

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

Шапкин Михаил Михайлович

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

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2014

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук Н.В.Красников, доктор физико-математических наук Л.Н.Смирнова, доктор физико-математических наук В.Б.Гаврилов.

Ведущая организация — Объединенный институт ядерных исследований.

Научный консультант: член-корреспондент РАН В.Ф.Образцов.

Защита диссертации состоится “___” _____ 2014 г. в ___ часов на заседании диссертационного совета Д034.02.01 при Институте физики высоких энергий (142284, г. Протвино Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФВЭ.

Автореферат диссертации разослан “___” _____ 2014 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д034.02.01

Н.Н. Прокопенко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Целью диссертационной работы является представление результатов по:

- измерению 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;
- проведению 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;
- проведению 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 $\Xi^-\pi^+$ ($\Xi(1530)$);
- исследованию 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 цветowych синглетных и цветowych октетных моделей;
- проведению 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;
- поиску основного состояния системы $b\bar{b}$, η_b мезона, в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \eta_b$;
- измерению массы τ -лептона и разности масс τ^+ и τ^- ;
- измерению времени жизни τ -лептона и разности времён жизни τ^+ и τ^- .

Актуальность и 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.

Автор защищает полученные в экспериментах Belle и DELPHI результаты поиска, измерения и исследования:

- сечений 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;
- инклюзивного образования $(K\bar{K}\pi)^0$ в адронных распадах Z-бозона в интервале масс 1.2-1.6 GeV;
- экзотических пятикварковых состояний (пентакварков) на установке DELPHI в адронных распадах Z-бозона в каналах распада pK_s , pK^+ , $\Xi^-\pi^-$, pD^{*-} , pD^{*+} ;
- инклюзивного образования J/ψ мезонов в фотон-фотонных столкновениях на установке DELPHI при энергиях e^+e^- взаимодействия примерно 190 GeV;
- инклюзивного образования заряженных адронов в фотон-фотонных взаимодействиях при энергиях e^+e^- взаимодействия примерно 190 GeV;
- основного состояния системы $b\bar{b}$, η_b мезона, в процессе $\gamma\gamma \rightarrow \eta_b$;
- массы τ -лептона и разности масс τ^+ и τ^- ;
- времени жизни τ -лептона и разности времён жизни τ^+ и τ^- .

Практическая ценность диссертационной 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.

Апробация работы и публикации. Диссертация выполнена в Институте физики высоких энергий. В ее основу положены работы [1]-[12], выполненные при участии автора в 2000 – 2014 гг. и опубликованные в журналах “Physical Review Letters”, “Physics Letters B”, “Nuclear Physics B”, “European Physical Journal C”, “Journal of High Energy Physics”, в виде препринтов ЦЕРН и КЕК, а также в материалах международных конференций [13]-[19]. Основные результаты этих работ докладывались на международных конференциях по физике высоких энергий, сессиях Отделения ядерной физики АН СССР, научных семинарах ИФВЭ, ЦЕРН и КЕК.

Структура диссертации. Работа изложена на 225 страницах, состоит из введения, семи глав и заключения, содержит 106 рисунков, 12 таблиц, список цитируемой литературы из 123 пунктов.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

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.

В разделе 3.1 обосновывается актуальность данного исследования. Указывается, что измеренное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta_c$ в экспериментах Belle и BABAR оказалось существенно выше теоретически предсказанного. 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. Модели, основанные на КХД, дают зависимость от энергии сечения реакции $e^+e^- \rightarrow VP$. Сравнение результатов, полученных в эксперименте Belle с результатами других экспериментов при более низких энергиях позволяет проверить предсказания этих моделей.

В разделе 3.2 представлены отбор событий и определение сечений. 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. Для подавления фона от $Bhabha$ и $\mu^+\mu^-$ событий реконструированная энергия в системе центра масс сталкивающихся пучков (СМ) должна быть меньше 9 GeV, сумма абсолютных величин импульса двух самых быстрых заряженных частиц в СМ также меньше 9 GeV. Для реконструкции распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ использовались только фотоны, которые не образуют кандидата в π^0 -мезон ни с каким другим фотоном.

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

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

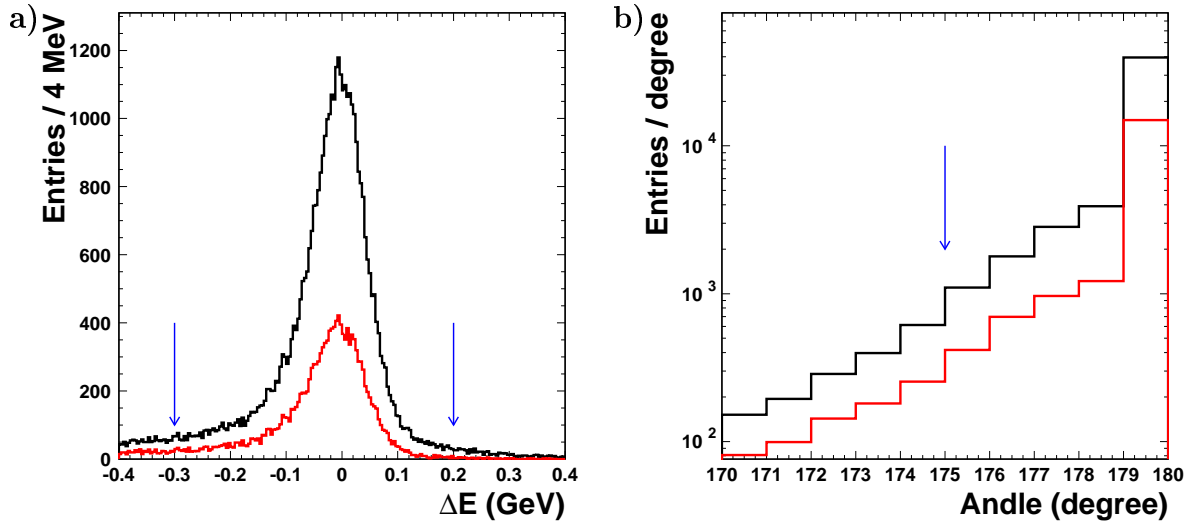


Рис. 1: Распределения для Монте Карло событий для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. **a)** Разность между энергией $\phi\eta'$ в СМ и \sqrt{s} коллайдера КЕКВ. **b)** Угол между кандидатами ϕ и η' в СМ. Стрелками показаны обрезания, сделанные для реальных данных. 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 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 во всех рассматриваемых каналах реакций видны значимые концентрации событий на двумерных распределениях возле масс соответствующих векторных и псевдоскалярных мезонов. В качестве примера на рисунке 2 приведено двумерное распределение для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi(1020)\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$, а также соответствующие одномерные распределения (рисунок 3 а) и б)) с результатом фита двумерного распределения, который будет описан ниже.

Чтобы получить число сигнальных событий проводился фит двумерных распределений методом максимума правдоподобия. При этом предполагалось, что массовые распределения для векторных и псевдоскалярных частиц некоррелированы.

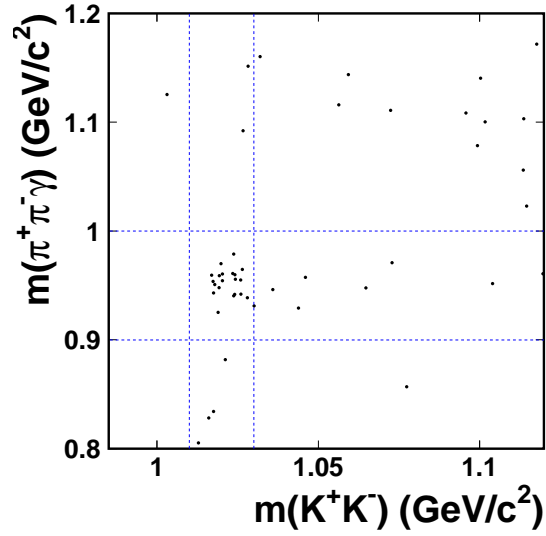


Рис. 2: Двумерное распределение для процесса $e^+e^- \rightarrow \phi\eta' \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. Пунктирные линии показывают массовые диапазоны, используемые для построения одномерных проекций.

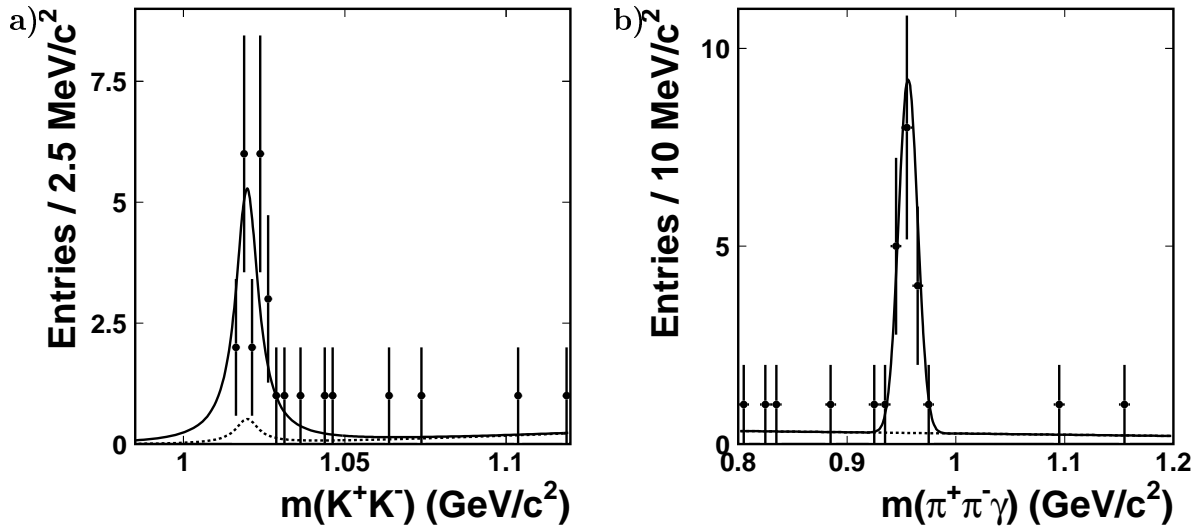


Рис. 3: Проекция двумерного распределения $m(K^+K^-)$ vs. $m(\pi^+\pi^-\gamma)$ на **a)** $m(K^+K^-)$ и **b)** $m(\pi^+\pi^-\gamma)$ для реакции $e^+e^- \rightarrow \phi\eta \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\gamma$. Сплошными линиями показан результат фита двумерного распределения, пунктирными линиями показан вклад фона.

При этом предположении двумерные распределения на 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 $m_0 = 2 \cdot m_{K^+}$. Фон для систем $\pi^+\pi^-$, $\gamma\gamma$, $\eta\pi^+\pi^-$ and $\pi^+\pi^-\gamma$ параметризовался полиномом первой степени. 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 1.

Из чисел сигнальных событий N соответствующие сечения определялись по формуле:

$$\sigma = \frac{N}{L \times B_V \times B_P \times \epsilon}, \quad (1)$$

где L - интегральная светимость (516 fb^{-1}), B_V, B_P - брэнчинги соответствующих каналов распада для векторных и псевдоскалярных мезонов, 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:

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

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 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 аксептансом установки распределение по $\cos\theta^*$.

Таблица 1: Числа 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

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

Сечения, соответствующие эффективности регистрации, статистические значимости сигналов и числа наблюдаемых сигнальных событий приведены в таблице 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 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ($39.31 \pm 0.20\%$).

В разделе 3.3 проведён анализ систематических погрешностей. Систематическая погрешность в определении эффективности регистрации распада $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ определяется погрешностями в моделировании электромагнитных ливней в калориметре 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. Различия 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 $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Предполагалось, что погрешность эффективности регистрации одиночного фотона равна 2%. Систематические погрешности из-за точности знания брэнчингов анализируемых распадов 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. Систематическая 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 `Whabha` 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 иден-

Таблица 2: Величины сечений реакций $e^+e^- \rightarrow VP$, радиационно поправленные по формулам из [20], измеренные в Belle, предсказанные теоретически [21, 22] и измерение BABAR.

Реакция	σ_0 Belle (fb)	σ [21] (fb)	σ [22] (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	–

тификации заряженного каона оценивалась из сравнения эффективностей каонной 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 оказались в диапазоне от 5.0% до 7.4%.

