного периода работы детектора в конфигурациях SVD1 и SVD2. Проведённая кривая – результат фита уравнением (7.2). Распределение по относительной разности данных и фита $[(\text{data}-\text{fit})/\text{error}]$ показано в нижней части рисунка.

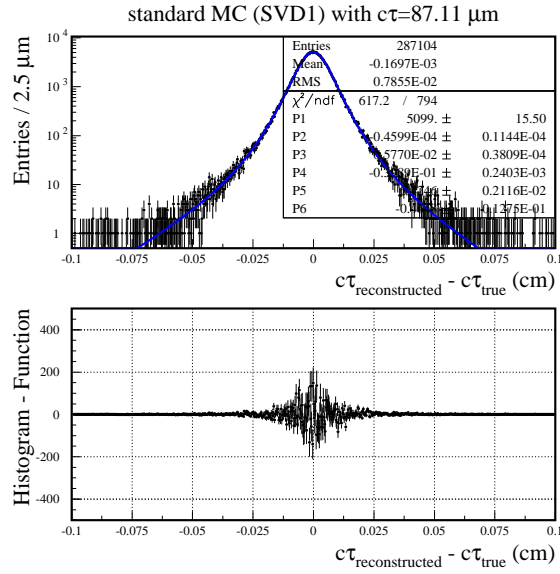


Рис. 7.16: Верхнее распределение: разность между реконструированным и истинным значениями $c\tau$ для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для конфигурации SVD1. Проведённая кривая – результат фита уравнением (7.2). Нижнее распределение: разность между верхним распределением и фитирующей функцией.

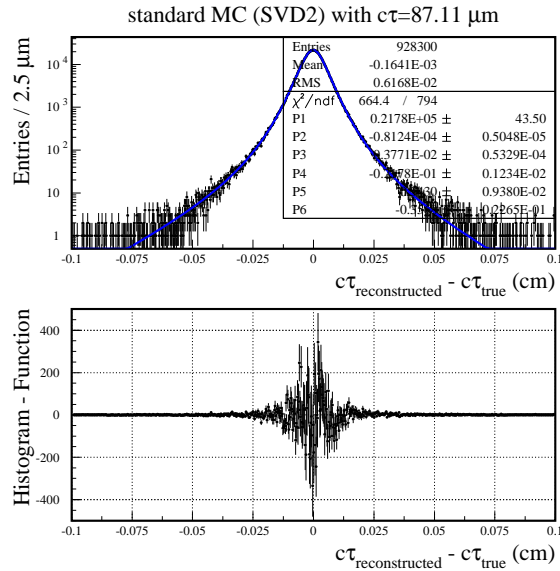


Рис. 7.17: Верхнее распределение: разность между реконструированным и истинным значениями $c\tau$ для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для конфигурации SVD2. Проведённая кривая – результат фита уравнением (7.2). Нижнее распределение: разность между верхним распределением и фитирующей функцией.

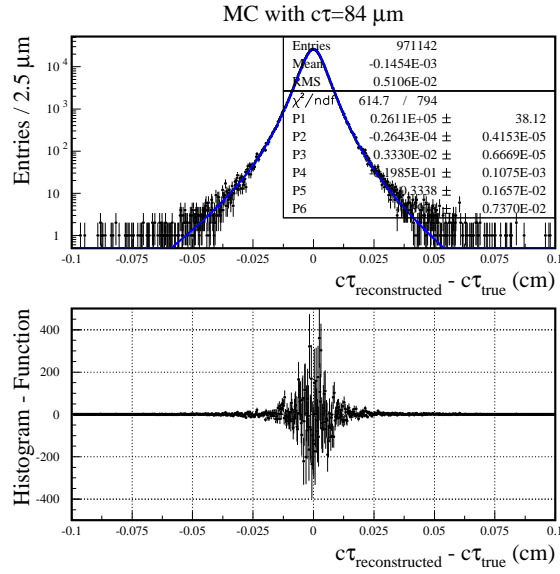


Рис. 7.18: Верхнее распределение: разность между реконструированным и истинным значениями $c\tau$ для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для Монте Карло событий с $c\tau = 84$ мкм. Проведённая кривая – результат фита уравнением (7.2). Нижнее распределение: разность между верхним распределением и фитирующей функцией.

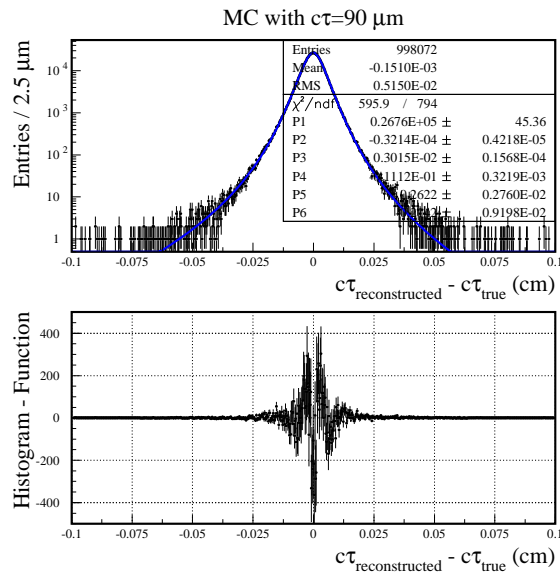


Рис. 7.19: Верхнее распределение: разность между реконструированным и истинным значениями $c\tau$ для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для Монте Карло событий с $c\tau = 90$ мкм. Проведённая кривая – результат фита уравнением (7.2). Нижнее распределение: разность между верхним распределением и фитирующей функцией.

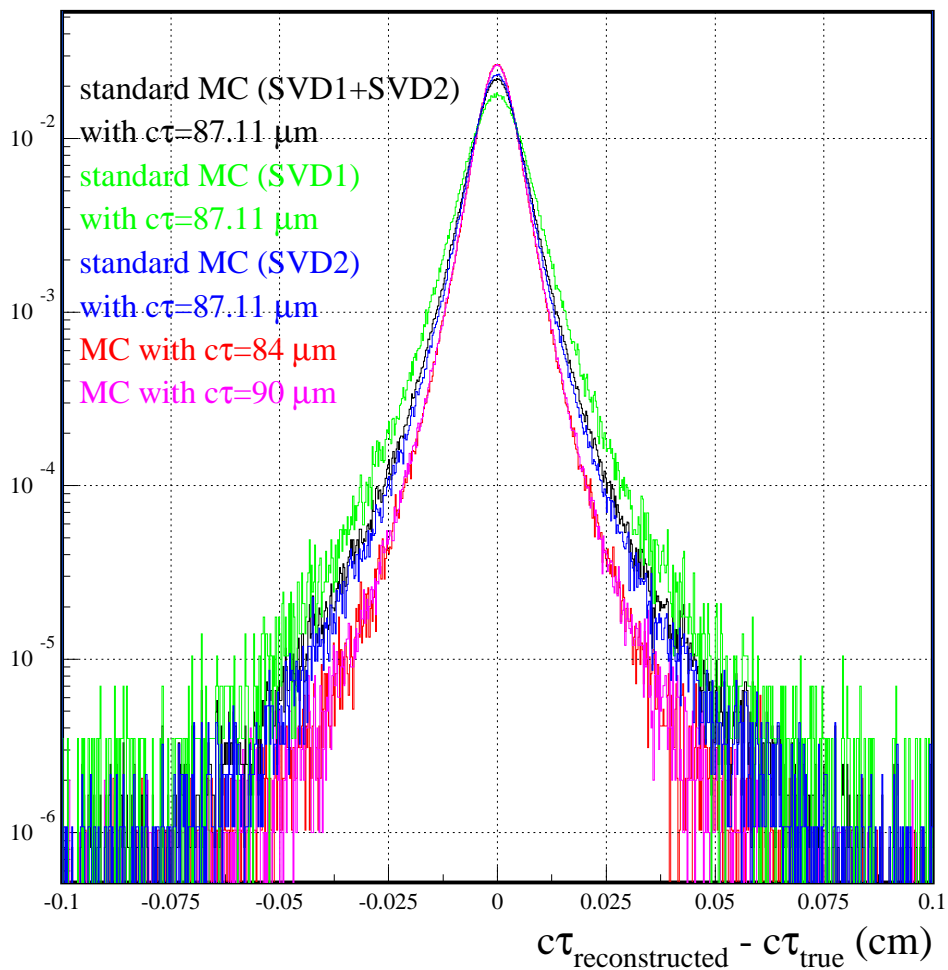


Рис. 7.20: Разность между реконструированным и истинным значениями $c\tau$ для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для различных наборов Монте Карло событий, обозначенных на рисунке.

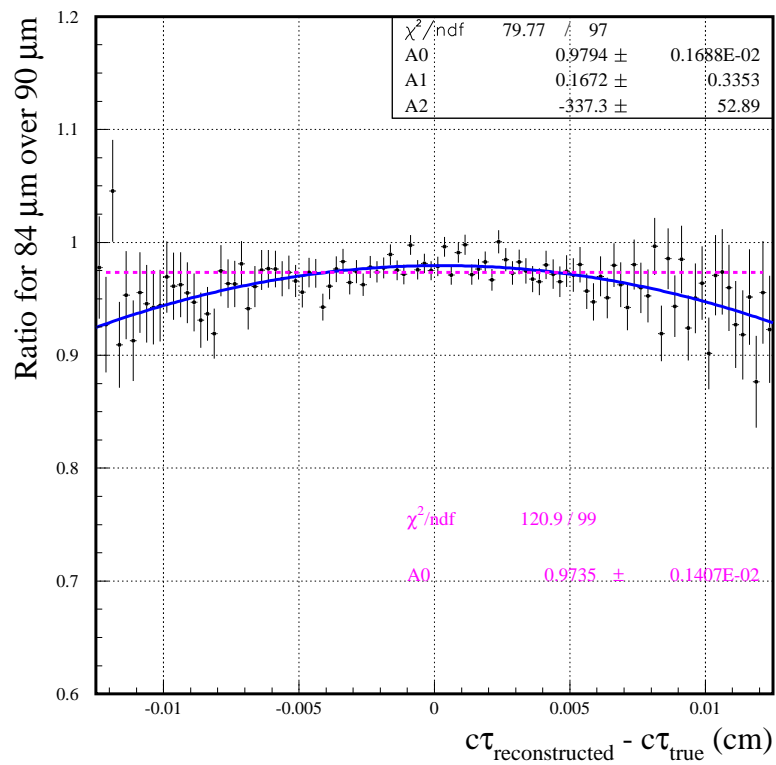


Рис. 7.21: Отношение функций разрешения для $c\tau=84$ мкм к функции разрешения для $c\tau=90$ мкм совместно с результатами фита параболической функцией и константой.

сигнальные Монте Карло st распределения фитировались следующей формулой:

$$Y(x) = P_1 \int e^{-t/P_2} R((x-t), P_3, \dots, P_7) dt \quad (7.3)$$

с семью свободными параметрами P_1 - P_7 . Параметр P_2 соответствует времени жизни τ -лептона.

В данных кроме $\tau^+\tau^-$ событий в выборке присутствует несколько процентов фоновых событий. Основной источник фона – это uds события. Для этих событий все шесть пионов движутся из одной первичной вершины, что совпадает с ситуацией, когда τ -лептоны в $\tau^+\tau^-$ событиях имели бы нулевое время жизни. Вследствие этого ожидается, что реконструированное st распределение для таких событий описывается функцией разрешения $R(x)$. Такое же поведение ожидается для $\gamma\gamma$ событий. На рисунке 7.22 показано реконструированное распределение по st для суммы uds и $\gamma\gamma$ событий совместно с результатом фита функцией $A \cdot R(x)$ с одним свободным параметром A . Все параметры в функции разрешения $R(x)$ (7.2) были зафиксированы из фита функции разрешения для $\tau^+\tau^-$ Монте Карло событий. Отдельно вклад $\gamma\gamma$ событий также показан на этом рисунке. Величина χ^2 , делённая на число степеней свободы для этого фита равна 187.9/110. Величина χ^2 фита несколько выше ожидаемой при идеальном совпадении $R(x)$ и st -распределения для uds и $\gamma\gamma$ событий. Это связано с небольшой примесью в отобранных uds событиях K_S мезонов с малым пробегом и распадающихся на $\pi^+\pi^-$. Это ведёт к более плохому фитированию триплетов пионов в одну точку и небольшому уширению распределения по st по сравнению с $R(x)$. Другие источники фона вносят вклад в экспериментальную выборку на уровне одной тысячной. На рисунке 7.23 реконструированное распределение по st для суммы чарма и бьюти Монте Карло событий показано совместно с результатом фита функцией $Bkg_{cb}(x)$, которая есть сумма двух функций Гаусса с шестью свободными параметрами. Величина χ^2 , делённая на число степеней свободы для этого фита равна 103.4/91. Отдельно вклад бьюти в это распределение также показан на этом рисунке.

Распределения по st для реальных данных фитировались суммой функции для вклада сигнала $Y(x)$ (7.3) и вкладов фоновых событий,

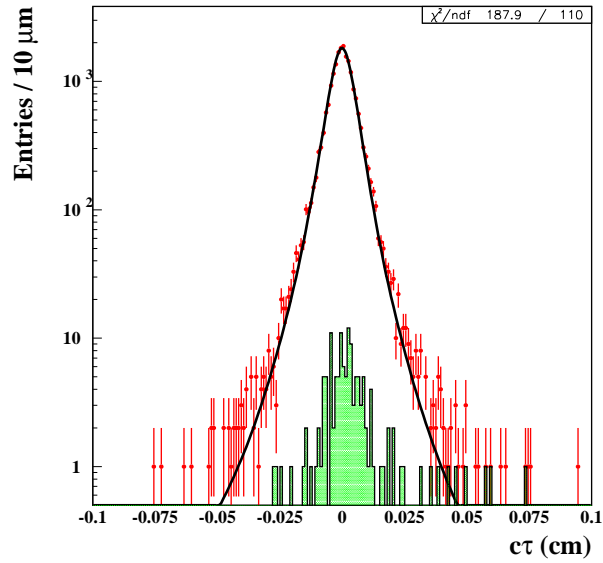


Рис. 7.22: Суммарное реконструированное распределения по st для uds и $\gamma\gamma$ событий. Проведённая линия – результат фита функцией $A \cdot R(x)$ с одним свободным параметром A . Все параметры функции разрешения $R(x)$ (7.2) были фиксированы из фита функции разрешения для $\tau^+\tau^-$ Монте Карло событий. Вклад $\gamma\gamma$ событий показан закрашенной гистограммой.

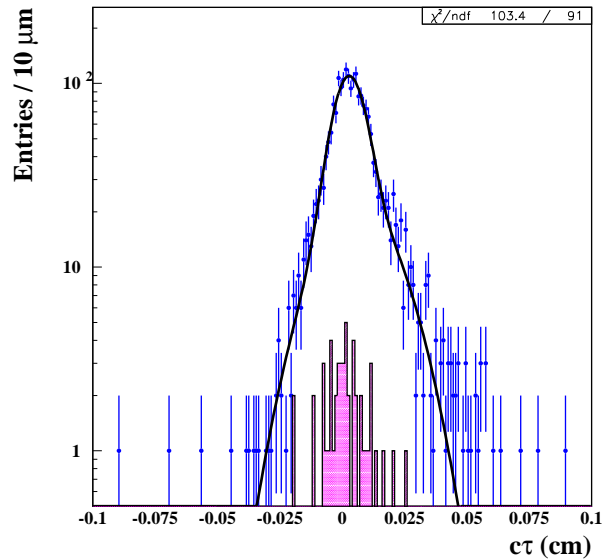


Рис. 7.23: Суммарное реконструированное st распределение для чарма и бьюти Монте Карло событий. Сплошная линия – результат фита суммой двух функций Гаусса. Вклад бьюти событий показан закрашенной гистограммой.

которые фиксировались на уровнях предсказанных Монте Карло. Таким образом общий вид функции для фитирования $c\tau$ распределений как для Монте Карло так и для данных имеет следующий вид:

$$F(x) = P_1 \int e^{-t/P_2} R((x-t), P_3, \dots, P_7) dt + A_{uds} R(x, P_3, \dots, P_7) + Bkg_{cb}(x) \quad (7.4)$$

с семью свободными параметрами P_1 - P_7 .

Параметр A_{uds} фиксировался на нуле для сигнальных Монте Карло $\tau^+\tau^-$ событий. В данных он фиксировался на значении 1309, которое предсказывается Монте Карло для вкладов uds и $\gamma\gamma$ событий. Функция $Bkg_{cb}(x)$ фиксировалась на уровне, предсказанном Монте Карло для суммарного вклада событий чарма и бьюти для данных и на нуле для сигнальных $\tau^+\tau^-$ Монте Карло событий. Вариация уровней вкладов фоновых событий при фитировании данных учитывалась при оценке систематической погрешности.

Зависимость параметра времени жизни τ -лептона P_2 в формуле (7.4) от величины времени жизни τ -лептона заложенной в генератор анализировалась с помощью трёх наборов сигнальных ККМС $\tau^+\tau^-$ событий с временами жизни, умноженными на скорость света равными 84.00, 87.11 и 90.00 мкм. Для проверки того, что фитирующая процедура даёт правильную оценку заложенного времени жизни независимо от конкретного вида функции разрешения, $c\tau$ распределения для различных наборов Монте Карло событий, было проведено фитирование $c\tau$ Монте Карло распределений для конфигураций с различными функциями разрешения: $c\tau = 87.11$ мкм SVD1+SVD2, SVD1, SVD2, $c\tau = 84.00$ мкм SVD2, $c\tau = 90.00$ мкм SVD2. Реконструированные $c\tau$ распределения и результаты фитов для этих наборов Монте Карло событий показаны на рисунках 7.24-7.28. Результаты этих фитирований показывают, используемая процедура работает хорошо. Сравнение сгенерированного времени жизни τ -лептона после всех критериев отбора и параметра P_2 , полученного из фита даны в таблице 7.1.

Итаблицы 7.1 видно, что критерии отбора вносят одинаковую сдвигку в среднее время жизни отобранных событий, которая равна примерно 0.5 мкм. Эта сдвигка не зависит от времени жизни τ -лептона и разреше-

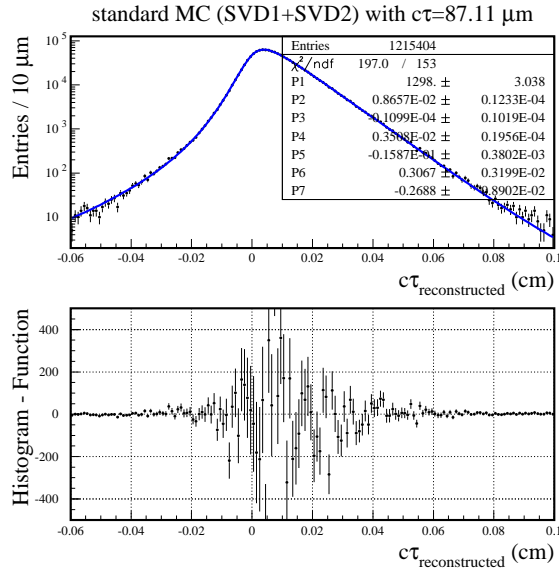


Рис. 7.24: Верхний рисунок: реконструированное Монте Карло распределение по $c\tau$ для суммарного SVD1 и SVD2 периодов. Проведённая линия – результат фитирования Функцией (7.4). Нижний рисунок: разность между $c\tau$ распределением и фитирующей функцией.

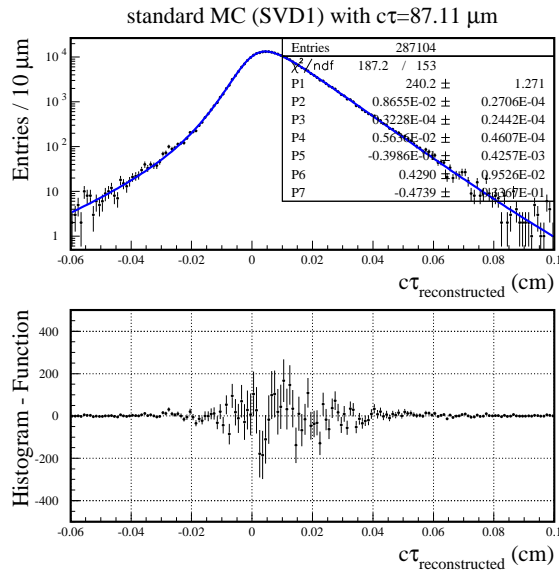


Рис. 7.25: Верхний рисунок: реконструированное Монте Карло распределение по $c\tau$ для SVD1 периода. Проведённая линия – результат фитирования Функцией (7.4). Нижний рисунок: разность между $c\tau$ распределением и фитирующей функцией.

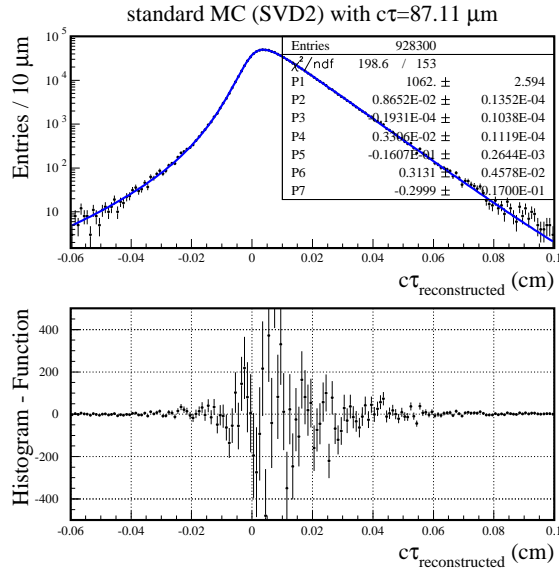


Рис. 7.26: Верхний рисунок: реконструированное Монте Карло распределение по $c\tau$ для SVD2 периода. Проведённая линия – результат фитирования Функцией (7.4). Нижний рисунок: разность между $c\tau$ распределением и фитирующей функцией.

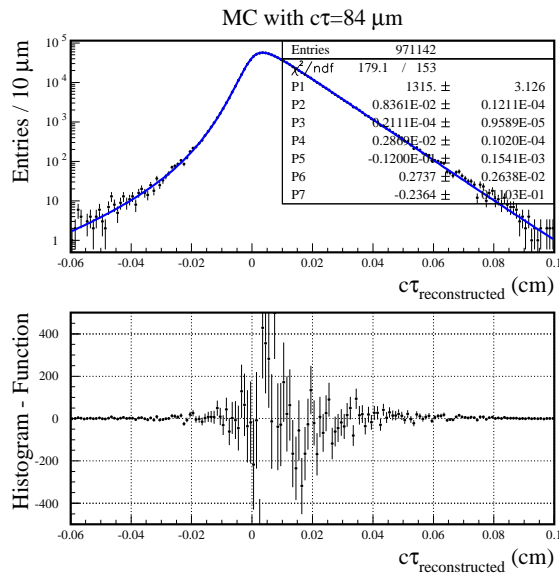


Рис. 7.27: Верхний рисунок: реконструированное Монте Карло распределение по $c\tau$ для сгенерированных событий с $c\tau = 84$ мкм. Проведённая линия – результат фитирования Функцией (7.4). Нижний рисунок: разность между $c\tau$ распределением и фитирующей функцией.

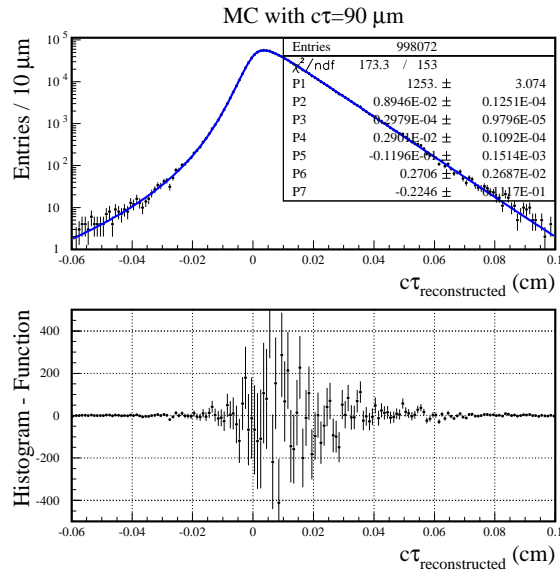


Рис. 7.28: Up plot). Верхний рисунок: реконструированное Монте Карло распределение по $c\tau$ для сгенерированных событий с $c\tau = 90$ мкм. Проведённая линия – результат фитирования Функцией (7.4). Нижний рисунок: разность между $c\tau$ распределением и фитирующей функцией.