В разделе 3.4 проводится анализ радиационных поправок, так как 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 допускается 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 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:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma}{1 + \delta}, \quad (3)$$

где σ взято из формулы (1). BABAR вычисляет величину $1 + \delta$ по формулам из статьи [20] 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.

В разделе 3.5 проводится сравнение полученных результатов с данными экспериментов CLEO и Belle, а также с теоретическими предсказаниями [21, 22]. Результаты сравнения приведены в таблице 2.

Из таблицы 2 мы видим, что при сравнении с теоретическими предсказаниями [21, 22] 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 2, модель [21] предсказывает $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\eta)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \rho\eta')} > 1$, но это не наблюдается в данных.

Зависимость от энергии сечений рассматриваемых реакций очень важно для проверки теоретических моделей. На рисунках 4(a-d) показаны радиационно поправленные [20] 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 4(b) стрелкой показан верхний предел сечения, полученный в CLEO, а кривые проходят через измерение Belle. Из рисунков 4 мы не можем сделать какое-либо определённое заключение об энергетической зависимости реакций $e^+e^- \rightarrow VP$.

В разделе 3.6 проводится сравнение результатов, полученных в пике резонанса $\Upsilon(4S)$ с данными вне $\Upsilon(4S)$ резонанса. Это нужно для проверки того, 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 получаются 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, которые 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.

Четвёртая 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.

В разделе 4.1 описывается состояние по данной тематике с точки зрения эксперимента на момент проведения описываемых анализов. Указывается, что 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 $a_0(980)$). 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

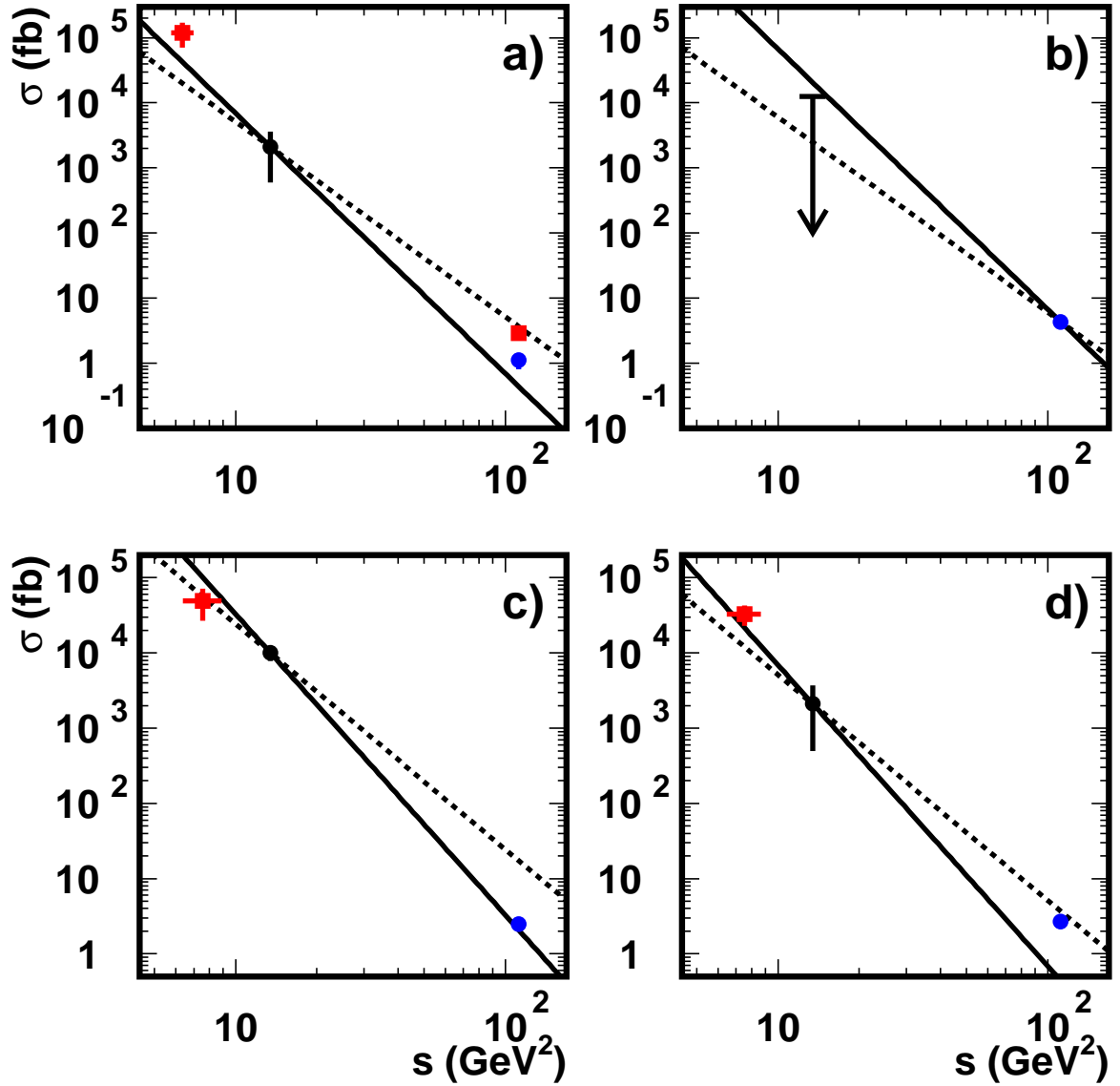


Рис. 4: Измеренные сечения при $\sqrt{s} \approx 2.5, 2.75 \text{ GeV}$ в BABAR, $\sqrt{s} = 3.67 \text{ GeV}$ в CLEO и при $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ в BABAR и Belle для различных процессов. Измерения BABAR показаны красными квадратами. а) $e^+e^- \rightarrow \phi\eta$, б) $e^+e^- \rightarrow \phi\eta'$; 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 $1/s^3$.

распадах Z бозона, $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ (то есть 3P_1).

Известно по крайней мере четыре нестранных изоскалярных мезона, $I^G(J^{PC}) = 0^+(1^{++})$ 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, 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, $I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{+-})$ $h_1(1380)$ 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. 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.

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. Несколько моделей предсказывают мультиплетную структуру и характеристики пентакварков, например киральная солитонная модель, некоррелированные и коррелированные кварковые модели, термальная модель, решётчатая КХД и другие. 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. Приводится перечисление экспериментов, в которых объявлялось о возможном наблюдении сигналов от пентакварков, начиная с 60-х годов XX века.

В разделе 4.2 описывается отбор событий с адронными распадами Z бозона. После описания критериев качества отобранных треков, указывается, что адронные события характеризуются высокой множественностью вторичных заряженных частиц, которые несут существенную часть начальной 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.

Таблица 3: 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	$870 \pm 128(stat.) \pm 136(syst.)$

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

В разделе 4.3 исследовался инклюзивный массовый спектр системы $K_S K^\pm \pi^\mp$. Распределение спектра инвариантных масс для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ не даёт видимых сигналов в массовом диапазоне от 1.2 до 1.6 GeV. Также сигналы отсутствуют если наложить условие, 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. 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 $K_S K^\pm$. 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 этим условием существенно сокращается. Используя Монте Карло события, было определено, что обрезание $M(K_S K^\pm) < 1.04$ 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 5.

В распределении видны два пика с разрешением 8 и 9 MeV соответственно для пика с меньшей и большей массой. Параметры сигналов и числа событий из фита приведены в таблице 3.

Полученные параметры наиболее близки к параметрам известных состояний $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$. 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 $M(K_S K^\pm) < 1.04$ GeV (0.70, 0.32). Приведённые ошибки - статистические погрешности Монте Карло.

В разделе 4.4 описывается парциально-волновой анализ системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ Система, состоящая из трёх псевдоскалярных частиц, описывается пятью переменны-

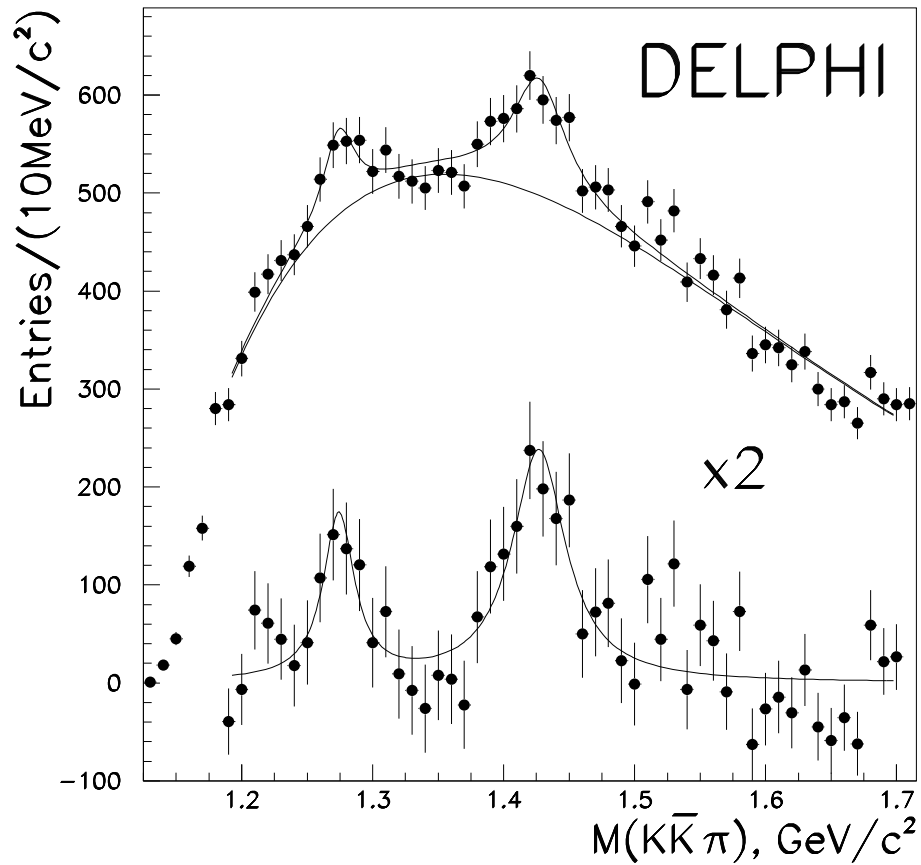


Рис. 5: Распределения по инвариантной массе для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ при условии $M(K_S K^\pm) < 1.04$ GeV. Две кривые в верхней части рисунка представляют результат фита гистограммы суммой функций Брейта-Вигнера и гладкого фона. В нижней части рисунка показана гистограмма после вычитания фона, умноженная на 2 вместе с функциями Брейта-Вигнера, полученными из фита.

ми, 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 [23]. 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 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 также, как при фите на рисунке 5.

Сами сигналы представлялись набором квазидвухчастичных амплитуд, которые имеют форму функций Брейта-Вигнера, умноженных на спин-чётностные члены [23]. 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. 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 $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+}), 0^-(1^{+-})K^*(892) + c.c.$ 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 6 совместно с вкладами различного типа фонов. Массы, ширины и числа событий, полученные из фита статистически совместимы с приведёнными в таблице 3. 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. Во всех этих фитах оценивался относительный вклад различных типов фонов. Все фиты подтвердили относительные вклады фонов, полученные ранее.

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 возможный вклад от состояний $\eta(1440)$ и $h_1(1380)$ можно получить из значений максимальной 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 $(0. \overset{+0.007}{-0.})$ и $(0.017 \overset{+0.011}{-0.015})$.

В разделе 4.5 анализируются средние множественности рождения $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ мезонов на один адронный распад Z бозона. 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%.

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 [?, ?] показаны на рисунке 7 для усреднённых результатов экспериментов на коллайдере LEP. На этот

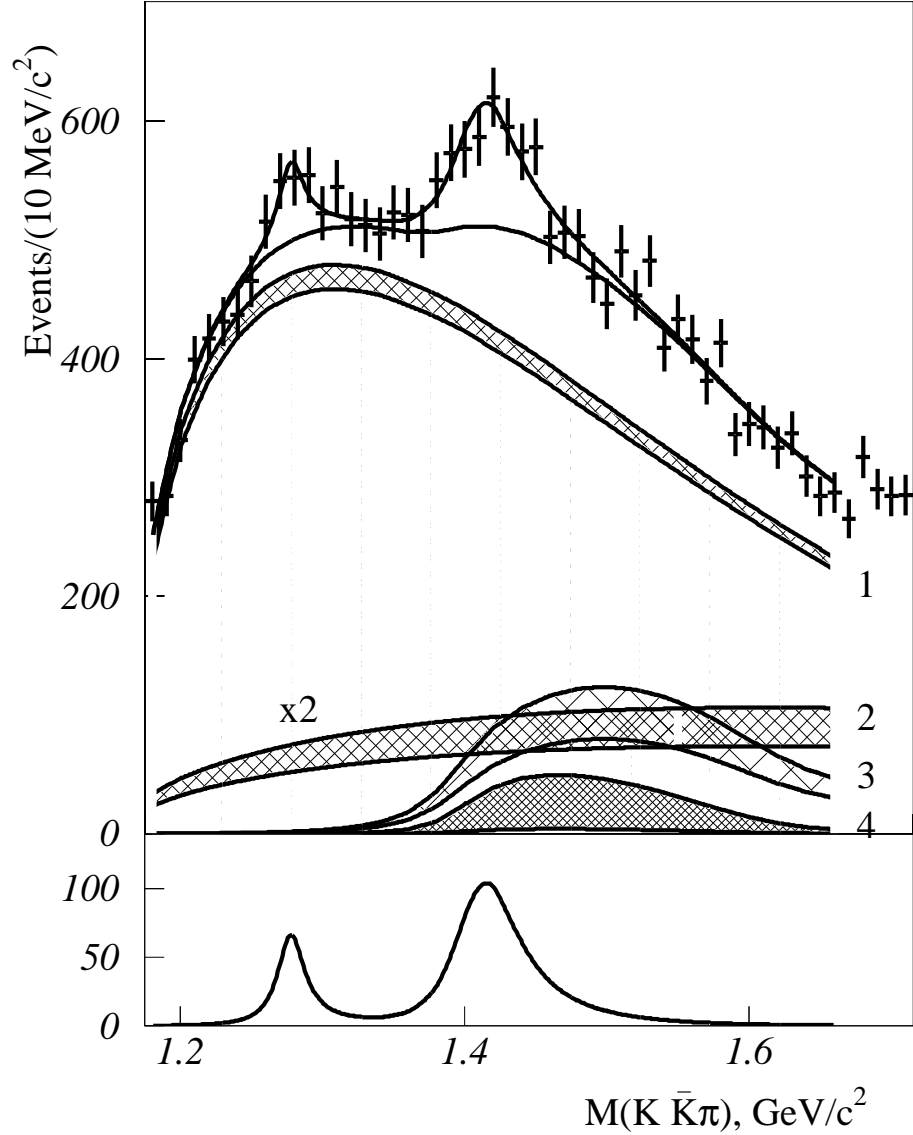


Рис. 6: Распределение по инвариантной массе для системы $K_S K^\pm \pi^\mp$ при условии $M(K_S K^\pm) < 1.04$ GeV совместно результатами фита ПВА. В нижней части рисунка показаны вклады сигналов $1^{++} a_0(980)\pi$ для первого пика и $1^{++} K^*(892)\bar{K}$ для второго пика. Фон состоит из неинтерферирующей 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.

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 $\gamma^k \approx 1/4(\gamma = 0.50 \pm 0.02)$ [?], $k = 2$, k - число s и \bar{s} кварков в мезоне, как показано на рисунке 7. Таким образом средние множественности рождения $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$ указывают на малую вероятность содержания в них большого количества странности.

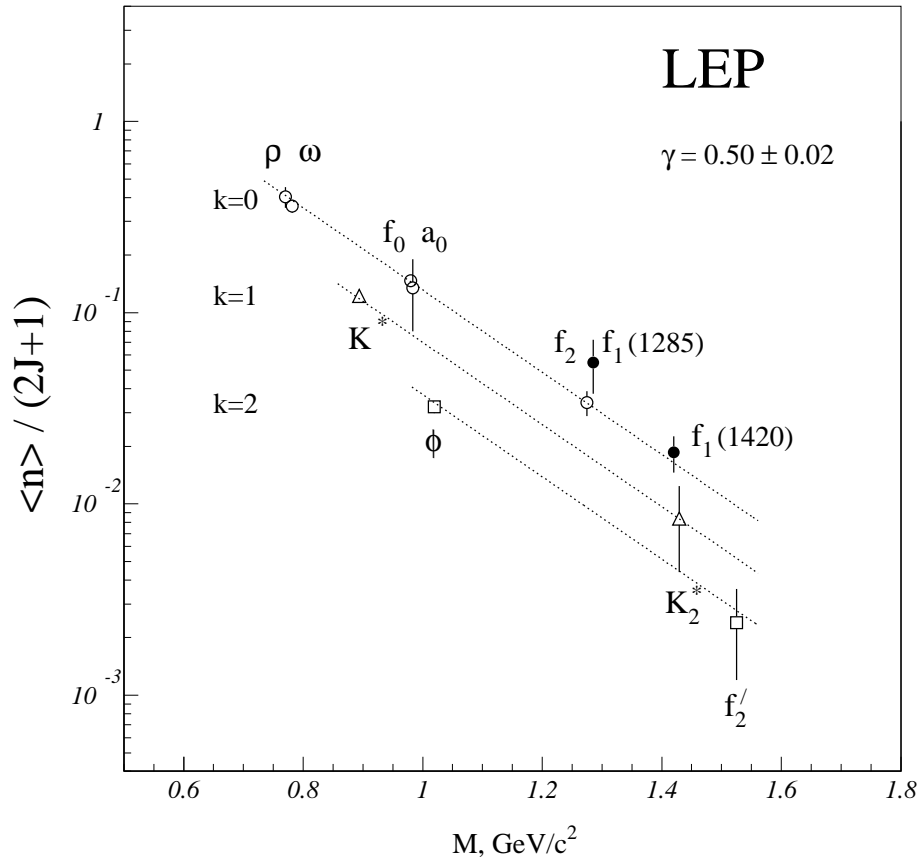


Рис. 7: Средние множественности состояний на один адронный распад Z бозона, на одно спиновое и одно изоспиновое состояние для скалярных, векторных и тензорных мезонов как функции массы (незаполненные кружки из [?]). Два чёрных кружка соответствуют $f_1(1285)$ и $f_1(1420)$, представленным в данном анализе.

Раздел 4.5 посвящён поиску пентакварков в адронных распадах Z бозона. После поиска сигналов в каналах pK_s , pK^+ , $\Xi^-\pi^-$, pD^{*-} , pD^{*+} и демонстрации наличия стандартных трехкварковых состояний в каналах pK^- ($\Lambda(1520)$) и $\Xi^-\pi^+$ ($\Xi(1530)$), были установлены верхние пределы 95% уровня достоверности на парциальные ширины распада Z бозона в приведенные выше моды распада пентакварков. Значения

этих пределов следующие:

$$\begin{aligned}
\langle N_{\Theta^+} \rangle \times Br(\Theta^+ \rightarrow pK_S^0) &< 5.1 \times 10^{-4} \\
\langle N_{\Theta^{++}} \rangle &< 1.6 \times 10^{-3} \\
\langle N_{\Phi(1860)^{--}} \rangle \times Br(\Phi(1860)^{--} \rightarrow \Xi^- \pi^-) &< 2.9 \times 10^{-4} \\
\langle N_{\Theta_c(3100)^0} \rangle \times Br(\Theta_c(3100)^0 \rightarrow D^{*+} \bar{p}) &< 8.8 \times 10^{-4}.
\end{aligned}$$

Пятая глава посвящена исследованиям образования адронов в фотон-фотонных взаимодействиях на LEP II. 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.

В разделе 5.1 указывается, что 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. На рисунке 8 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, инициированным партонным содержанием фотона γ^* .

Сечения инклюзивного рождения тяжёлых кваркониев (чармониев и боттомониев) можно посчитать в модели нерелятивистской КХД (NRQCD). При этом предсказания будут различными, если учитывать в процессе образования кваркония только диаграммы, в которых пара кварк-антикварк находится в цветовом синглетном

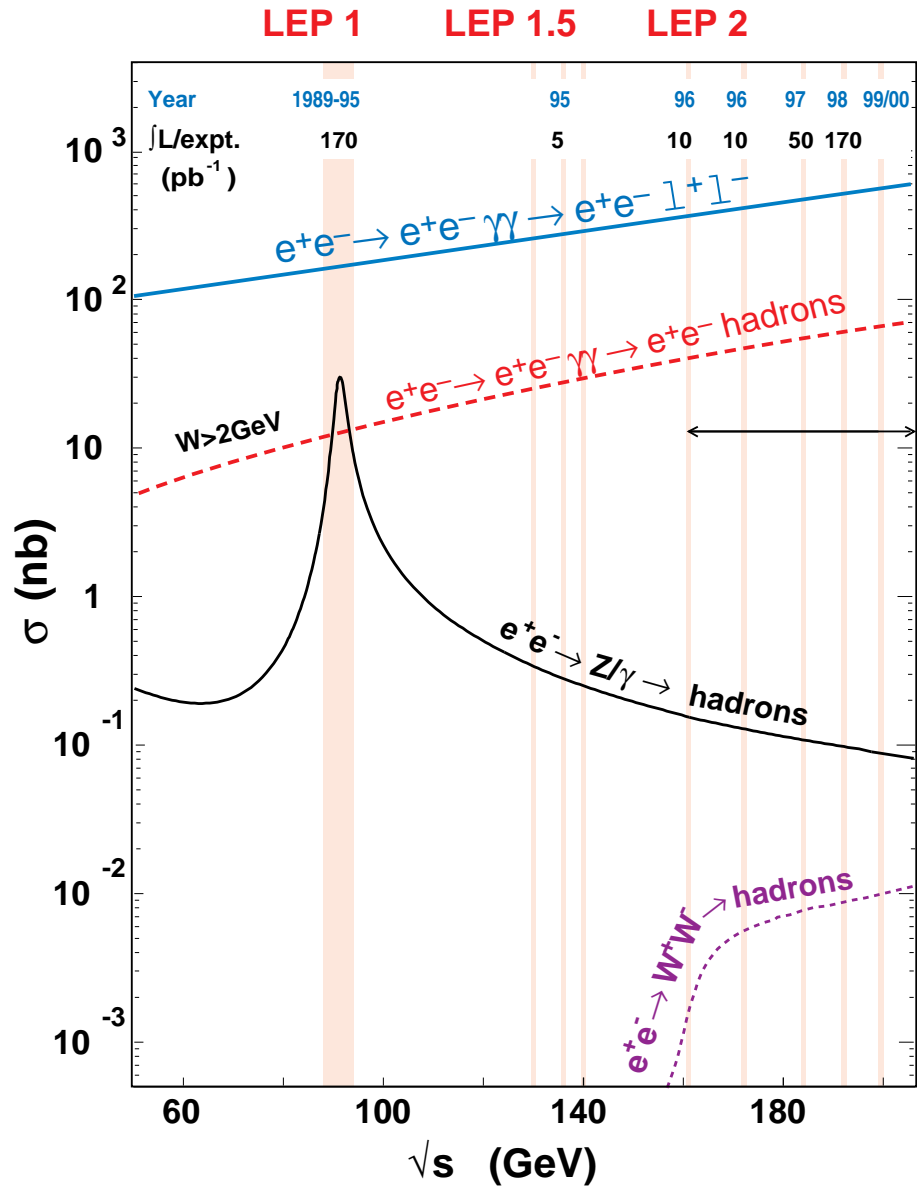


Рис. 8: Зависимость сечений различных процессов от \sqrt{s} сталкивающихся электронного и позитронного пучков.

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, 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 скорости, 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 называют resolved).