Таблица 7.1:

Конфигурация Belle	сгенерированное $c\tau$ после всех обрезаний	Величина P_2 из фита
SVD1+SVD2	86.550 ± 0.064	86.57 ± 0.12
SVD1	86.51 ± 0.14	86.55 ± 0.27
SVD2	86.520 ± 0.075	86.52 ± 0.14
$c\tau = 84$ мкм SVD2	83.528 ± 0.070	83.61 ± 0.12
$c\tau = 90$ мкм SVD2	89.518 ± 0.080	89.46 ± 0.13

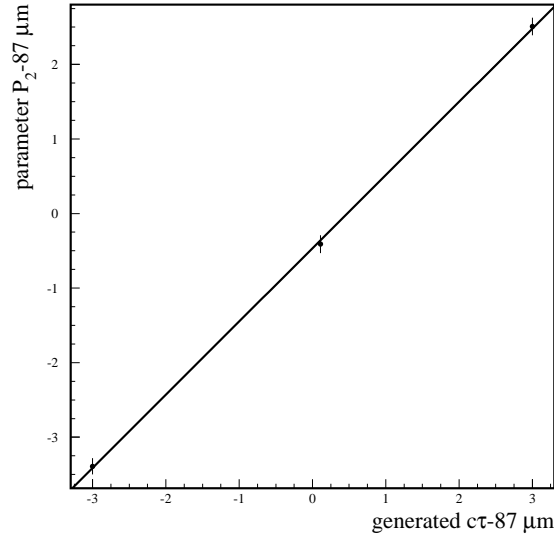


Рис. 7.29: Зависимость параметра времени жизни P_2 , полученного из фита формулой (7.4) (P_2-87) мкм от истинного заложенного в генератор времени $ct - 87$ мкм.

ния детектора. Фитирующая процедура хорошо воспроизводит величину времени жизни отобранных событий.

Для получения результата измерения использовались следующие наборы событий: данные для SVD1+SVD2 периодов без разделения, Сигнальное Монте Карло $\tau^+\tau^-$ для SVD1+SVD2 периодов без разделения, Монте Карло с $ct = 84$ мкм (SVD2 конфигурация), Монте Карло с $ct = 90$ мкм (SVD2 конфигурация).

Для перечисленных выше наборов Монте Карло событий построена зависимость полученного из фита параметра P_2 с использованием формулы (7.4) от величины заложенного в Монте Карло времени жизни, с которым события генерировались. Эта зависимость показана на рисунке 7.29 совместно с результатом фитирования этой зависимости прямой линией. Величина χ^2 этого фита равна 0.2.

Величины параметров A и B , полученных из фита этой зависимости функцией $(P_2 - 87)$ мкм = $(A + B \cdot (ct - 87))$ равны: $A = -0.489 \pm 0.071$, $B = 0.975 \pm 0.030$. Коэффициент корреляции этих двух параметров $\rho_{AB} = +0.012$. Эта линейная параметризация использовалась для перевода параметра фита P_2 в величину измеренного времени жизни.

Экспериментальное ct распределение совместно с результатом фита

формулой (7.4) и оценёнными вкладами от различных источников фона показано на рисунке 7.30. Красной гистограммой показан вклад от uds и $\gamma\gamma$ событий, предсказанный Монте Карло, а розовой линией показан вклад от $A_{uds} \cdot R(x, P_3, \dots, P_7)$ в (7.4), где A_{uds} зафиксировано на величине предсказанной Монте Карло для uds и $\gamma\gamma$ событий. Синяя гистограмма – вклад от событий чарма и бьюти, предсказанный Монте Карло, а синяя линия – результат фита этой гистограммы суммой двух функций Гаусса.

Значение P_2 параметра, полученное из фита данных формулой (7.4) равно 86.53 ± 0.15 мкм, величина χ^2 делённая на число степеней свободы равна $148/153$. Перевод этого результата в измеренное время жизни с использованием Монте Карло зависимости параметра от времени жизни τ -лептона даёт величину:

$$c\tau = (87.02 \pm 0.15(stat.))\text{мкм.}$$

В последствии весь изложенный выше анализ был повторен при тех же критериях отбора событий за исключением критерия 10, в котором было потребовано $dl < 0.03$ см. При таком обрезании величина коррекции параметра фита P_2 для получения величины измеренного времени жизни равна нулю. Более детальное описание проведённого анализа влияния выбора конкретной величины обрезания по dl на измеренное значение времени жизни дано в разделе о систематических погрешностях.

Результаты для этого модифицированного анализа следующие:

	Данные	Монте Карло		
		84мкм	87.11мкм	90мкм
P_2 (в мкм)	86.994 ± 0.163	84.097 ± 0.121	87.064 ± 0.123	89.949 ± 0.125

Перевод параметра фита данных P_2 в измеренное время жизни с использованием линейной зависимости, полученным по трём точкам Монте Карло даёт:

$$c\tau = (86.993 \pm 0.163(stat.))\text{мкм.} \quad (7.5)$$

Соответствующее этим обрезаниям экспериментальное $c\tau$ распределение

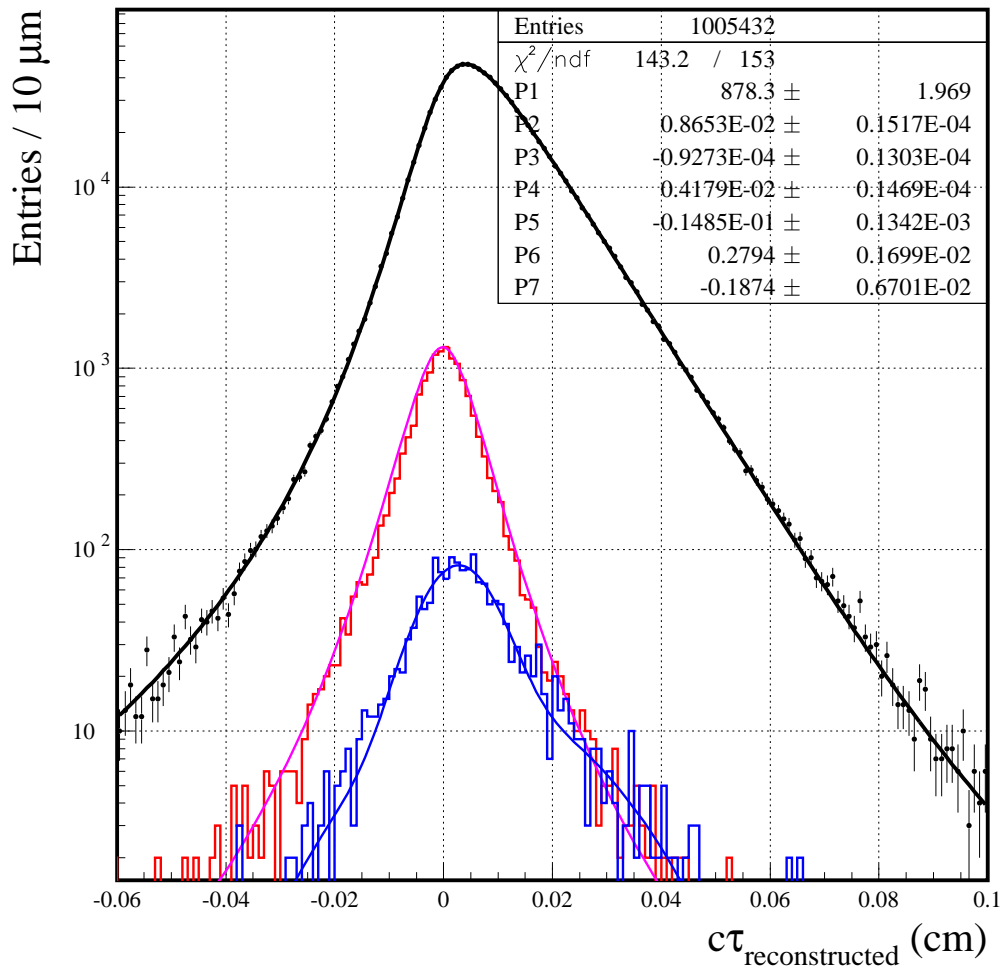


Рис. 7.30: Реконструированное распределение по $c\tau$ для реальных данных (чёрные точки с ошибками). Чёрная линия – результат фита формулой (7.4). Красная гистограмма – предсказание Монте Карло для суммы uds и $\gamma\gamma$ вкладов. Розовая линия – вклад от $uds + \gamma\gamma$, полученный из фита. Синяя гистограмма – предсказание Монте Карло для суммарного вклада чарма и бьюти. Синяя линия – аппроксимация вклада от чарма и бьюти, использовавшаяся при фитировании. Распределение получено для критерия $10 dl < 0.02$ см.

совместно с результатом фита формулой (7.4) и оценёнными вкладами от различных источников фона показано на рисунке 7.31.

7.5 Анализ систематических погрешностей

Были проанализированы следующие источники систематических погрешностей: калибровка положения вершинного детектора, асимметрия функции разрешения $R(\dots)$ Eq. (7.2), выбор диапазона фитирования реконструированного $\sigma\tau$ распределения, калибровка энергии пучков, точность описания излучения в начальном и конечном состоянии в Монте Карло, точность оценки вкладов фоновых событий, стабильность результата по отношению к вариации обрезания по dl (обрезание 10), точность знания массы τ -лептона. Также была проверена стабильность полученного результата для различных периодов работы детектора Belle и для различных конфигураций трековой системы детектора.

Исследование влияния неправильной калибровки положения вершинного детектора на результат измерения времени жизни τ -лептона было проведено следующим образом. Было сгенерировано 4.8 миллиона $\tau^+\tau^-$ событий с топологией распадов $3\nu_\tau - 3\nu_\tau$ с временем жизни умноженным на скорость света равным 90 мкм. После всех критериев отбора (включая обрезание $dl < 0.02$ см) оставшаяся статистика Монте Карло составляла примерно 1.2 миллиона событий (статистика реальных данных 1.1 М событий). Были произведены сдвиги пластин DSSD вершинного детектора вдоль осей $X/Y/Z$ случайным образом в соответствии с распределением Гаусса с $\sigma = 10$ мкм, а также вращения вокруг этих осей в соответствии с функцией Гаусса с $\sigma = 0.1$ миллирадиан. Величина 10 мкм и 0.1 мрад были получены группой изучения калибровки положения вершинного детектора в коллаборации Belle. Были получены следующие Монте Карло распределения по $\sigma\tau$: с неискажённой калибровкой НК (4.8 М сгенерированных событий), один набор событий с искажённой калибровкой в соответствии с выше описанной процедурой сдвижек и вращений ИК (4.8 М сгенерированных событий), несколько наборов с искажениями за счёт сдвижек и вращений с меньшим количеством

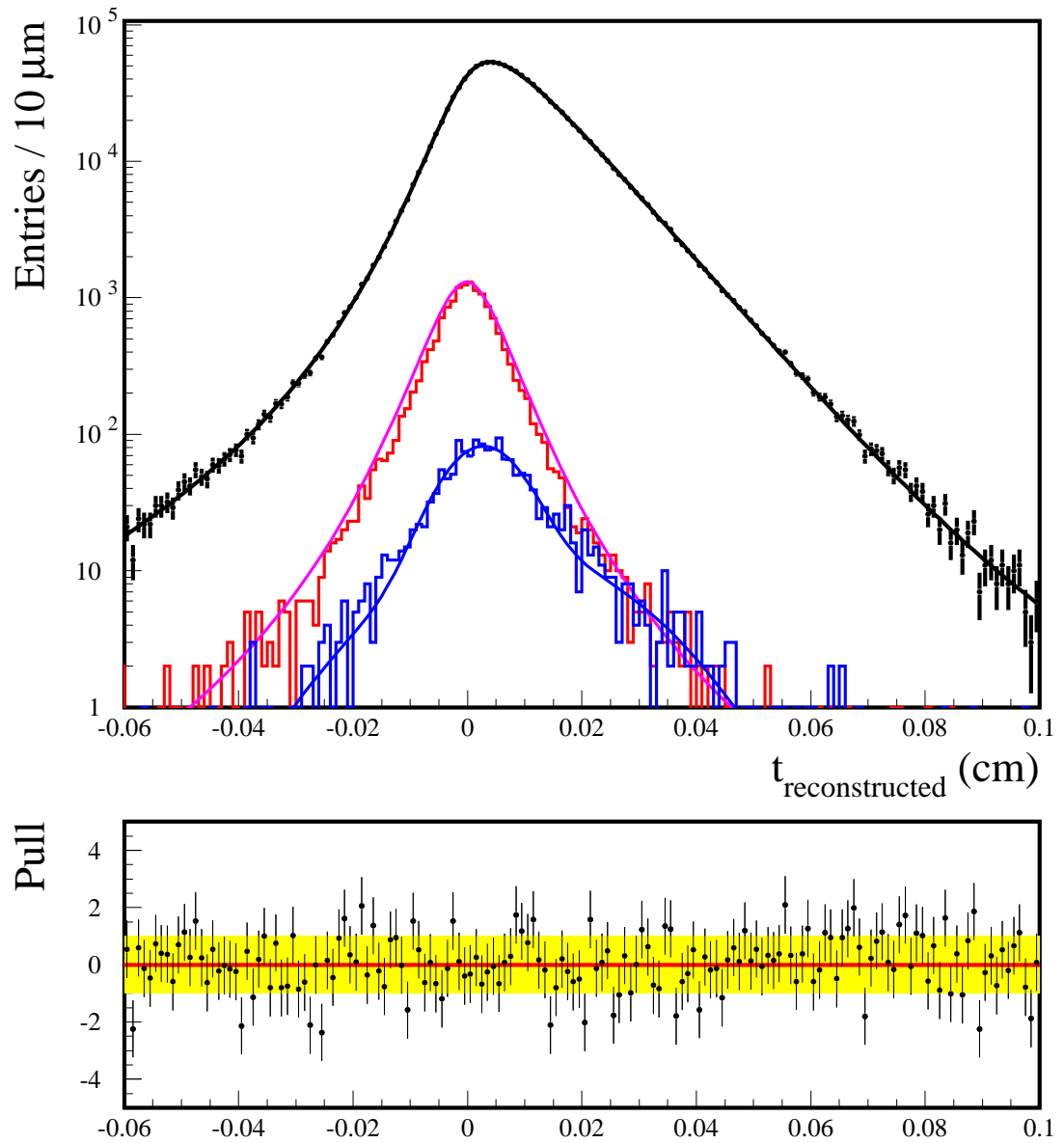


Рис. 7.31: Реконструированное распределение по ct для реальных данных (чёрные точки с ошибками). Чёрная линия – результат фита формулой (7.4). Красная гистограмма – предсказание Монте Карло для суммы uds и $\gamma\gamma$ вкладов. Розовая линия – вклад от $uds + \gamma\gamma$, полученный из фита. Синяя гистограмма – предсказание Монте Карло для суммарного вклада чарма и бьюти. Синяя линия – аппроксимация вклада от чарма и бьюти, использовавшаяся при фитировании. Распределение получено для критерия $10 dl < 0.03$ см. Распределение по относительной разности данных и фита $[(\text{data} - \text{fit}) / \text{error}]$ показано в нижней части рисунка.

сгенерированных событий. Результаты такого исследования сведены в следующую таблицу:

	Всего	После отбора	P_2 (в мкм)	χ^2/NDF	$\Delta P_2/\sigma$
НК	4 779 322	1 215 628	89.481 ± 0.126	175.6/153	
ИК					
1	4 779 322	1 206 190	89.411 ± 0.130	189.6/153	-0.536
2	740 239	186 346	89.464 ± 0.324	136.4/153	-0.051
3	740 239	185 662	89.455 ± 0.321	149.7/153	-0.082
4	716 311	180 072	89.407 ± 0.325	158.1/153	-0.227
5	716 311	180 248	89.420 ± 0.327	135.0/153	-0.185
6	740 239	185 932	89.533 ± 0.321	125.4/153	+0.163

Максимальное различие в параметрах P_2 , полученных из фитов этих наборов событий равняется 0.07 мкм.

Были также проведены глобальные сдвиги и вращения вершинного детектора как целого по отношению к дрейфовой камере CDC на 20 мкм и 1 мили радиан соответственно. Величины 20 мкм и 1 мрад также являются консервативными оценками, полученными группой изучения калибровки положения вершинного детектора. Результаты для глобальных сдвигов и вращений следующие:

	Всего	После отбора	P_2 (в мкм)	χ^2/NDF	$\Delta P_2/\sigma$
7	1 193 907	302 892	89.472 ± 0.246	164.7/153	-0.036
8	1 217 821	308 802	89.496 ± 0.244	146.2/153	+0.063
9	1 217 821	307 010	89.523 ± 0.245	156.4/153	+0.172
10	1 217 821	307 030	89.409 ± 0.246	142.2/153	-0.291

Изменение параметра P_2 при фитировании в пределах 0.06 мкм.

Возникает вопрос о величине корреляции между искажёнными и неискажённым наборами событий. С одной стороны неискажённый и искажённые наборы имеют одни и те же $\tau^+\tau^-$ события на уровне генератора, а с другой стороны эти события реконструировались при различных положениях стрипов вершинного детектора и следовательно чистая экспонента для сгенерированных событий была размыта различными функциями разрешения детектора. Для ответа на этот вопрос было проведено следующее исследование Монте Карло. Было сгенерировано 1.1 миллиона распадов τ -лептонов, распадающихся по экспоненциальному закону

с $\sigma = 86.53$ мкм. Для каждого события сгенерированное время жизни было размазано в соответствии с функцией разрешения, чтобы получить 'измеренное' событие. Полученные таким образом гистограммы были отфитированы стандартной фитирующей процедурой. При этом рассматривалось влияние изменения функции разрешения на изменение параметра P_2 . Были варьированы параметры P_3 – P_7 ответственные за форму функции разрешения в соответствии с распределением Гаусса с σ равной статистической ошибке изменяемого параметра. Было построено по 300 гистограмм для вариаций по каждому параметру от P_3 до P_7 . Эти распределения также фитировались стандартной процедурой. Изменение параметра P_2 полученного из этих фитов по отношению к первоначальному значению (полученному без изменения параметров P_3 – P_7) может служить оценкой ожидания изменения параметра P_2 из-за изменения функции разрешения. Следует заметить, что фитируемые распределения скоррелированы: сгенерированные времена жизни одни и те же для всех гистограмм, но функции разрешения, которыми эти времена жизни были размыты, различны. Распределения разности параметра P_2 по отношению к первоначальному значению для вариации каждого параметра функции разрешения от P_3 до P_7 показано на рисунке 7.32.

RMS для этих ΔP_2 распределений согласуются со статистической ошибкой параметра P_2 , которая равна 0.16 мкм. Это означает, что распределения, полученные описанной выше процедурой статистически не скоррелированы. Все корреляции стираются изменением функции разрешения.

Например изменения параметров P_3 – P_7 для наборов Монте Карло, используемых при изучении влияния калибровки положения вершинного детектора, следующие:

Параметр	Изменение (в σ)
P3	-5.4
P4	+6.9
P5	-3.3
P6	+1.6
P7	-0.7

Большинство изменений превышает одну σ , что означает, что сдвиги и

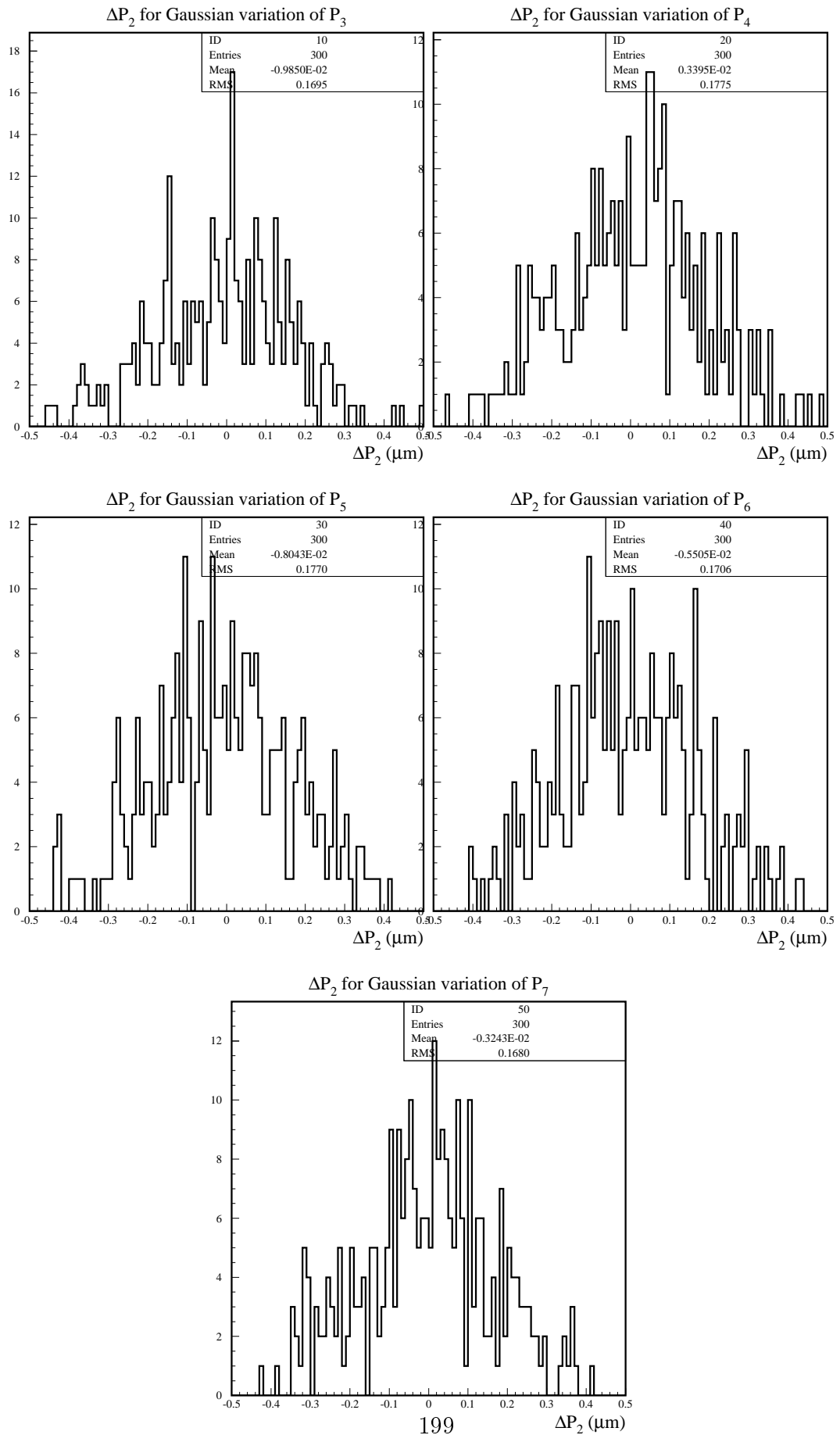


Рис. 7.32: Вариации параметра P_2 , полученные из фитов Монте Карло распределений по отношению к первоначальному значению при вариации на одну σ параметров P_3 – P_7 .

вращения в SVD приводят к практически новым функциям разрешения.

Из этого Монте Карло исследования ожидается вариация параметра P_2 при различных сдвигках и вращениях хитов в SVD в пределах статистической ошибки P_2 . Полученные результаты фитов различных наборов событий с искажённой калибровкой положения вершинного детектора согласуются с этим ожиданием. Тем не менее, было взято максимальное отклонение в значениях параметра P_2 (0.07 мкм для локального и 0.06 для глобального искажения калибровки положения вершинного детектора) как наиболее консервативная оценка систематической погрешности из-за возможной погрешности в калибровке положения SVD. Суммарная погрешность оценивается как $\sqrt{0.07^2 + 0.06^2} = 0.09$ мкм.

В качестве дополнительной проверки калибровки положения трековых детекторов статистика данных была разделена на две не пересекающихся части по азимутальному углу ϕ направления импульса положительного τ -лептона. В первой половине (вертикальной) направление положительного τ -лептона должно иметь угол ϕ в диапазоне от 45 до 135 градусов или от 225 до 315 градусов. Вторая половина (горизонтальная) содержит оставшиеся события. Полученные из фита значения P_2 параметра одинаковы в пределах статистических ошибок для этих двух половин полной статистики. Результат деления $\sigma\tau$ распределений друг на друга для этих двух половин статистики показан на рисунке 7.33. Фитирование этого отношения константой A_0 даёт $A_0 = 1.022 \pm 0.002$ с χ^2 делённым на число степеней свободы равным 237/203. Из этих чисел видно, что $\sigma\tau$ распределения для этих наборов статистики имеют одинаковую форму, поэтому дополнительной систематики из-за возможной зависимости от азимутального угла ϕ калибровки трековой системы не вводилось.

Параметр асимметрии функции разрешения (7.2) был зафиксирован на величине $A = 2.5 \text{ см}^{-1}$ из-за сильной корреляции этого параметра с параметром P_2 при фитировании измеренного распределения по времени жизни формулой (7.4). Если параметр A сделать свободным при фитировании функции разрешения формулой Eq. (7.2), то получается значение этого параметра равным 2.499 ± 0.209 для суммарной стати-

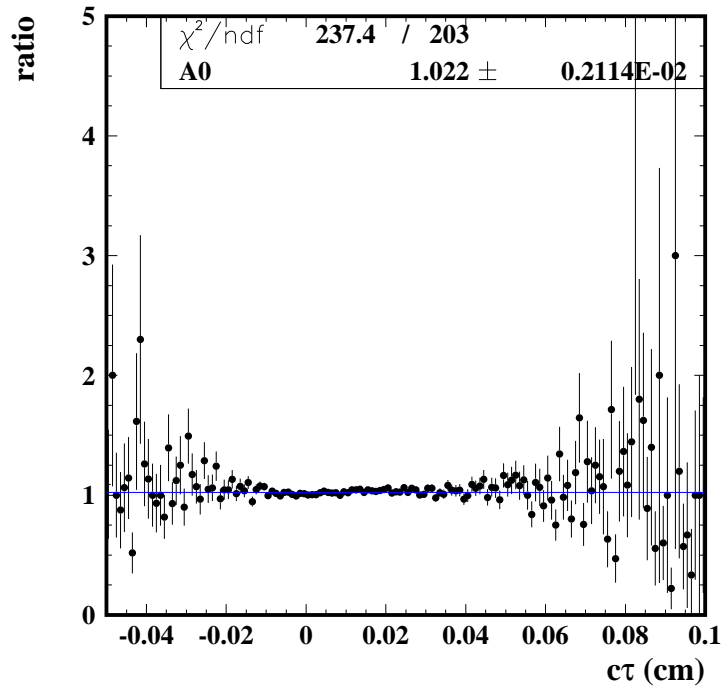


Рис. 7.33: Отношение распределений по ct для вертикальной и горизонтальной половин статистики данных. Синей линией показан результат фита этого отношения константой.