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:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = \int \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \eta_b} dL_{\gamma\gamma}(W^2), \quad (4)$$

где выражение для сечения:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \eta_b} = 8\pi(2J_R + 1) \cdot \Gamma_{\gamma\gamma}(R) \cdot F^2(q_1, q_2) \cdot \frac{\Gamma_R}{(W^2 - m_R^2)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2}. \quad (5)$$

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 - 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 $b\bar{b}$ - η_b мезона, так как имеется несколько теоретических моделей с предсказанием для величины разности масс $\Delta M = M(\Upsilon(1S)) - M(\eta_b)$. 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. Если подставить $m_{\eta_b} = 9.4 \text{ GeV}$ в приведённые выше формулы, то сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_b)$ ожидается в диапазоне от 0.14 до 0.32 pb при $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$. Интегральная светимость статистики, набранной экспериментом DELPHI за период работы коллайдера LEP II, равняется 617 pb^{-1} .

В разделе 5.2 анализируются критерии отбора фотон-фотонных взаимодействий. Указывается, что 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. В качестве примера приводятся критерии отбора для анализа инклюзивного рождения J/ψ -мезона. Аналогичные критерии используются в большинстве инклюзивных анализов фотон-фотонных взаимодействий. Наиболее важной переменной, по которой нужно делать обрезание при отборе событий, является инвариантная масса водимой в детекторе адронной системы W_{vis} . Сравнение распределения по W_{vis} для данных с предсказаниями Монте Карло генератора RYTHIA показаны на рисунке 9. Из рисунка видно, что обрезание $W_{vis} < 35 \text{ GeV}$ убирает большую часть фоновых событий. Основным источником фона является процесс $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$, вклад которого в отобранные события составляет примерно 1.2 %. Как видно из рисунка 9 вклад от процесса $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ пренебрежимо мал.

В разделе 5.3 исследуется 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 мюононов 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 10 показано распределение по инвариантной массе идентифицированных $\mu^+\mu^-$ пар. На нём чётко виден сигнал от J/ψ мезона при небольшом фоне. Полученное 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 эксперимента L3 для сечения рождения b-адронов в $\gamma\gamma$ взаимодействиях и взять величину брэнчинга b-адронов в J/ψ из PDG, 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

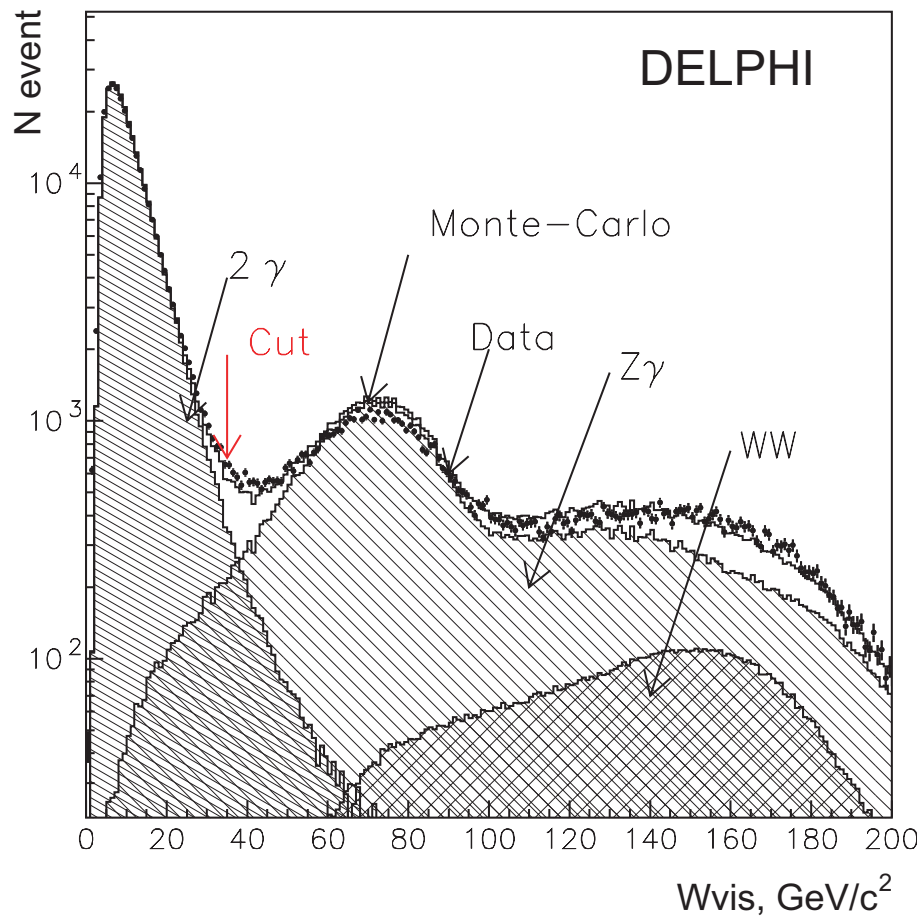


Рис. 9: Распределение по инвариантной массе видимой системы адронов W_{vis} для данных и симулированные распределения для процессов $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$, $e^+e^- \rightarrow Z\gamma$, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, а также суммарное распределение для всех симулированных процессов.

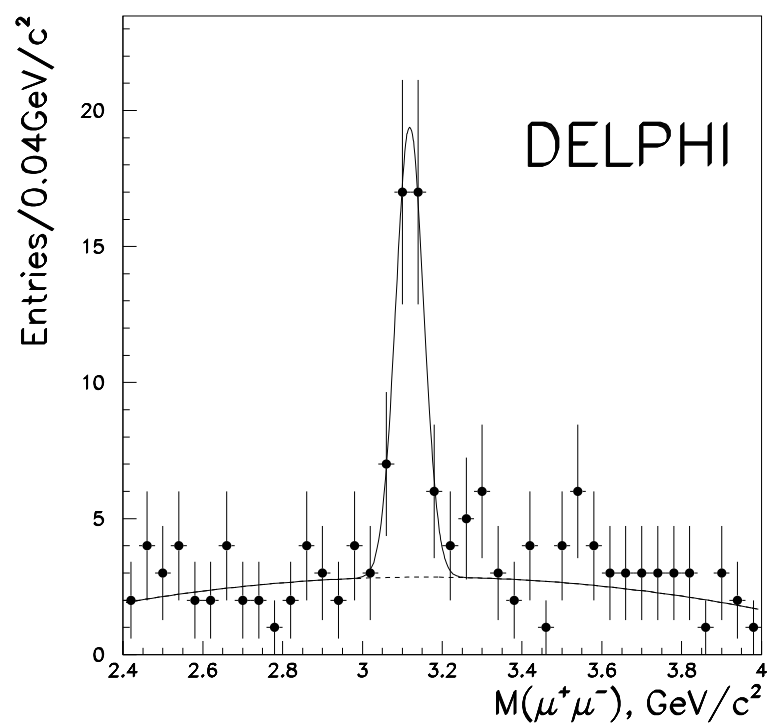


Рис. 10: Распределение по инвариантной массе $\mu^+\mu^-$ на статистике LEP II в эксперименте DELPHI. Кривыми показан результат фита этого распределения суммой функции Гаусса и полинома второй степени.

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 четырёхтрековых событиях с кандидатами от распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ нет фотонов, конвертировавших в e^+e^- .

Для оценки эффективности регистрации использовался генератор РУТНИА 6.156. Сгенерированные события были пропущены через программу моделирования отклика детектора 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.

На рисунке 11 показано распределение для $P_T^2(J/\psi)$. Как ожидается из предсказания генератора РУТНИА, 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 РУТНИА:

$$\frac{dN}{dp_T^2} = f \cdot \frac{dN}{dp_T^2}|_{Diffractive} + (1 - f) \cdot \frac{dN}{dp_T^2}|_{Resolved}, \quad (6)$$

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 11 показаны вклады от “diffractive” и “resolved” процессов, полученные из фита.

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

$$\begin{aligned} \epsilon(diffractive) &= (0.98 \pm 0.04)\%, \\ \epsilon(resolved) &= (3.87 \pm 0.09)\%. \end{aligned} \quad (7)$$

Суммарная эффективность для двух разных процессов определяется из формулы:

$$\frac{1}{\epsilon} = \frac{f}{\epsilon(diffractive)} + \frac{1 - f}{\epsilon(resolved)}. \quad (8)$$

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

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

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

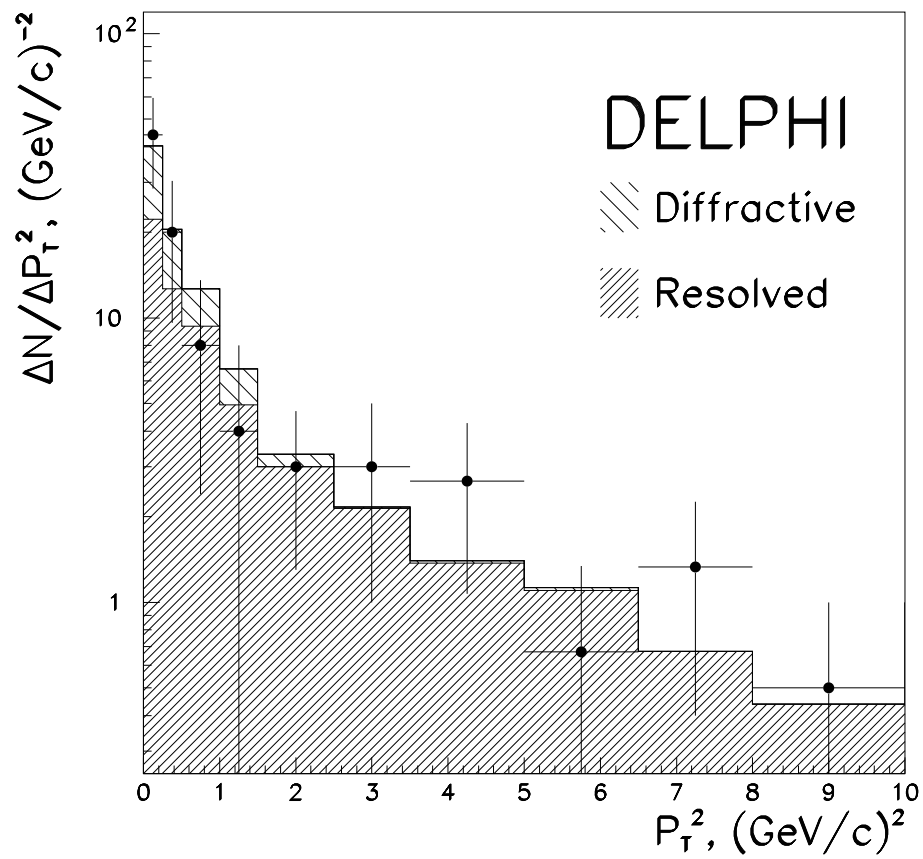


Рис. 11: $P_T^2(J/\psi)$ распределения. Точками с ошибками показано распределение для данных. Гистограммами показаны Монте Карло распределения для “diffractive” и “resolved” процессов с относительным вкладом, полученным из фита экспериментальных данных.

Из-за большой модельной зависимости, проявляющейся в разных эффективностях 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 (8) можно получить видимое сечение:

$$\sigma_{vis} = 3.0 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.1(\text{syst.}) \text{ pb.} \quad (10)$$

Систематическая погрешность определяется в основном ошибкой относительных вкладов “diffractive” и “resolved” процессов, в которых эффективности регистрации $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ различны.

Измеренное сечение (9) 45 ± 19 pb существенно выше предсказаний цветовых синглетных моделей. Предсказание генератора RYTHIA для J/ψ мезонов с $P_T > 1$ GeV, где доля “resolved” процессов составляет $(91.6 \pm 7.1)\%$, даёт $\sigma_{P_t > 1 \text{ GeV}} = 7.0 \pm 2.2$ pb. Аналогичные предсказания для цветовой синглетной модели даются в работах группы немецкого теоретика Класена. В этих же работах указывается, что включение цветовых октетных вкладов приводит в согласие данные эксперимента и теории. На рисунке 12 показано распределение дифференциального сечения инклюзивного рождения J/ψ мезонов как функция $P_T^2(J/\psi)$. Также на этом рисунке показаны теоретические предсказания для цветовой синглетной и цветовой октетной моделей. Наблюдается очень хорошее согласие цветовой октетной модели с экспериментом.

В разделе 5.4 приводятся результаты измерения дифференциального сечения инклюзивного рождения заряженных частиц. В начале раздела приводится основная мотивация этого исследования, связанная с тем, что в эксперименте L3 измеренное дифференциальное сечение инклюзивного рождения заряженных адронов превышает предсказание NLO КХД при больших поперечных импульсах ($5 < p_T < 17$ GeV). В то же время данные эксперимента OPAL говорят о хорошем согласии с NLO КХД в диапазоне $p_T < 10$ GeV.

Анализ данных эксперимента DELPHI показал, что получаемые дифференциальные сечения при больших поперечных импульсах сильно зависят от критериев отбора событий с фотон-фотонными взаимодействиями. Полученные дифференциальные сечения $d\sigma/dp_T$ показаны на рисунке 13 для различных критериев отбора событий. На этом рисунке также показано предсказание генератора RYTHIA. Наблюдается очень хорошее согласие с данными для p_T от 1.6 GeV вплоть до самых больших p_T , достижимых в эксперименте.

Для изучения систематики, связанной с выбором конкретных критериев отбора, было проведено варьирование этих критериев. Варьировались обрезание на верхний предел W_{vis} , $W_{vis \text{ max}}$ и обрезание на полярный угол треков, θ , используемых в анализе. Меньшее значение величины $W_{vis \text{ max}}$ 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 13 показаны распределения $d\sigma/dp_T$, полученные с использованием треков, у

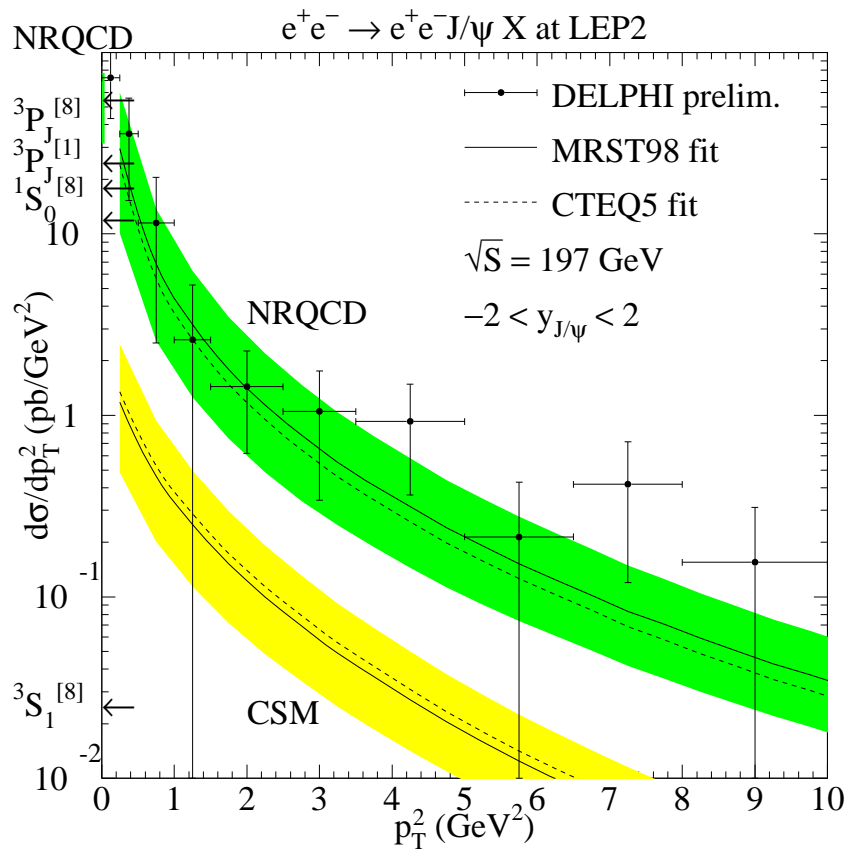


Рис. 12: Распределение по $P_T^2(J/\psi)$ дифференциального сечения инклюзивного рождения J/ψ мезонов. Закрашенными областями показаны теоретические предсказания цветовой синглетной и цветовой октетной моделей.

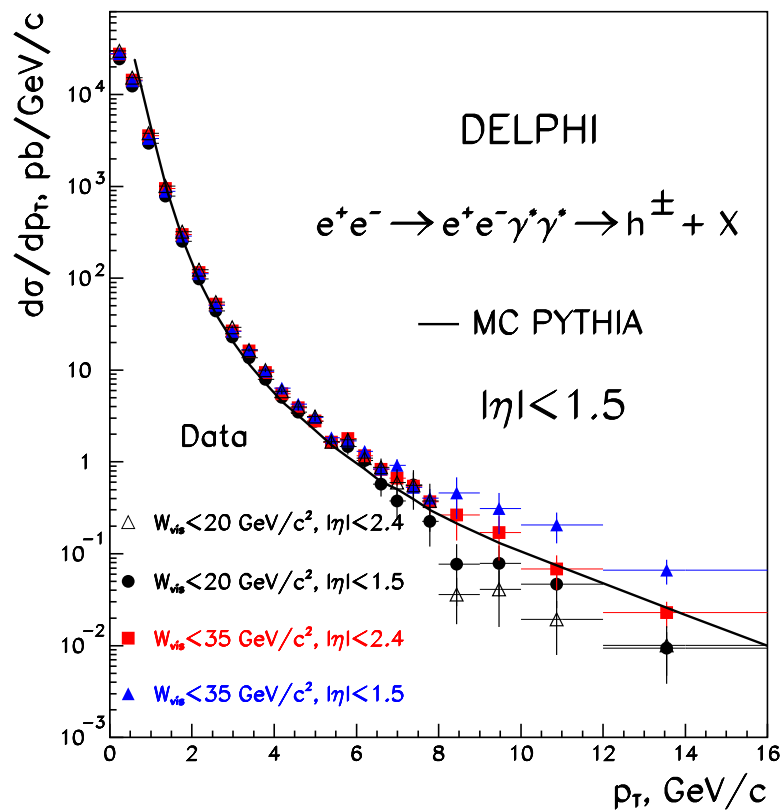


Рис. 13: Дифференциальные $d\sigma/dp_T$ распределения для заряженных адронов с $|\eta| < 1.5$, рождённых в процессе $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$. Обрезание на минимальное значение W_{vis} всегда было $W_{vis} > 5 \text{ GeV}$, значения максимальных значений W_{vis} показаны на рисунке. Линией показано предсказание генератора PYTHIA для процесса $\gamma^*\gamma^* \rightarrow hadrons$.

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.

Окончательные результаты измерения приведены в таблице 4 для величины $d\sigma/dp_T$ как функции p_T для двух диапазонов псевдобыстроты треков $|\eta| < 1$ и $|\eta| < 1.5$ и для $p_T > 1.6 \text{ GeV}$, когда эффективность триггера близка к 100%. Первые ошибки статистические, вторые - суммарные систематические.

В разделе 5.5 приводится обсуждение полученных 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 [24] 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} ($W_{vis} < 78 \text{ GeV}$ вместо $W_{vis} < 35 \text{ GeV}$) 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 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$, который доминирует при больших значениях p_T . Был получен dN/dp_T спектр заряженных частиц для критериев отбора “как в L3” совместно с предсказаниями Монте Карло вкладов в этот спектр от различных процессов. Наблюдалось 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. При этом подавляющее большинство треков с большими p_T не являются продуктами процесса $\gamma\gamma \rightarrow hadrons$. Проведённое сравнение подтверждает правильность выбора DELPHI обрезания $W_{vis} < 35 \text{ GeV}$ для минимизации вклада заряженных частиц от фоновых процессов.

Раздел 5.6 посвящён поиску 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:

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

Таблица 4: 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	$(2.36 \pm 0.02^{+0.88}_{-0.41}) \times 10^2$	$(3.00 \pm 0.02^{+0.42}_{-0.60}) \times 10^2$
2.0 - 2.4	2.17	$(8.98 \pm 0.11^{+3.24}_{-1.18}) \times 10^1$	$(1.15 \pm 0.01^{+0.09}_{-0.17}) \times 10^2$
2.4 - 2.8	2.58	$(4.05 \pm 0.07^{+1.30}_{-0.58}) \times 10^1$	$(5.23 \pm 0.08^{+0.27}_{-0.82}) \times 10^1$
2.8 - 3.2	2.98	$(2.10 \pm 0.05^{+0.82}_{-0.27}) \times 10^1$	$(2.66 \pm 0.06^{+0.30}_{-0.38}) \times 10^1$
3.2 - 3.6	3.38	$(1.24 \pm 0.04^{+0.44}_{-0.17}) \times 10^1$	$(1.61 \pm 0.05^{+0.05}_{-0.25}) \times 10^1$
3.6 - 4.0	3.78	$(7.31 \pm 0.34^{+2.92}_{-1.06})$	$(9.41 \pm 0.35^{+1.03}_{-1.69})$
4.0 - 4.4	4.18	$(4.29 \pm 0.26^{+2.07}_{-0.47})$	$(5.54 \pm 0.27^{+0.85}_{-0.54})$
4.4 - 4.8	4.59	$(2.95 \pm 0.22^{+1.36}_{-0.46})$	$(3.89 \pm 0.24^{+0.42}_{-0.47})$
4.8 - 5.2	4.99	$(2.22 \pm 0.19^{+1.05}_{-0.12})$	$(2.78 \pm 0.20^{+0.29}_{-0.10})$
5.2 - 5.6	5.39	$(1.33 \pm 0.16^{+0.62}_{-0.05})$	$(1.65 \pm 0.16^{+0.19}_{-0.06})$
5.6 - 6.0	5.79	$(1.36 \pm 0.17^{+0.41}_{-0.25})$	$(1.70 \pm 0.19^{+0.12}_{-0.24})$
6.0 - 6.4	6.19	$(9.70 \pm 1.42^{+4.04}_{-1.20}) \times 10^{-1}$	$(1.16 \pm 0.15^{+0.15}_{-0.14})$
6.4 - 6.8	6.59	$(4.57 \pm 1.01^{+3.26}_{-0.88}) \times 10^{-1}$	$(8.34 \pm 1.36^{+0.47}_{-2.68}) \times 10^{-1}$
6.8 - 7.2	6.98	$(5.44 \pm 1.11^{+5.96}_{-3.03}) \times 10^{-1}$	$(6.65 \pm 1.12^{+2.52}_{-2.90}) \times 10^{-1}$
7.2 - 7.6	7.38	$(5.13 \pm 1.04^{+1.18}_{-0.92}) \times 10^{-1}$	$(5.43 \pm 1.09^{+0.28}_{-0.23}) \times 10^{-1}$
7.6 - 8.0	7.78	$(2.93 \pm 0.91^{+1.70}_{-1.57}) \times 10^{-1}$	$(3.67 \pm 0.92^{+0.38}_{-1.42}) \times 10^{-1}$
8.0 - 9.0	8.44	$(1.56 \pm 0.68^{+3.48}_{-1.33}) \times 10^{-1}$	$(2.65 \pm 1.23^{+1.94}_{-2.30}) \times 10^{-1}$
9.0 - 10.0	9.47	$(1.08 \pm 0.59^{+1.76}_{-0.89}) \times 10^{-1}$	$(1.71 \pm 0.86^{+1.41}_{-1.30}) \times 10^{-1}$
10.0 - 12.0	10.87	$(0.53 \pm 0.22^{+1.68}_{-0.44}) \times 10^{-1}$	$(0.68 \pm 0.28^{+1.37}_{-0.49}) \times 10^{-1}$
12.0 - 16.0	13.53	$(0.16 \pm 0.05^{+0.26}_{-0.02}) \times 10^{-1}$	$(0.23 \pm 0.07^{+0.43}_{-0.14}) \times 10^{-1}$

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

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

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. Конкретные величины обрезаний по суммарному поперечному импульсу 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. Ожидаемого сигнала в области масс около 9.4 GeV не обнаружено. Результаты поиска совместно с соответствующими верхними пределами приведены в таблице 5.2.

Таблица 5: Число η_b кандидатов в распадах на 4, 6 и 8 заряженных частиц (N_{obs}), ожидаемое количество фоновых событий (N_{bkg}), 95% С.Л. верхние пределы для сигнальных событий (N_{ev}), эффективности регистрации и 95% С.Л. верхние пределы на $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_b) \times \text{BR}(\eta_b)$.

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

Шестая глава посвящена измерению массы τ -лептона. В ней представлены результаты измерения массы τ -лептона и разности масс положительного и отрицательного τ -лептона. Получено значение верхнего предела разности масс τ^+ и τ^- .