стики SVD1 и SVD2 Монте Карло событий, 2.490 ± 0.395 для событий с SVD1 конфигурацией и 2.516 ± 0.263 для событий с SVD2 конфигурацией. Результаты фитирования ct распределений для данных и Монте Карло (полученных с обрезанием $dl < 0.03$ см) с использованием изменённого параметра асимметрии A на ± 0.2 см $^{-1}$, что сопоставимо с его статистической погрешностью приведены в следующей таблице:

A	P_2 (в мкм)				Data ct
	Data	Монте Карло			
		84 мкм	87.11 мкм	90 мкм	
2.3	86.933 ± 0.162	84.039 ± 0.121	87.005 ± 0.123	89.889 ± 0.124	86.991
2.5	86.994 ± 0.163	84.097 ± 0.121	87.064 ± 0.123	89.949 ± 0.125	86.993
2.7	87.052 ± 0.161	84.155 ± 0.122	87.123 ± 0.123	90.009 ± 0.125	86.992

Как видно из этой таблицы, поправленное с помощью Монте Карло (то есть 'измеренное') время жизни стабильно на уровне 0.001 мкм. Результаты фитирования ct распределений с использованием функции разре-

шения без асимметричного члена $(1 - 2.5x)$ в формуле (7.2) следующие:

Data	P_2 (в мкм)			Data ст
	84 мкм	Монте Карло 87.11 мкм	90 мкм	
86.123 ± 0.164	83.205 ± 0.122	86.160 ± 0.123	89.055 ± 0.124	87.019

Систематическая погрешность из-за фиксирования параметра асимметрии в функции разрешения на величине $A = 2.5 \text{ см}^{-1}$ оценена наиболее консервативным образом путём убирания асимметричного члена $(1 - 2.5x)$ из формулы (7.2). Полученная разница в измеренном времени жизни, которая равна 0.03 мкм, взята в качестве систематической погрешности.

Для оценки точности описания излучения в начальном и конечном состоянии (ISR и FSR) генератором ККМС, а также точность калибровки энергии пучков, анализировались распределения по $(M(\mu^+\mu^-) - 2E_{beam})$ для событий $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ из данных и ККМС события прошедшие через процедуры полной симуляции и реконструкции для детектора Belle. Этот анализ такой же как и в предыдущей главе 6, посвящённой измерению массы τ -лептона (смотри соответствующие рисунки 6.6 и 6.8). Как описано в главе 6, относительная неопределённость из-за совместной неточности описания ISR и FSR, калибровки энергии пучков и импульсной калибровки трековой системы равна $2.8 \cdot 10^{-4}$, а из-за неточности описания только ISR и FSR погрешность равна $2.1 \cdot 10^{-4}$.

Следует ещё раз упомянуть о важном преимуществе используемого метода, состоящем в том, что в нём не используется информация о положении точки столкновения пучков. Следствием этого является отсутствие систематической погрешности из-за возможного незнания точного положения этой точки.

Неопределённость из-за точности оценки вкладов фонов оценивалась путём вариации параметра A_{uds} . Параметр A_{uds} фиксировался на значениях в 50%, 100%, 150% и 200% от величины, предсказанной Монте Карло. Результаты фитирования экспериментальных ст распределений, полученных для обрезания $dl < 0.02 \text{ см}$ с различными значения-

ми A_{uds} показаны на рисунке 7.34. Вариация параметра P_2 в пределах ± 0.01 мкм даёт относительную погрешность $1.2 \cdot 10^{-4}$. Относительная погрешность из-за экспериментальной точности значения массы τ -лептона равна $0.17\text{MeV}/1776.84\text{MeV} = 1.0 \cdot 10^{-4}$.

Стабильность полученного результата по отношению к выбору значений обрезающих показана на рисунке 7.35. Рисунок 7.35а показывает зависимость параметра фита P_2 от величины обрезания по dl для данных и Монте Карло. Рисунок 7.35b показывает измеренное значение времени жизни τ -лептона как функцию величины обрезания dl после коррекции с помощью Монте Карло параметра P_2 . Наблюдается очень хорошее воспроизведение Монте Карло поведения параметра P_2 в данных.

Изменение диапазона фитирования примерно на 30% от того, что показано на рисунке FIG 7.30 даёт изменение в измеренном времени жизни ± 0.02 мкм.

Для проверки стабильности полученного результата для различных периодов работы детектора Belle и различной конфигурации трековой системы детектора $c\tau$ распределения были построены для различных частей полной статистики данных: для SVD1 периода, для SVD2 периода, для первой половины SVD2 периода и для второй половины SVD2 периода. Значения параметра P_2 полученные при фитировании совпадали в пределах статистических ошибок. Измеренные величины времени жизни τ -лептона после Монте Карло коррекции параметра P_2 также совпадали в пределах статистических ошибок. Вследствие этого дополнительная систематическая ошибка из-за возможного изменения отклика детектора Belle в различные периоды работы не вводилась.

Суммарный список систематических погрешностей приведён в таблице 7.2

Таким образом окончательный результат измерения времени жизни τ -лептона таков:

$$\langle c\tau \rangle = (86.99 \pm 0.16(stat.) \pm 0.10(syst.)) \text{ мкм},$$

$$\langle \tau \rangle = (290.17 \pm 0.53(stat.) \pm 0.33(syst.)) \cdot 10^{-15} \text{ сек.}$$

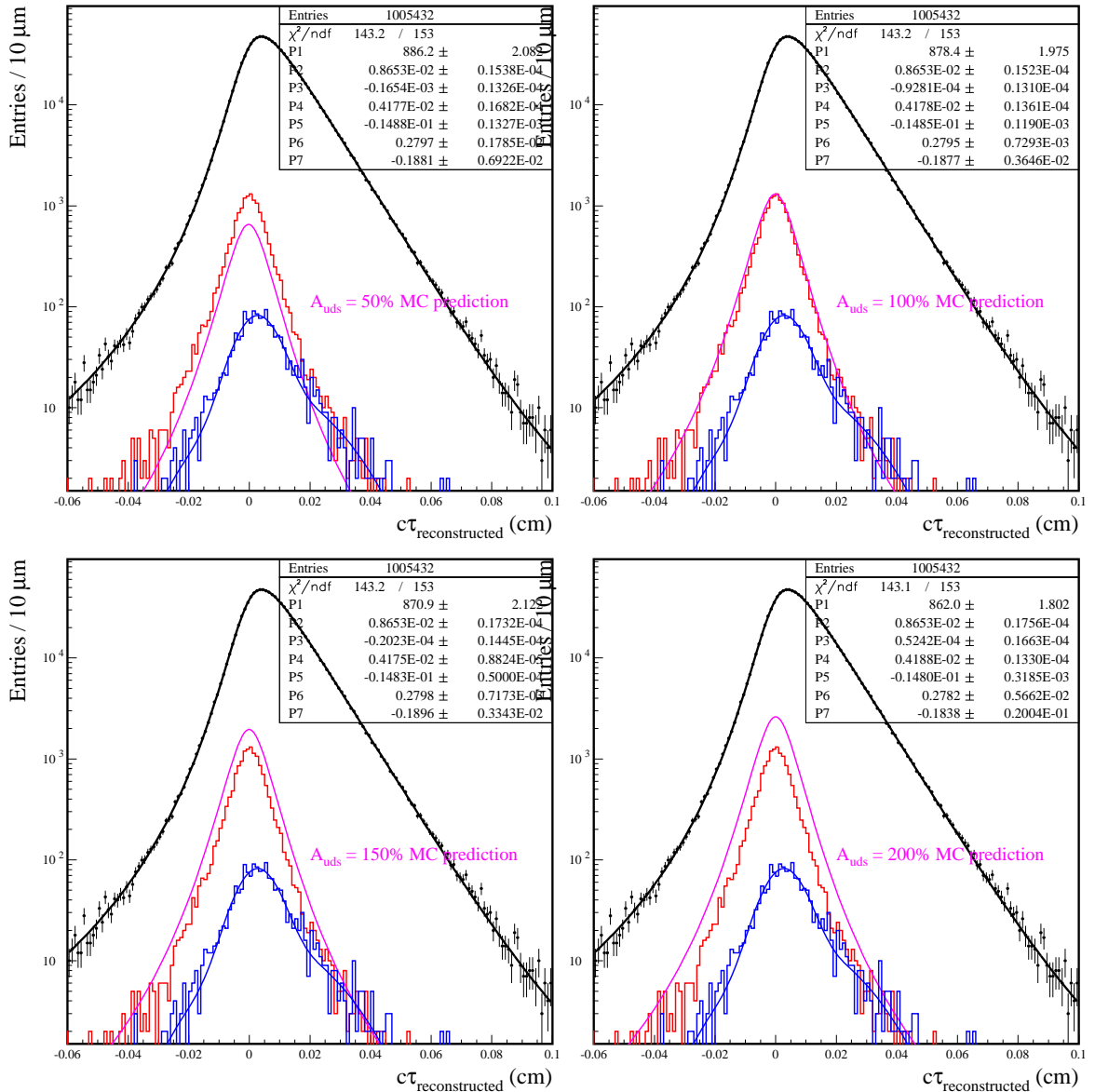


Рис. 7.34: Реконструированные распределения по $c\tau$ для реальных данных (чёрные точки с ошибками). Чёрные линии – результат фита формулой (7.4). Красные гистограммы – предсказание Монте Карло для суммы uds и $\gamma\gamma$ вкладов. Розовые линии – вклад от $uds + \gamma\gamma$, зафиксированный при фите. Синие гистограммы – предсказания Монте Карло для суммарного вклада чарма и бьюти. Синие линии – аппроксимация вклада от чарма и бьюти, использовавшаяся при фитировании. Распределения получены для критерия $10 dl < 0.02$ см.

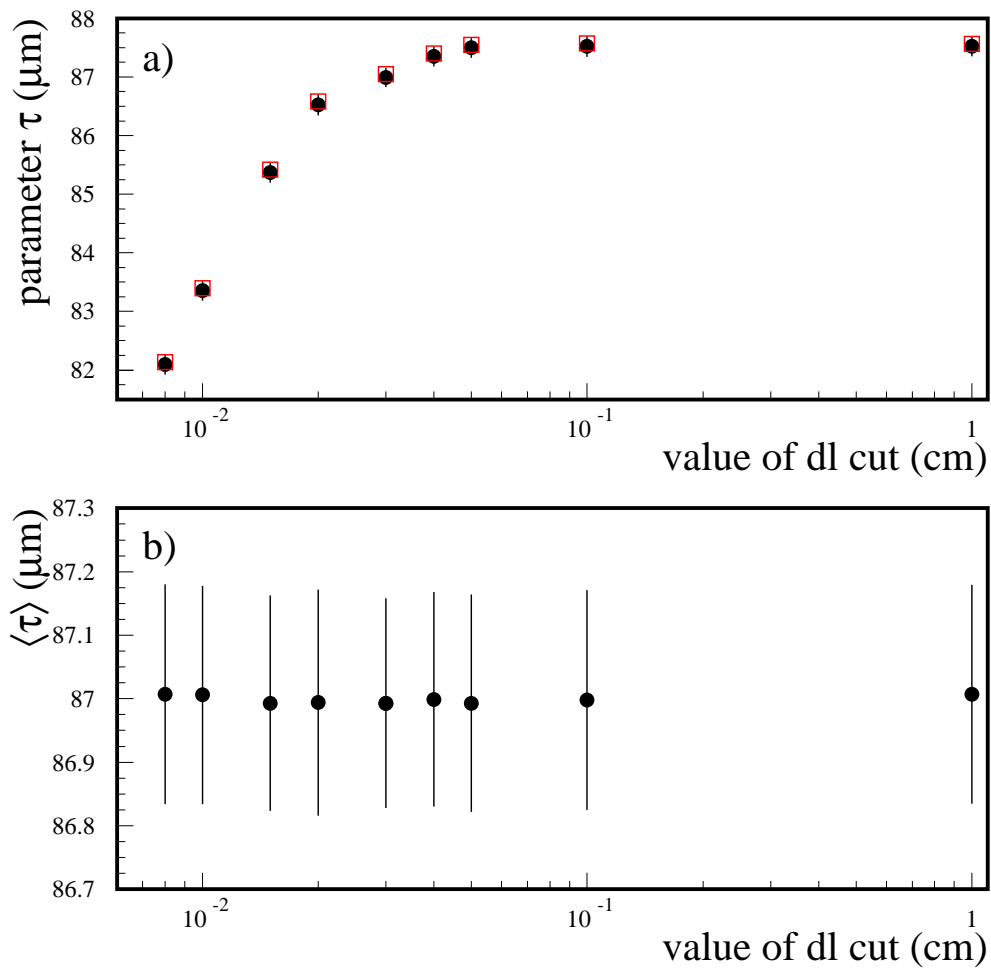


Рис. 7.35: Стабильность при изменении обрезания по величине dl а) Зависимость параметра фита $P_2 = \sigma\tau$ от величины обрезания по dl для данных (закрашенные чёрные кружки) и Монте Карло (красные квадраты); ошибки точек примерно такого же размера как и сами эти точки. б) Измеренное значение времени жизни τ -лептона как функция величины обрезания по dl ; величины ошибок – статистические ошибки в данных.