В разделе 6.1 указывается, что 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, являются результатом усреднения четырёх измерений: экспериментов BES, KEDR, BABAR и Belle. Эксперименты BES и KEDR измеряли массу τ -лептона методом отличным от метода в Belle и BABAR - 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.

В разделе 6.2 описывается метод измерения массы τ -лептона, который был впервые применён в эксперименте ARGUS и который можно назвать методом псевдомассы. Суть его заключается в следующем. При адронном распаде τ -лептона масса τ -лептона M_τ связана с четырёхимпульсом образовавшейся адронной системы X следующей формулой:

$$M_\tau^2 = M_X^2 + M_\nu^2 + 2E_X E_\nu - 2P_X P_\nu \cos \theta, \quad (11)$$

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:

$$M_\tau^2 = M_X^2 + 2(E_\tau - E_X)(E_X - P_X \cos \theta). \quad (12)$$

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 (12) 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

$$M_{\text{min}} = \sqrt{M_X^2 + 2(E_{\text{beam}} - E_X)(E_X - P_X)} \quad (13)$$

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 .

Для иллюстрации этого метода применительно к детектору Belle были сгенерированы $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ события, в которых один τ -лептон распадался 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

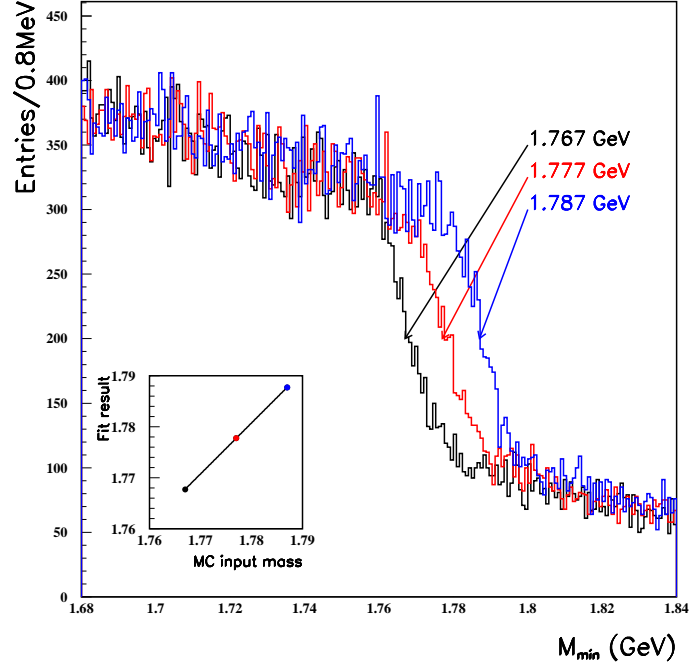


Рис. 14: Монте Карло распределения по псевдомассе M_{\min} для распадов $\tau \rightarrow 3\pi^{\pm}\nu$ при заложенных массах τ -лептона равных 1.767, 1.777 and 1.787 GeV нарисованных, соответственно, чёрным, красным и синим цветом. В нижнем левом углу показаны массы τ -лептона, полученные из фита (описанного далее в тексте) этих распределений в зависимости от заложенных в Монте Карло значений этой массы. Изображённая прямая - результат фита этих трёх точек прямой линией.

на рисунке 14. Результаты фита положений обрывов этих распределений функцией $\arctan((M_{\min} - P_1)/P_2)$ 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 14 показана также зависимость полученных из фита параметров P_1 от величины заложенной 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 заложенной в Монте Карло величиной массы τ -лептона и положением обрыва, полученным для симулированных событий.

В разделе 6.3 приведён анализ экспериментальных данных. 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} .

$\tau^+\tau^-$ событие отбиралось когда один τ -лептон распадался по лептонному ка-

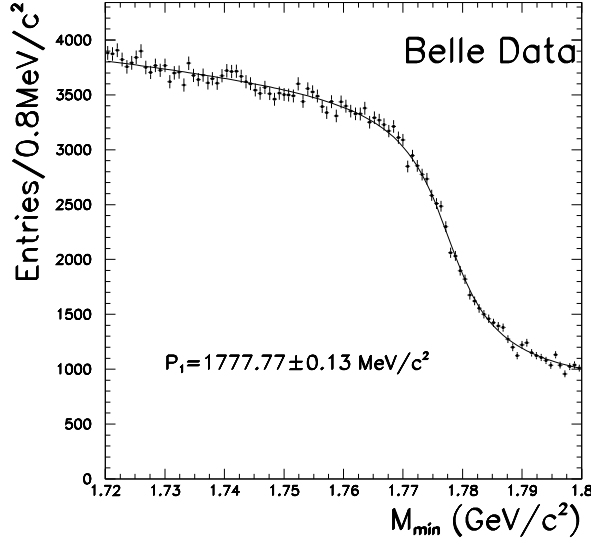


Рис. 15: Распределение по псевдомассе M_{\min} для распадов $\tau \rightarrow 3\pi^\pm\nu$. Точками с ошибками показаны данные, сплошной кривой показан результат фита функцией (6.4).

налу $l\bar{\nu}_l\nu_\tau$, а другой τ -лептон распадался на 3 заряженных пиона и нейтрино. В соответствии с указанной топологией критерии отбора событий были следующие:

- суммарный заряд события равен нулю;
- число лептонов (мюонов или электронов) равно одному;
- число заряженных пионов равно трём;
- число заряженных каонов и протонов равно нулю;
- 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 14.

Фитирование этого распределения проводилось функцией

$$F(x) = (P_3 + P_4 \times x) \times \arctan((x - P_1)/P_2) + P_5 + P_6 \times x, \quad (14)$$

где P_i - параметры фита.

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

В разделе 6.4 описывается 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.

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 эstimаторами 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 эstimатора 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

$$\bar{\Delta} = \frac{\sum_{i=1}^3 \Delta_i w_i}{\sum_{i=1}^3 w_i}, \quad \sigma^2 = \frac{3}{3-1} \cdot \frac{\sum_{i=1}^3 (\Delta_i - \bar{\Delta})^2 w_i}{\sum_{i=1}^3 w_i}, \quad (15)$$

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

В результате получаем величину коррекции эstimатора $\bar{\Delta} = (1.16 \pm 0.14)$ MeV. Ошибка коррекции эstimатора 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:

$$F_2(x) = (P_3 + P_4 \times x) \times \frac{x - P_1}{\sqrt{P_2 + (x - P_1)^2}} + P_5 + P_6 \times x, \quad (16)$$

$$F_3(x) = (P_3 + P_4 \times x) \times \frac{-1}{1 + \exp((x - P_1)/P_2)} + P_5 + P_6 \times x \quad (17)$$

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

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

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 реконструированных 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

$$\sigma(M_{\min}) = \frac{E_X - P_X}{M_{\min}} \sigma(E_{\text{beam}}), \quad (18)$$

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

Список всех проанализированных источников систематики приведён в таблице 6

Таблица 6: 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

Окончательный результат для массы τ -лептона:

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

В разделе 6.5 приведено измерение разности масс τ^+ и τ^- . Фитируя по-отдельности распределения по псевдомассам для положительных и отрицательных τ -лептонов по лучам следующую величину для разности масс: $M_{\tau^+} - M_{\tau^-} = (0.05 \pm 0.23)$ 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 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:

$$|(M_{\tau^+} - M_{\tau^-})|/M_{\text{average}} < 2.8 \times 10^{-4} \text{ при } 90\% \text{ CL.} \quad (19)$$

Седьмая глава посвящена измерению времени жизни τ -лептона. В ней 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^- .

В разделе 7.1 перечислен и кратко описаны предыдущие измерения времени жизни τ -лептона. В качестве возможного сигнала нарушения лептонной универсальности приводится 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 $e\nu_e$: $2Br(W \rightarrow \tau\nu_\tau)/(Br(W \rightarrow \mu\nu_\mu) + Br(W \rightarrow e\nu_e)) = 1.066 \pm 0.025$, что отличается от единицы на 2.6 стандартных отклонения.

В разделе 7.2 даётся описание метода измерения времени жизни τ -лептона. 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. Для компонент единичного вектора x^*, y^*, z^* \vec{n}_+^* направленного вдоль импульса положительного τ -лептона система уравнений выглядит так:

$$\begin{cases} (\vec{P}_1^* \cdot \vec{n}_+^*) = x^* \cdot P_{1x}^* + y^* \cdot P_{1y}^* + z^* \cdot P_{1z}^* = |P_1^*| \cos\theta_1^* \\ (\vec{P}_2^* \cdot \vec{n}_+^*) = x^* \cdot P_{2x}^* + y^* \cdot P_{2y}^* + z^* \cdot P_{2z}^* = -|P_2^*| \cos\theta_2^* \\ (\vec{n}_+^*)^2 = (x^*)^2 + (y^*)^2 + (z^*)^2 = 1. \end{cases} \quad (20)$$

Два решения системы уравнений (20) это возможные направления движения положительного τ -лептона. Предположим, что мы каким-либо образом разрешили

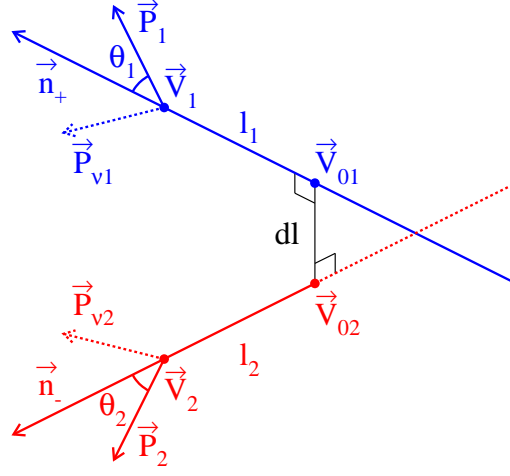


Рис. 16: Схематический вид $\tau^+\tau^-$ события в лабораторной системе.

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 ??). 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} .

В данном анализе в качестве направления движения τ -лептона в СМ бралось среднее значение двух решений системы уравнений (20).

Как видно из рисунка 16, 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 $c\tau_2 = l_2/(\beta\gamma)_2$. 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 τ для каждого τ -лептона. Далее анализируются $\tau^+\tau^-$ события, где оба τ -лептона распадаются на 3 заряженных пиона и нейтрино.

В разделе 7.3 описан отбор событий соответствующей топологии. Критерии отбора были следующими:

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 CM 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 в предыдущей главе) каждого триплета пионов of меньше 1.8 GeV;
8. каждый триплет треков должен фитироваться в общую вершину с $\chi^2 < 20$;
9. дискриминант для системы уравнений (20) $D > -0.05$ (для отрицательных величин D бралось $D=0$ для вычисления направления импульса τ -лептонов);
10. $dl < 0.02 \text{ cm}$ (смотри рисунок 16).

В разделе проводится сравнение с предсказаниями Монте Карло по каждой из перечисленной переменной.

В разделе 7.4 приводится анализ отобранных событий. С помощью событий Монте Карло 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 17. Наибольшее изменение в распределение по времени жизни на уровне генератора для отобранных событий вносит последнее обрезание $dl < 0.02 \text{ cm}$. Сдвиг наклона экспоненты относительно первоначального значения 87.11 мкм после всех критериев отбора составляет $0.56 \pm 0.06 \text{ мкм}$. 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 различными конфигурациями

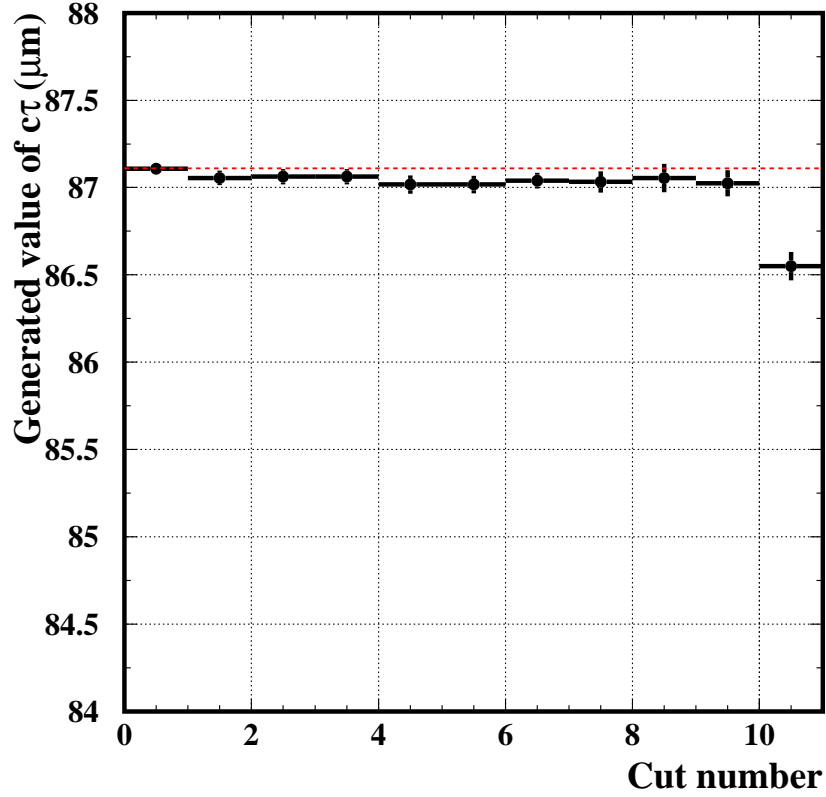


Рис. 17: Средние величины времён жизни τ -лептонов на уровне генератора в Монте Карло для отобранных событий после наложения последовательно каждого обрезания, перечисленного в тексте.

вершинного детектора SVD1 и 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. Функция разрешения, полученная для сигнальных Монте Карло $\tau^+\tau^-$ событий показана на рисунке 18. Это распределение фитировалось функцией (21)

$$\begin{aligned}
 H(x) &= P_1 \cdot R(x, P_2, \dots, P_6) = \\
 &= P_1 \cdot (1 - 2.5x) \cdot \exp \left[-\frac{(x - P_2)^2}{2(P_3 + P_4|x - P_2|^{1/2} + P_5|x - P_2| + P_6|x - P_2|^{3/2})^2} \right]. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Величина χ^2 и число степеней свободы для фита равны соответственно 771 и 794. Было проверено, что для других конфигураций вершинного детектора с другими

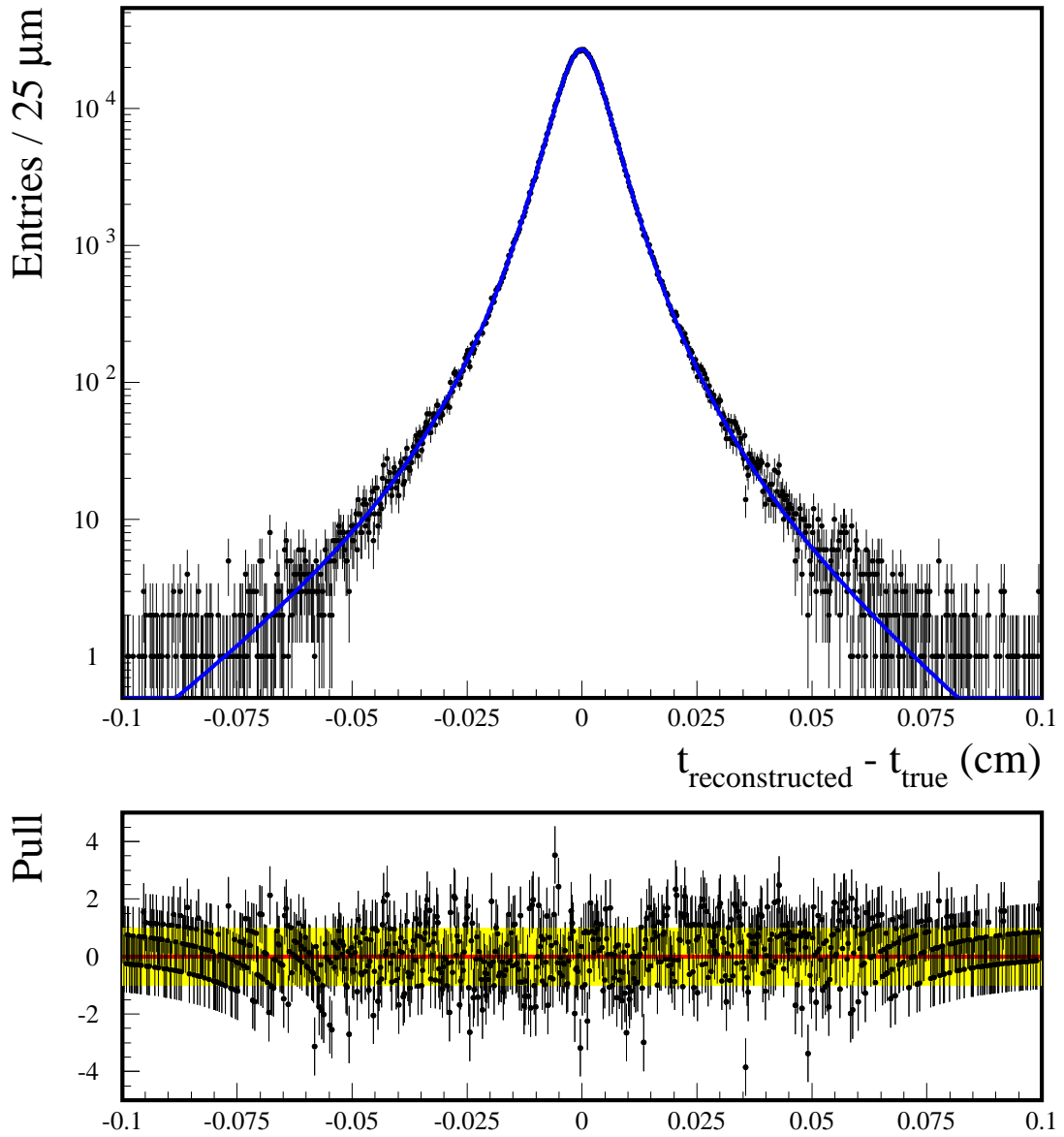


Рис. 18: Распределение по разности между реконструированным и истинным значениями ct для τ -лептонов (полученное для Монте Карло событий, сгенерированных программой ККМС) для суммарного периода работы детектора в конфигурациях SVD1 и SVD2. Проведённая кривая – результат фита уравнением (21). Распределение по относительной разности данных и фита $[(\text{data} - \text{fit}) / \text{error}]$ показано в нижней части рисунка.

функциями разрешения данная параметризация также хорошо описывает получающиеся функции разрешения.

Распределения по $\tau\tau$ 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, сигнальные Монте Карло $\tau\tau$ распределения фитировались следующей формулой:

$$Y(x) = P_1 \int e^{-t/P_2} R((x-t), P_3, \dots, P_7) dt \quad (22)$$

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 $\tau\tau$ распределение для таких событий описывается функцией разрешения $R(x)$. Такое же поведение ожидается для $\gamma\gamma$ событий. Анализ Монте Карло событий подтверждает данное предположение. Другие источники фона вносят вклад в экспериментальную выборку на уровне одной тысячной. Их вклад фиксировался на основе предсказаний Монте Карло.

Распределения по $\tau\tau$ для реальных данных фитировались суммой функции для вклада сигнала $Y(x)$ (22) и вкладов фоновых событий, которые фиксировались на уровнях предсказанных Монте Карло. Таким образом общий вид функции для фитирования $\tau\tau$ распределений как для Монте Карло так и для данных имеет следующий вид:

$$F(x) = P_1 \int e^{-t/P_2} R((x-t), P_3, \dots, P_7) dt + A_{uds} R(x, P_3, \dots, P_7) + Bkg_{cb}(x) \quad (23)$$

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.

Экспериментальное $\tau\tau$ распределение совместно с результатом фита формулой 23 и оценёнными вкладами от различных источников фона показано на рисунке 19.

Для наборов Монте Карло событий с заложенными значениями $\tau\tau$ равными 84, 87.11 и 90 мкм построена зависимость полученного из фита параметра P_2 с использованием формулы 23 от величины заложенного в Монте Карло времени жизни, с

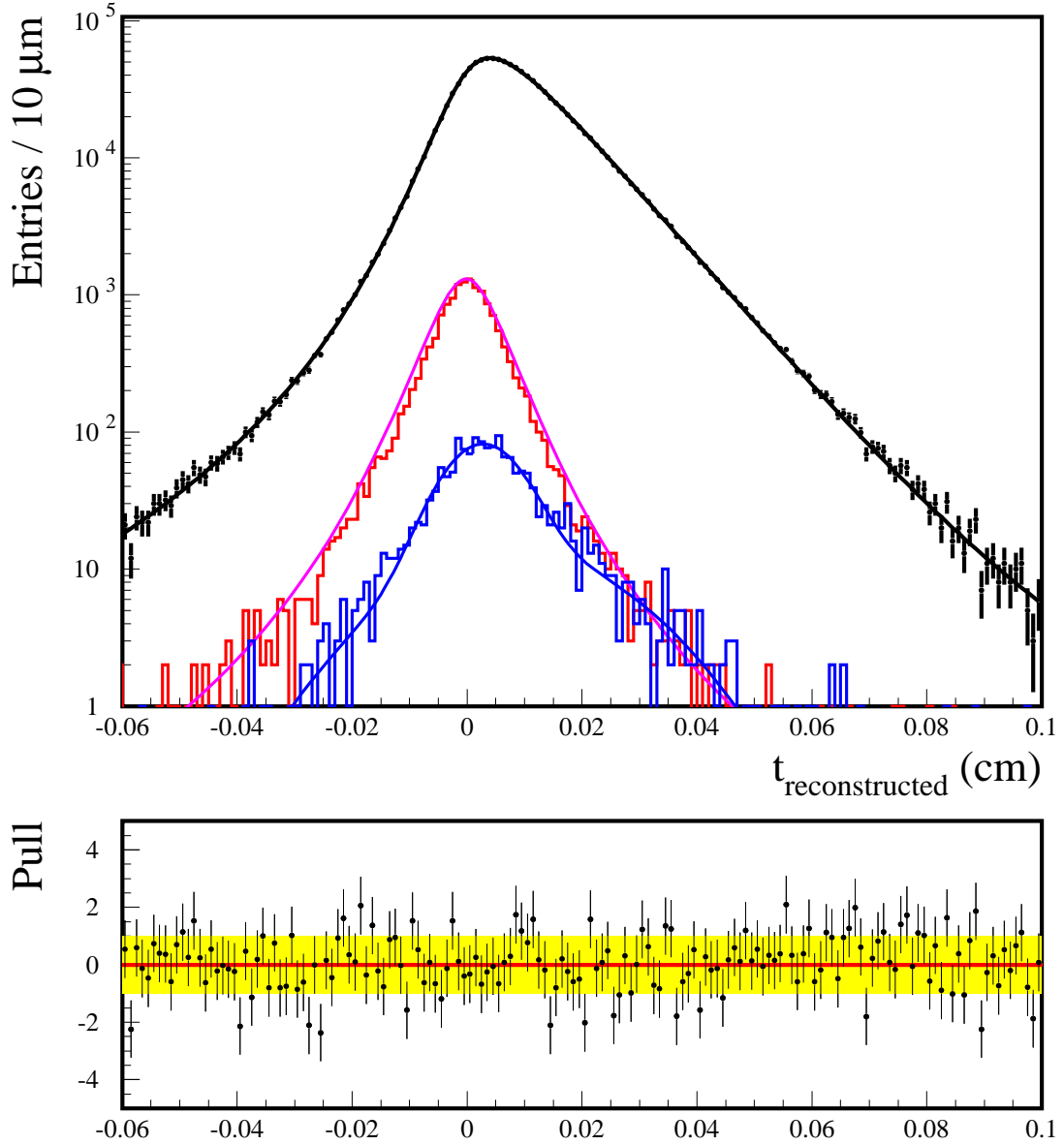


Рис. 19: Реконструированное распределение по $c\tau$ для реальных данных (чёрные точки с ошибками). Чёрная линия – результат фита формулой (7.4). Красная гистограмма – предсказание Монте Карло для суммы uds и $\gamma\gamma$ вкладов. Розовая линия – вклад от $uds + \gamma\gamma$, полученный из фита. Синяя гистограмма – предсказание Монте Карло для суммарного вклада чарма и бьюти. Синяя линия – аппроксимация вклада от чарма и бьюти, использовавшаяся при фитировании. Распределение по относительной разности данных и фита $[(\text{data}-\text{fit})/\text{error}]$ показано в нижней части рисунка.