Таблица 7.2: Суммарный список систематических погрешностей

источник	$\Delta\langle\sigma\tau\rangle$ (мкм)
Калибровка положения SVD	0.090
Фиксация параметра асимметрии	0.030
Диапазон фитирования	0.020
Описание ISR и FSR	0.018
Калибровка энергии пучков	0.016
Вклады фоновых событий	0.010
Точность значения массы τ -лептона	0.009
Суммарная погрешность	0.101

7.6 Разность времён жизни τ^+ и τ^- лептонов

В существующей таблице PDG [5] дано только усреднённое время жизни для положительных и отрицательных τ -лептонов. В эксперименте Belle есть возможность измерить времена жизни положительных и отрицательных τ -лептонов по-отдельности.

Распределения по $\sigma\tau$ для положительных и отрицательных τ -лептонов показаны на рисунке 7.36 совместно с результатами фита формулой (7.4). Разность параметров P_2 для положительных и отрицательных τ -лептонов полученных из фита равняется 0.07 ± 0.33 мкм. Большинство источников систематических неопределённостей воздействуют на результат для положительных и отрицательных τ -лептонов одинаковым образом, поэтому их влияние на разность времён жизни сокращается. Систематическая погрешность разности времён жизни как минимум на порядок меньше чем статистическая ошибка, поэтому при вычислении верхнего предела по методике, изложенной в [117], систематическая ошибка не учитывалась. В результате получено следующее значение верхнего предела:

$$|\tau_{\tau^+} - \tau_{\tau^-}|/\tau_{\text{average}} < 7.0 \times 10^{-3} \text{ at } 90\% \text{ CL.} \quad (7.6)$$

7.7 Обсуждение полученных результатов

Значения времени жизни τ -лептона, полученные в эксперименте CLEO и в экспериментах на коллайдере LEP совместно с усреднённым значе-

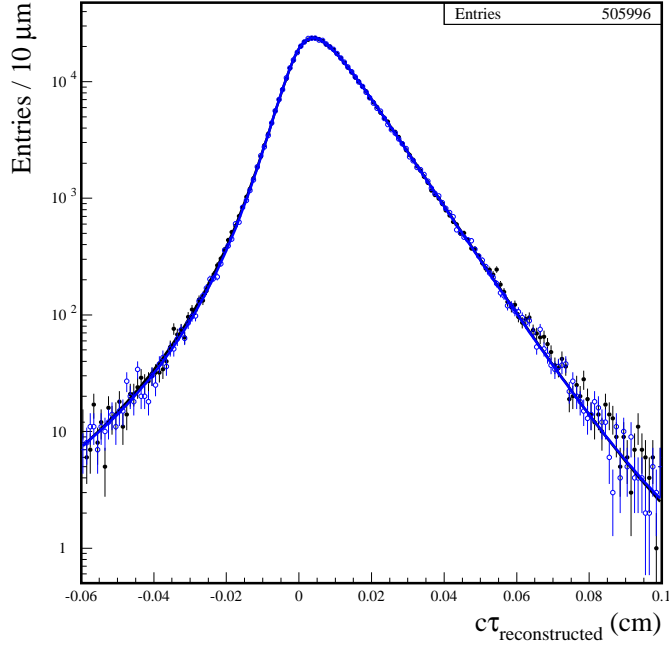


Рис. 7.36: Реконструированные распределения по $c\tau$ для положительных (чёрные закрашенные кружки) и отрицательных (синие кружки) τ -лептонов. Кривые, которые совпадают на этом рисунке – результат фита этих распределений формулой (7.4).

нием PDG и результатом эксперимента Belle показаны на рисунке 7.37. Новый результат, полученный экспериментом Belle, хорошо согласуется со средним значением PDG и почти в два раза точнее этого среднего значения

В соответствии с гипотезой лептонной универсальности масса τ -лептона, его время жизни и брэнчинг распада $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ связаны с массой мюона и временем жизни мюона следующими формулами:

$$\tau_\tau = \tau_\mu \left(\frac{g_\mu}{g_\tau} \right)^2 \left(\frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 Br(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \frac{f(m_e^2/m_\mu^2) F_W^\mu F_{\text{rad}}^\mu}{f(m_e^2/m_\tau^2) F_W^\tau F_{\text{rad}}^\tau}, \quad (7.7)$$

где:

$$\begin{aligned} f(x) &= 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln(x), \\ F_W^l &= 1 + \frac{3}{5} \frac{m_l^2}{m_W^2}, \\ F_{\text{rad}}^l &= 1 + \frac{\alpha(m_l)}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) + C_2 \frac{\alpha^2(m_l)}{\pi^2}, \end{aligned}$$

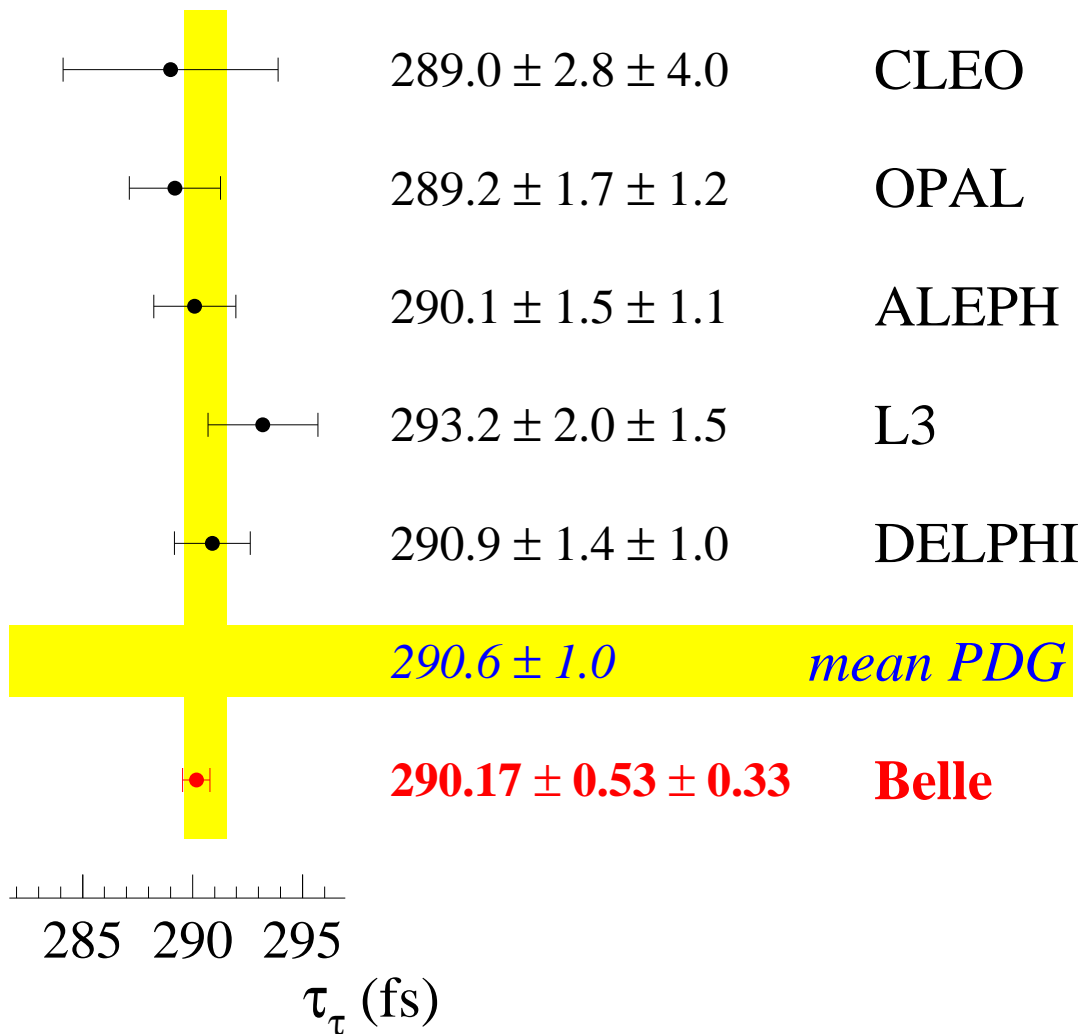


Рис. 7.37: Значения времени жизни τ -лептона полученные экспериментами CLEO, OPAL, ALEPH, L3, DELPHI и Belle совместно с усреднённым значением PDG первых пяти перечисленных результатов.

$$\begin{aligned}
1/\alpha(m_\mu) &= 136, \\
1/\alpha(m_\tau) &= 133.3, \\
C_2 &= \frac{156815}{5184} - \frac{518}{81}\pi^2 - \frac{895}{36}\zeta(3) + \frac{67}{720}\pi^4 + \frac{53}{6}\pi^2 \ln(2).
\end{aligned}$$

Если взять для времени жизни τ -лептона новый результат Belle, то величина квадрата отношения констант связи с W-бозоном будет равна $r = (g_\tau/g_\mu)^2 = 1.0041 \pm 0.0035$, что больше единицы на 1.17σ . Предсказание Стандартной Модели в плоскости τ_τ vs. $Br(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ в предположении $r = 1$ показано на рисунке 7.38 совместно с результатами PDG и Belle.

7.8 Заключение

Было проведено измерение времени жизни τ -лептона с использованием техники прямой реконструкции времени жизни в кинематически полностью реконструированных событиях $e^+t^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow 3\nu_\tau 3\nu_\tau$. Получен результат произведения среднего времени жизни на скорость света:

$$\langle c\tau \rangle = (86.99 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst})) \text{ мкм}$$

или в секундах:

$$\langle \tau \rangle = (290.17 \pm 0.53(\text{stat.}) \pm 0.33(\text{syst.})) \cdot 10^{-15} \text{ сек.}$$

Впервые проведено измерение разности времён жизни для положительно и отрицательно заряженных τ -лептонов. Полученный верхний предел на относительную разность времён жизни положительного и отрицательного τ -лептона равен $|(\langle \tau_{\tau^+} - \tau_{\tau^-} \rangle)| / \langle \tau_\tau \rangle < 7.0 \times 10^{-3}$ при 90% CL.