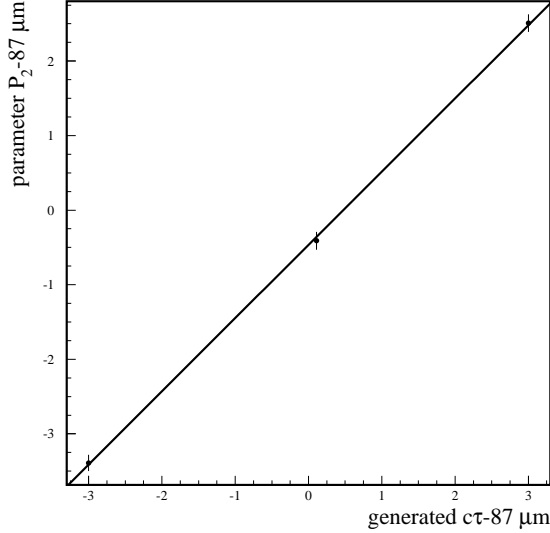


Рис. 20: Зависимость параметра времени жизни P_2 , полученного из фита формулой 23 (P2-87) мкм от истинного заложенного в генератор времени $ct - 87$ мкм.

которым события генерировались. Эта зависимость показана на рисунке 20 совместно с результатом фитирования этой зависимости прямой линией. Величина χ^2 этого фита равна 0.2. С помощью этой зависимости полученный в данных параметр P_2 переводился в измеренное время жизни.

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

$$ct = (86.993 \pm 0.163(stat.))\text{мкм.} \quad (24)$$

В разделе 7.5 приводится анализ систематических погрешностей. Были проанализированы следующие источники систематических погрешностей: калибровка положения вершинного детектора, асимметрия функции разрешения $R(\dots)$ Eq. (21), выбор диапазона фитирования реконструированного ct 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 с помощью Монте Карло событий, в которых пластинки с кремниевыми стрипами сдвигались и поворачивались относительно своего номинального положения. Также рассматривались сдвиги вершинного детектора как целого относительно дрейфовой камеры

Belle. Из вариации при этом параметра P_2 оцененная систематическая погрешность оказалась равной 0.09 мкм.

Особый интерес вызывал вопрос о стабильности результата по отношению к вариации критериев отбора событий, особенно обрезания по dl . На рисунке 21a показана зависимость параметра фита P_2 от величины обрезания по dl для данных и Монте Карло. Рисунок 21b 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 и, следовательно, стабильность окончательного результата после поправки.

Суммарный список систематических погрешностей приведён в таблице 7

Таблица 7: Суммарный список систематических погрешностей

источник	$\Delta\langle c\tau \rangle$ (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

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

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

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

Раздел 7.6 посвящён измерению разности времён жизни τ^+ и τ^- лептонов путём фитирования по-отдельности $c\tau$ -распределений для положительных и отрицательных τ -лептонов. 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 систематическая ошибка не учитывалась. В результате получено следующее значение верхнего предела:

$$|\tau_{\tau^+} - \tau_{\tau^-}| / \tau_{\text{average}} < 7.0 \times 10^{-3} \text{ at } 90\% \text{ CL.} \quad (25)$$

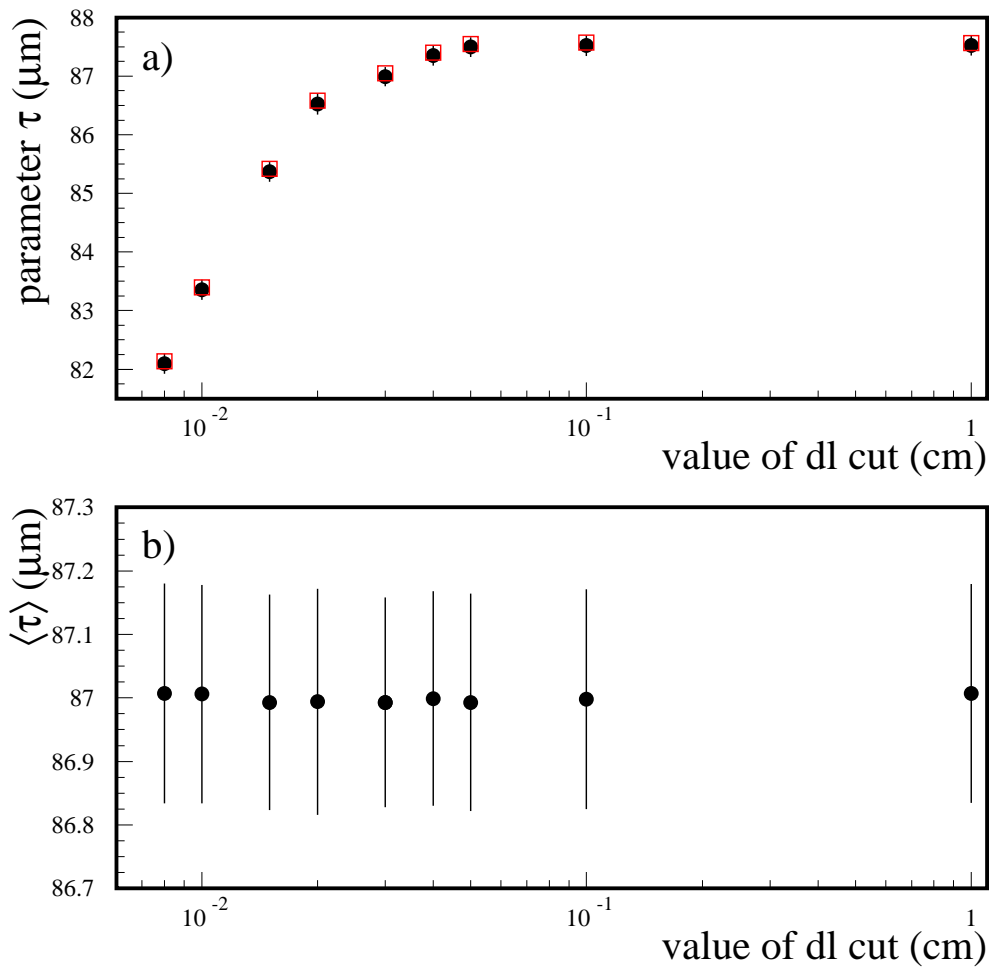


Рис. 21: Стабильность при изменении обрезания по величине dl а) Зависимость параметра фита $P_2 = \sigma\tau$ от величины обрезания по dl для данных (закрашенные чёрные кружки) и Монте Карло (красные квадраты); ошибки точек примерно такого же размера как и сами эти точки. б) Измеренное значение времени жизни τ -лептона как функция величины обрезания по dl ; величины ошибок – статистические ошибки в данных.

В разделе 7.7 приводится обсуждение полученных результатов и сравнение их с результатами предыдущих измерений и усреднённым значением в PDG. Результат сравнения показан на рисунке 22.

Что касается проверки гипотезы лептонной универсальности, то если взять для времени жизни τ -лептона новый результат Belle, то величина квадрата отношения констант связи с W -бозоном τ -лептона и мюона будет равна $r = (g_\tau/g_\mu)^2 = 1.0041 \pm 0.0035$, что больше единицы на 1.17σ .

В заключении перечислены основные результаты диссертационной работы.

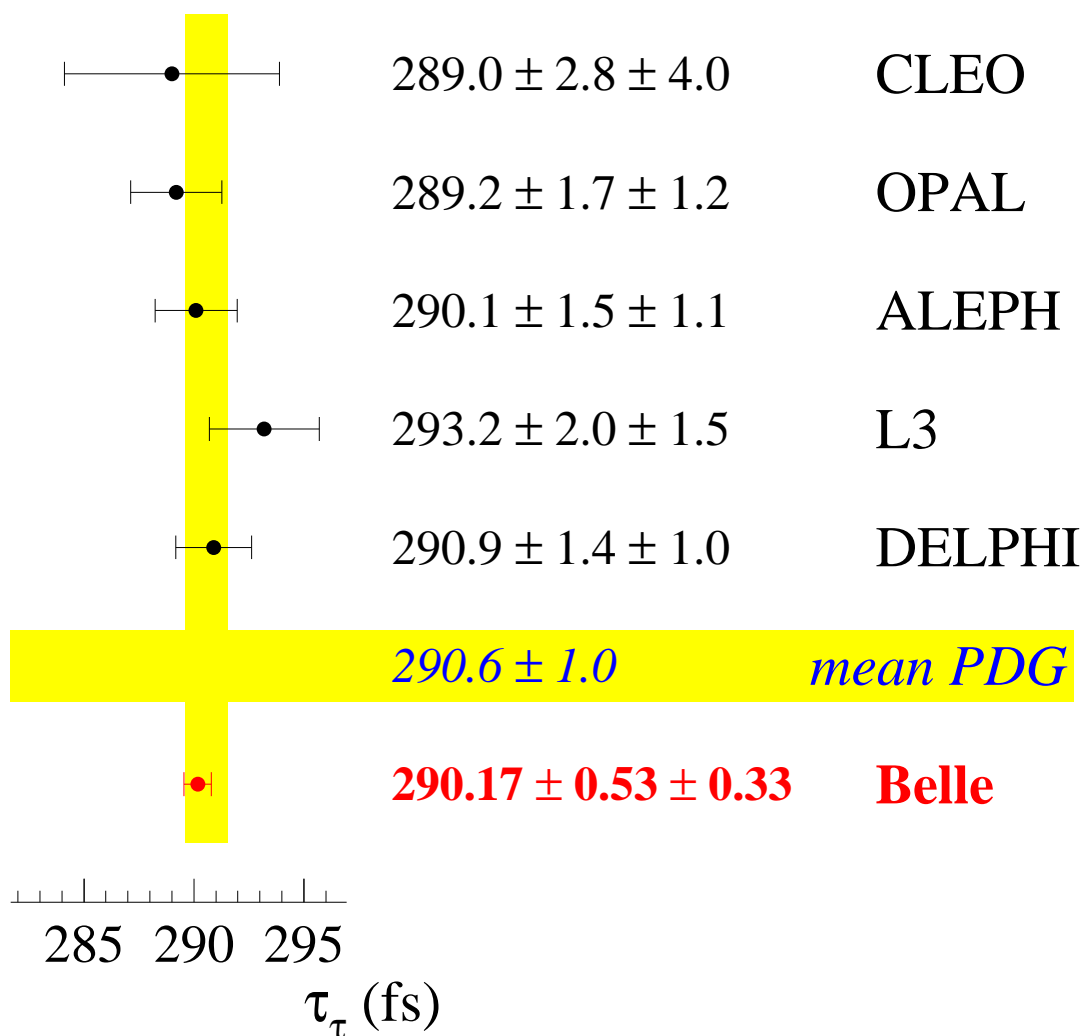


Рис. 22: Значения времени жизни τ -лептона полученные экспериментами CLEO, OPAL, ALEPH, L3, DELPHI и Belle совместно с усреднённым значением PDG первых пяти перечисленных результатов.

Литература

- [1] 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.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] 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.

- [6] 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.

- [7] 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].

- [8] 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].

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

JHEP (hep2001) 185.

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

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

- [11] 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.

- [12] M.Shapkin "Measurement of mass of the τ -lepton"
Nucl. Phys. B 169, 2007, 140-144.
- [13] 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)
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] 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.
- [17] 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)
- [18] 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.

- [19] 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.
- [20] M. Benayoun, S.I. Eidelman, V.N. Ivanchenko, and Z.K. Silagadze, Mod. Phys. Lett. A **14**, 2605 (1999)
- [21] Cai-Dian Lü, Wei Wang and Yu-Ming Wang, Phys. Rev. D **75**, 094020 (2007).
- [22] V.V. Braguta, A.K. Likhoded, A.V. Luchinsky, Phys. Rev. D **78**, 074032 (2008).
- [23] S.U. Chung et al. (E852 Coll.), Phys. Rev. **D60** (1999) 092001.
- [24] P.Achard et al. (L3 Coll.), Phys. Lett. B **554** (2003) 105.