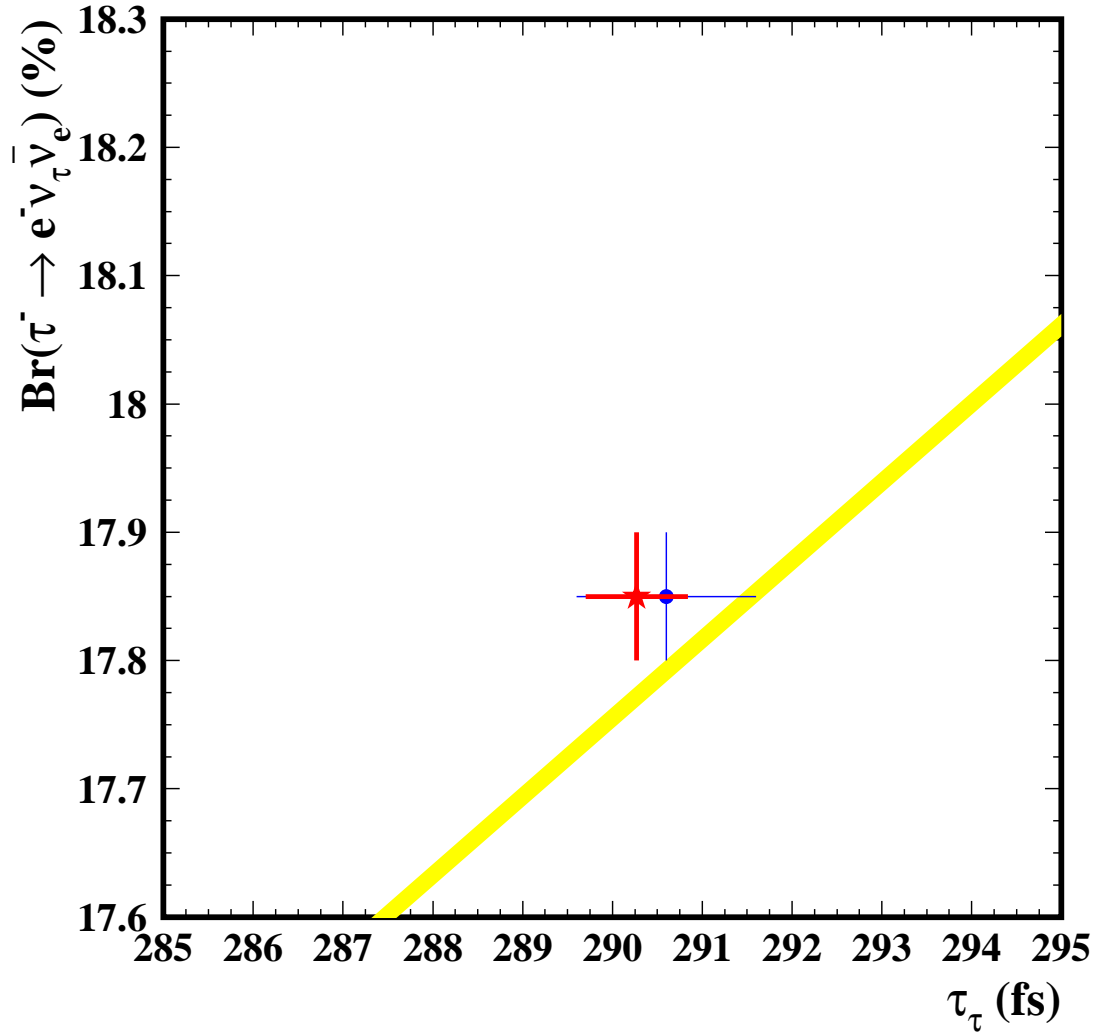


Рис. 7.38: Предсказание Стандартной Модели в плоскости τ_τ vs. $Br(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ в предположении $r = (g_\tau/g_\mu)^2 = 1$ (жёлтая полоса) совместно с результатом PDG (синяя круглая точка) и результатом Belle (красная звёздочка).

Закключение

Основные результаты диссертации, полученные при анализе событий, зарегистрированных на установках Belle и DELPHI, при энергиях близких к массам $\Upsilon(4S)$, Z-бозона и выше порога парного рождения W-бозонов могут быть сформулированы следующим образом.

- Измерены сечения редких эксклюзивных процессов $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$, $e^+e^- \rightarrow \rho\eta$ и $e^+e^- \rightarrow \rho\eta'$ при энергии 10.58 GeV, проведены сравнения с предсказаниями теоретических моделей для этих процессов.
- проведено исследование инклюзивного образования $(K\bar{K}\pi)^0$ в адронных распадах Z-бозона в интервале масс 1.2-1.6 GeV. В этой области масс обнаружено два резонансных состояния. Измеренные массы и ширины этих состояний согласуются с соответствующими параметрами для $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ [5]. Впервые был проведён парциально-волновой анализ системы $(K\bar{K}\pi)^0$ в инклюзивных распадах Z-бозона. Первое состояние может быть одинаково хорошо описано волнами с $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ и $0^+(0^{-+})$ $a_0(980)\pi$, а второе состояние хорошо описывается только волной $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})K^*(892)\bar{K} + c.c.$ и исключает другие возможные описания. Измерены средние множественности для первого и второго состояния на один адронный распад Z-бозона. Сравнение средних множественностей этих состояний со средними множественностями для других состояний [84, 85] указывает на то, что обнаруженные состояния являются $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ мезонами. Содержание странных кварков $s\bar{s}$ в этих состояниях не велико. Состояния $\eta(1295)$, $\eta(1440)$ и $h_1(1380)$ рождаются менее интенсивно в инклюзивных распадах Z-бозона чем состояния $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$.

- Проведён поиск экзотических пятикварковых состояний (пентакварков) на установке DELPHI в адронных распадах Z-бозона в каналах распада pK_s , pK^+ , $\Xi^-\pi^-$, pD^{*-} , pD^{*+} при демонстрации наличия сигналов от стандартных трехкварковых состояний в каналах pK^- ($\Lambda(1520)$) и $\Xi^-\pi^+$ ($\Xi(1530)$). В исследованных каналах сигналов пентакварков не обнаружено. Получены верхние пределы 95% уровня достоверности на средние множественности $\langle N \rangle$ на один адронный распад Z-бозона. Эти пределы улучшены по сравнению с ранее опубликованными результатами [79].
- Исследовано инклюзивное образование J/ψ -мезонов в фотон-фотонных столкновениях на установке DELPHI при энергиях e^+e^- взаимодействия примерно 190 GeV. Наблюдается чёткий сигнал от реакции $\gamma\gamma \rightarrow J/\psi + X$. Измерено инклюзивное сечение рождения J/ψ -мезона. Основываясь на предсказании генератора RUTHIA различных $p_T^2(J/\psi)$ распределений для различных типов фотон-фотонных взаимодействий было показано, что большая часть J/ψ -мезонов рождены при взаимодействии “resolved” фотонов, в которых есть глюонная составляющая. Измеренное сечение существенно больше предсказания цветовых синглетных моделей и находится в хорошем согласии с теорией, если учесть вклады цветовых октетных состояний. Представлены распределения по $p_T^2(J/\psi)$, быстрой J/ψ , косинусу угла хелисити мюона в системе покоя J/ψ -мезонов, а также характеристики системы X. Все распределения в пределах статистических погрешностей воспроизводятся комбинацией вкладов “resolved” и “diffractive” процессов.
- Проведён анализ инклюзивного образования заряженных адронов в фотон-фотонных взаимодействиях при энергиях e^+e^- взаимодействия примерно 190 GeV. Получены инклюзивные одночастичные p_T распределения и дифференциальные сечения рождения $d\sigma/dp_T$. Дифференциальные сечения рождения $d\sigma/dp_T$ в пределах ошибок совпадают с предсказанием NLO КХД и Монте Карло генератора RUTHIA вплоть до максимально доступных p_T , хотя большие

систематические погрешности при больших p_T ограничивают точность сравнения с предсказаниями. Было показано, что применение критериев отбора, аналогичных сделанным в работе [8] приводят к доминированию фона от событий $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ в области больших p_T , делая трудным исследование фотон-фотонных взаимодействий.

- Проведён поиск основного состояния системы $b\bar{b}$, η_b -мезона, в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \eta_b$. Поиск проводился в модах распада на 4, 6 и 8 заряженных частиц в фотон-фотонных взаимодействиях на статистике LEP II, соответствующей интегральной светимости 617 pb^{-1} . Установлены верхние пределы на произведения двухфотонной ширины η_b -мезона на величину брэнчинга распада η_b -мезона по данному каналу.
- Измерена масса τ -лептона с точностью равной точности, полученной при сканировании сечения рождения $\tau^+\tau^-$ -пары на пороге рождения. На порядок улучшен верхний предел на относительную разность масс τ^+ и τ^- -лептонов по сравнению с предыдущими измерениями [114].
- Измерено время жизни τ -лептона с точностью, лучшей чем у всех предыдущих измерений и лучшей чем у усреднённого значения этой величины, данной в PDG [5]. Впервые измерена разность времён жизни τ^+ и τ^- -лептонов и поставлен верхний предел на относительную разность времён жизни положительного и отрицательного τ -лептона.

Благодарности

Диссертация основана на работах, выполненных в рамках экспериментов DELPHI и Belle и автор считает своим приятным долгом выразить благодарность всем членам этих коллабораций.

В особенности я благодарен Анатолию Александровичу Соколову и Константину Сергеевичу Белоусу, совместно с которыми выполнены защищаемые в диссертации работы.

Я также благодарен Владимиру Фёдоровичу Образцову за постоянное внимание и поддержку в проводимых исследованиях.

Выражаю благодарность Д.Рябчикову, С.Чунгу и Ф.Гавье, которые принимали участие в анализе системы $K\bar{K}\pi$ и других анализах в эксперименте DELPHI.

Также хочется вспомнить и поблагодарить участников эксперимента Belle из других институтов России: А.Е.Бондаря, С.И.Эйдельмана и А.С.Кузьмина из ИЯФ имени Будкера, П.С.Пахлова, Р.Чистова, Д.Ливенцева и Т.Углова из ИТЭФа.

Хочется поблагодарить моих коллег, сотрудников ИФВЭ, за проявленный интерес к моей работе: И.В.Ажиненко, Г.А.Акопджанова, Ю.П.Гуза.

Литература

- [1] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam, Proceedings of the 8th Nobel Symposium edited by
N. Svartholm(Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968), p.376;
S. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579.
- [2] R. Brandelik et al. (TASSO Coll.), Phys. Lett. B86 (1979) 243;
- [3] Cai-Dian Lü, Wei Wang and Yu-Ming Wang, Phys. Rev. D 75, 094020
(2007).
- [4] V.V. Braguta, A.K. Likhoded, A.V. Luchinsky, Phys. Rev. D 78, 074032
(2008).
- [5] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Phys. Rev. **D86**, 010001
(2012).
- [6] R.M. Godbole, D.Indumathi, M.Krämer, Phys. Rev. D 65, 074003 (2002)
- [7] M.Klasen, B.A.Kniehl, L.Mihaila, M.Steinhauser, Nucl. Phys. B 609,
(2001) 518.
- [8] P.Achard et al. (L3 Coll.), Phys. Lett. B554 (2003) 105.
- [9] Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 237.
- [10] P.Abdallah,...,M.Chapkin et al. (DELPHI Collaboration)
"Study of Inclusive J/ψ production in Two-Photon Collisions
at LEP II with the DELPHI detector"

Phys.Lett.B 565 (2003) 76-86.

- [11] P.Abdallah,...,M.Chapkin et al. (DELPHI Collaboration)
"Measurement of Inclusive $f_1(1285)$ and $f_1(1420)$ Production
in Z Decays with the DELPHI detector"

Phys.Lett.B569 (2003) 129-139.

- [12] P.Abdallah,...,M.Chapkin et al. (DELPHI Collaboration)
"Search for η_b in two-photon collisions at LEP II with
the DELPHI detector"

Phys.Lett.B634 (2006) 340-346.

- [13] P.Abdallah,...,M.Chapkin et al. (DELPHI Collaboration)
"Search for Pentaquarks in the Hadronic Decays of the Z boson with
the DELPHI detector at LEP"

Phys.Lett.B653(2007) 151-160.

- [14] J.Abdallah,...,M.Chapkin et al. (DELPHI Collaboration)
"Inclusive single-particle production in two-photon collisions
at LEP II with the DELPHI detector"

Phys.Lett.B678(2009) 444-449.

- [15] K.Belous, M.Shapkin, A.Sokolov et al. (Belle Collaboration)
"Measurement of the τ lepton mass and an upper limit on the
mass difference between τ^+ and τ^- "

Phys.Rev.Lett.99(2007) 011801,
hep-ex/0608046.

- [16] K. Belous, M. Shapkin et al.(The Belle collaboration)
"Measurement of cross sections of exclusive $e^+e^- \rightarrow VP$
processes at $\sqrt{s} = 10.58$ GeV"

Pys.Lett.B 681(2009), 400,
arXiv:0906.4214[hep-ex].

- [17] K.Belous, M.Shapkin, A.Sokolov et al (Belle Collaboration)
"Measurement of the τ -lepton lifetime at Belle"

Phys. Rev. Lett. 112, 031801 (2014),
arXiv:1310.8503 [hep-ex].

- [18] M.Chapkine "Measurement of inclusive $f_1(1285)$ and $f_1(1420)$
production in Z decays with the DELPHI detector"

JHEP (hep2001) 185.

- [19] M.Chapkine " η_c and η_b in two-photon collisions"

Eur. Phys. J. C 33, (2004) 563-565.

- [20] M.Shapkin "Measurement of the τ -lepton mass and an upper limit on
the mass difference between τ^+ and τ^- "

Nucl. Phys. B 162, 2006, 187-191.

- [21] M.Shapkin "Measurement of mass of the τ -lepton"
Nucl. Phys. B 169, 2007, 140-144.
- [22] M.Chapkin, V.Obraztsov, A.Sokolov "Inclusive D-meson and Λ_c production in two photon collisions at LEP"
Proceedings of the International Conference on the Structure and Interactions of the Photon (Photon 2000), 26-31 August 2000, Ambleside, England (AIP Conference Proceedings 571)
- [23] M.Chapkin "Inclusive J/ψ production in two-photon collisions at LEP II with the DELPHI detector"
Proceedings of the 9th International Conference on Hadron Spectroscopy (Hadron 01), Protvino, Russia, 2001 (AIP Conference Proceedings 619), 803.
- [24] M.Chapkin "Measurement of inclusive $f_1(1285)$ and $f_1(1420)$ production in Z decays with the DELPHI detector"
Proceedings of the 7th International Workshop on Production, Properties and Interaction of Mesons (Meson 02), Crakow, Poland, 2002 (World Scientific, Singapore, 2003), 220.
- [25] M.Chapkin "Inclusive J/ψ production in two-photon collisions at LEP II with the DELPHI detector"
Proceedings of the 7th International Workshop on Production, Properties and Interaction of Mesons (Meson 02), Crakow, Poland, 2002 (World Scientific, Singapore, 2003), 191.
- [26] M.Chapkin "Quarkonium production in two-photon collisions at LEP2 energies"

Proceedings of the XI International Workshop on Deep Inelastic Scattering (DIS03), 23-27 April 2003, Saint-Petersburg, Russia (Proceedings PNPI, Gatchina 2004)

- [27] V.Obraztsov, M.Shapkin, A.Sokolov "LEP fragmentation studies using jets and inclusive charged hadron production in $\gamma\gamma$ collisions"
Proceedings of the XXXII International Conference on High Energy Physics, ICHEP 2004, 16-22 August 2004, Beijing, China (World Scientific, Singapore, 2004), Vol.1, 612.

- [28] M.Shapkin "Tau lifetime and CP violation in tau decay at Belle"
Proceedings of the 35th International Conference of High Energy Physics (ICHEP 2010), July 22-28, Paris, France, p.264.

- [29] H.Hirano et al., "A high resolution cylindrical drift chamber for the KEKB factory experiment"

Nucl. Instr. and Meth. A455, (2000) 294.

- [30] T.Sumiyoshi et al., "Silic aerogel Cherenkov counter for the KEKB factory experiment"

Nucl. Instr. and Meth. A433, (1999) 385.

- [31] K.Abe et al., KEK progress report 96-1 (1996).

- [32] A.Abashian et al., "The K_L/μ detector subsystem for the BELLE experiment at the KEKB factory "

Nucl. Instr. and Meth. A449, (2000) 112.

- [33] Генератор $q\bar{q}$ был разработан коллаборацией CLEO. Информацию можно найти на сайте: <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ>.
- [34] R.Brun et al., CERN-DD-78-2-REV.
- [35] ALEPH Coll., Phys. Lett., **B313**, 520 (1992).
- [36] L3 Coll., Phys. Lett., **B292**, 463 (1992).
- [37] OPAL Coll., Z. Phys. , **C50**, 373 (1991).
- [38] ALEPH Coll., Z. Phys. , **C62**, 539 (1994).
- [39] DELPHI Coll., Nucl. Phys. , **418**, 403 (1994).
- [40] L3 Coll., Z. Phys. , **C62**, 551 (1994).
- [41] OPAL Coll., Z. Phys. , **C61**, 19 (1994).
- [42] DELPHI Coll., Nucl. Instr. and Meth. , **A303**, 233 (1991).
- [43] N.Bingefors et al., Nucl. Instr. and Meth. , **A328**, 447 (1993);
- [44] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), “Performance of the DELPHI Detector”, CERN-PPE/95-194.
- [45] A.Cattai et al., Nucl. Inst. and Meth. **A235** (1985) 310.
- [46] T. Altherr and J. Seixas, Nucl. Inst. and Meth. **A317** (1992) 335. Y. Akiba et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 1057.
- [47] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Nucl. Instr. Methods **A323** (1992) 351.
- [48] K.Abe et al. (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 142001; Phys.Rev. D **70**, 071102 (2004).
- [49] B.Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 031101 (2005).

- [50] B.Delcourt et al. Phys. Lett. B **113**, 93 (1982); Err. Phys. Lett. B **115**, 503 (1982).
- [51] G.S.Adams et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **73**, 012002 (2006).
- [52] B.Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007).
- [53] B.Aubert et al. (BABAR Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 111103(R) (2006).
- [54] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration), Phys. Rev. D **70**, 112007 (2004).
- [55] G.P. Lepage and S.J. Brodsky, Phys. Rev. D **22**, 2157 (1980); S.J. Brodsky and G.P. Lepage, Phys. Rev. D **24**, 2848 (1981).
- [56] V. Chernyak, hep-ph/9906387; V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky, Phys. Rep. **112**, 173 (1984).
- [57] J.M. Gérard and G. López Castro, Phys Lett. B **425**, 365 (1998).
- [58] M. Jacob and G.C. Wick, Ann.Phys. **7**, 404 (1959); S.U. Chung, Phys. Rev. D **57**, 431 (1998).
- [59] M. Benayoun, S.I. Eidelman, V.N. Ivanchenko, and Z.K. Silagadze, Mod. Phys. Lett. A **14**, 2605 (1999)
- [60] G.J. Feldman and R.D. Cousins, Phys. Rev. D **57**, 3873 (1998).
- [61] NA22 Collab., N. M. Agababyan et al., Z. Phys. **C41** (1989) 539; **C46** (1990) 387.
- [62] NA27 Collab., M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. **C44** (1989) 531; **C50** (1991) 405.
- [63] TASSO Collab., R. Brandelik et al., Phys. Lett. **B117** (1982) 135.
- [64] JADE Collab., W. Bartel et al., Phys. Lett. **B145** (1984) 441.
- [65] TPC Collab., H. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 2378.

- [66] CLEO Collab., S. Behrends et al., Phys. Rev. **31** (1985), 2161.
- [67] HRS Collab., S. Abachi et al., Phys. Rev. **D40** (1989) 706; Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1990; Phys. Lett. **B199** (1987) 151.
- [68] CELLO Collab., H.-J. Behrend et al., Z. Phys. **C46** (1990) 397.
- [69] TASSO Collab., R. Braunschweig et al., Z. Phys. **C47** (1990) 167.
- [70] ARGUS Collab., L. Albrecht et al., Z. Phys. **C41** (1989) 557; **C58** (1993) 199; **C61** (1994) 1.
- [71] D. Diakonov et al., Z.Phys. **A359** (1997) 305.
 R.L. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 232003.
 S. Capstick et al., Phys. Lett. **B570** (2003) 185.
 Bin Wu and Bo-Qiang Ma, Phys. Rev. **D69** (2004) 077501.
 J. Ellis et al., JHEP **0405** (2004) 002.
 R.D. Matheus et al., Phys. Lett. **B578** (2004) 323. V. Guzey, Phys. Rev. **C69** (2004) 065203.
- [72] M. Aguilar-Benitez et al., (Particle Data Group), Phys. Lett. **B170** (1986) 289.
- [73] T. Nakano et al. (LEPS Coll.), Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 012002.
 V.V. Barmin et al. (DIANA Coll.), Phys. Atom. Nuclei **66** (2003) 1715; Yad. Fyz. **66** (2003) 1763.
 S. Stepanyan et al. (CLAS Coll.), Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 252001.
 J. Barth et al. (SAPHIR Coll.), Phys. Lett. **B572** (2003) 127.
 A.E. Asratyan et al., Phys. Atom. Nuclei **67** (2004) 682; Yad. Fyz. **67** (2004) 704.
 R.A. Arndt, I.I Strakovsky and R.L. Workman, Phys. Rev. **C68** (2003) 042201.
 V. Kubarovsky et al. (CLAS Coll.), Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 032001.
- [74] K. Hicks, Prog. Part. Nucl. Phys. **55** (2005) 647.
- [75] C. Alt et al. (NA49 Coll.), Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 042003.

- [76] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. **G33** (2006) 1.
- [77] A. Aktas et al. (H1 Coll.), Phys. Lett. **B588** (2004) 17.
- [78] S. Chekanov et al. (ZEUS Coll.), Eur. Phys. J. **C38** (2004) 29.
- [79] S. Schael et al. (ALEPH Coll.), Phys. Lett. **B599** (2004) 1.
- [80] DELPHI Collaboration, DELSIM User's Guide, DELPHI Note 89-67
PROG 142.
- [81] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **27** (1982) 243; *ibid.* **28** (1983) 229;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367.
- [82] P. Abreu et al. (DELPHI Coll.), Z. Phys. **C65** (1995) 587.
- [83] S.U. Chung et al. (E852 Coll.), Phys. Rev. **D60** (1999) 092001.
- [84] V. Uvarov, Phys. Lett. **B511** (2001) 136.
V. Uvarov, Phys. Lett. **B482** (2000) 10.
- [85] P.V. Chliapnikov, Phys. Lett. **B525** (2002) 1.
- [86] P. Abreu et al (DELPHI Coll.), Phys. Lett. **B475** (2000) 429.
- [87] P. Abreu et al (DELPHI Coll.), Z. Phys. **C67** (1995) 543.
- [88] Bodwin et al., Phys. Rev. **D51** (1995) 1125.
- [89] G.S. Bali, Phys. Rep. **343** (2001) 1.
- [90] V.M. Budnev et al., Phys. Rep. **15** (1975) 181.
- [91] N. Fabiano, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **126** (2004) 255.
- [92] A. Heister et al. (ALEPH Coll.), Phys. Lett. **B350** (2002) 56.
- [93] M. Levchenko et al. (L3 Coll.), Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **126** (2004)
260.
- [94] B. Aubert et al. (BABAR Coll.), Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 071801.
- [95] B. Aubert et al. (BABAR Coll.), Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 161801.

- [96] R. Mizuk et al. (Belle Coll.), Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 232002.
- [97] R. Acciarri et al. (L3 Coll.), Phys. Lett. **B503** (2001) 10.
- [98] T. Sjöstrand et al. Comp. Phys. Comm. **135** (2001) 238;
- [99] P. Abreu et al. (DELPHI Coll.), Nucl. Inst. Meth. **A378** (1996) 56.
- [100] M.Klasen, B.A. Kniehl, L.Mihaila, M.Steinhauser hep-ph/0112259.
- [101] K. Ackerstaff et al. (OPAL Coll.), Eur. Phys. J. **C6** (1999) 253.
- [102] A. Augustinus et al. (DELPHI Trigger Group), Nucl. Inst. Meth. **A515** (2003) 782.
- [103] T. Alderweireld et al. in Reports of the Working Groups on precision Calculations for LEP2 Physics, eds. S. Jadah, G. Passarino and R. Pittau, CERN 2000-009 (2000) 219.
- [104] G. Marchesini et al., Comput. Phys. Comm. **67** (1992) 465.
- [105] J. Binnewies, B.A. Kniehl, G. Kramer, Phys. Rev. **D53** (1996) 6110.
- [106] M. Acciarri et al. (L3 Coll.), Phys. Lett. **B503** (2001) 10.
- [107] S. Schael et al. (ALEPH Coll.), Jour. of HEP **09** (2007) 102.
- [108] H. Krasemann and J.A.M. Vermaseren, Nucl. Phys. **B184** (1981) 269.
- [109] G. Zech, Nucl. Inst. and Meth. **A277** (1989) 608.
- [110] D. Buskulic et al.(ALEPH Coll.), Phys. Lett. **B313** (1993) 509.
- [111] J.Z. Bai et al. (BES Coll.), Phys. Rev. **D53** (1996) 20.
- [112] V.V. Anashin et al. (KEDR Coll.), Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **85** (2007) 429.
- [113] B. Aubert et al. (BABAR Coll.), Phys. Rev. **D80** (2009) 092005.
- [114] G. Abbiendi et al. (OPAL Coll.), Phys. Lett. **B492** (2000) 23.
- [115] H. Albrecht et al. (AGRUS Coll.), Phys. Lett. **B292** (1992) 221.

- [116] C. Jadach and Z. Was, *Comp. Phys. Comm.* **85** (1995) 453.
- [117] G.J. Feldman and R.D. Cousins, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 3873.
- [118] Y.S. Tsai, *Phys.Rev. D* **4**, 2821 (1971);
H.B. Thacker and J.J. Sakurai, *Phys. Lett. B* **36**, 103 (1971).
- [119] S. Schael et al. (ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and LEP Electroweak Working Group Collaborations), *Phys. Rep.* **532**, 119 (2013).
- [120] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collaboration), *Phys. Lett. B* **365**, 448 (1996);
G. Alexander *et al.* (OPAL Collaboration), *Phys. Lett. B* **374**, 341 (1996);
R. Barate *et al.* (ALEPH Collaboration), *Phys. Lett. B* **414**, 362 (1997);
M. Acciarri *et al.* (L3 Collaboration), *Phys. Lett. B* **479**, 67 (2000).
- [121] A. Lusiani, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **144**, 105 (2005).
- [122] S.Jadach, B.F.L.Ward, Z.Was, *Comp. Phys. Commun.* **130**, 260 (2000).
- [123] K. Sumisawa *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **95** 061801 (2005).