

Объединенный Институт Ядерных Исследований
Лаборатория Физики Высоких Энергий

на правах рукописи
УДК 539.1+539.125

Кузнецов
Олег Михайлович

**Исследование структуры адронов в процессах с
образованием очарованных мезонов**

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант: доктор
физико-математических наук,
профессор И.А.Савин

Дубна – 2017

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Физические аспекты исследования.....	9
1.1 Стандартная модель	9
1.1.1 B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляции в физике тяжёлых кварков.....	12
1.2 Глубоко-неупругое рассеяние	20
1.2.1 Роль глюонов в спиновой структуре нуклона.....	28
Глава 2. Проверка Стандартной Модели на LEP.....	35
2.1 Коллайдер LEP в CERN.....	35
2.2 Эксперимент DELPHI на LEP.....	36
2.3 Очарованные мезоны, как инструмент изучения В мезонов.....	41
2.4 Методы измерения среднего времени жизни B_s^0 мезона.....	44
Глава 3. Анализ полулептонных распадов B_s^0 мезонов с полностью или частично реконструированными D_s мезонами.....	45
3.1 Выборки $D_s^\pm l^\mp$ и $\phi l^\pm h^\mp$ событий и их структура	46
3.2 Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона.....	53
3.3 Относительная разница ширин распада двух массовых состояний B_s^0	60
3.4 Поиск B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций.....	63
3.4.1 Маркировка B_s^0 мезонов в момент их образования.....	63
3.4.2 "Смешанные" и "несмешанные" выборки B_s^0 мезонов.....	66
3.4.3 Амплитудный метод поиска B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций.....	67
3.5 Итоги анализа полулептонных распадов B_s^0 мезонов.....	71
Глава 4. Анализ адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами.....	72
4.1 Выборка $D_s^\pm h^\mp$ событий и её структура.....	72
4.2 Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона.....	76
4.3 Относительная разница ширин распада двух массовых состояний B_s^0	79
4.4 Поиск B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций	82
4.5 Итоги анализа адронных распадов B_s^0 мезонов.....	85
Глава 5. Анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов.....	86
5.1 Отбор событий и реконструкция B_s^0 мезонов	87
5.2 Реконструкция нестранных В мезонов.....	89
5.3 Кинематические отражения от B^0 и Λ_b^0 распадов.....	90
5.4 Поиск B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций	90
5.4.1 Точность восстановления времени распада B_s^0 мезонов.....	90
5.4.2 Амплитудный метод поиска B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций.....	92
5.5 Итоги анализа полностью реконструированных B_s^0 мезонов.....	95
Глава 6. Итоги проверки предсказаний СМ для B_s^0 мезона.....	96

Глава 7. Исследование спиновой структуры нуклона.....	101
7.1 Прямые методы измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ на пучке мюонов	102
7.1.1 Метод "больших p_T "	103
7.1.2 Метод "открытого очарования"	105
7.2 Измерение $\Delta g/g$ на $\vec{p}\vec{p}$ коллайдере RHIC.....	108
Глава 8 Измерение поляризации глюонов в эксперименте COMPASS....	109
8.1 Эксперимент COMPASS на SPS.....	109
8.2 Измерение $\Delta g/g$ методом "открытого очарования"	114
8.2.1 Отбор событий с D^0 мезонами.....	115
8.2.2 Вычисление асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	120
8.2.3 Чистота сигнала	122
8.2.4 Измерение асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	124
8.3 Извлечение поляризации глюонов из асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	127
8.3.1 Измерение $\Delta g/g$ в ЛП КХД.....	128
8.3.2 Измерение $\Delta g/g$ в следующем за ЛП КХД.....	132
8.4 Итоги измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$	137
Заключение	140
Литература.....	144
Приложение А. Процедура b-мечения.....	151
Приложение Б. Таблицы фотон-нуклонных асимметрий $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$.....	153
Приложение В. Процедура КХД анализа	156

Введение

Актуальность темы. В 1964 году получила развитие идея расширения SU(3)- симметрии, включавшей три аромата кварков (u , d и s), до SU(4) путём введения кварка четвертого аромата, очарованного c -кварка. Это позволяло, в частности, достичь симметрии между известными на тот момент лептонами и кварками. В 1974 году одновременно на протонном синхротроне в Брукхевене и электрон-позитронном коллайдере в Стэнфорде был открыт новый мезон с массой около $3,1 \text{ ГэВ}/c^2$, получивший название J/ψ и состоявший из $c\bar{c}$ кварков. В 1976 году на ускорителе SPEAR¹(Stanford Positron Electron Asymmetric Rings) в эксперименте MARK I были зарегистрированы первые D^0 и D^\pm мезоны.

За прошедшие 40 лет, с момента открытия очарованных кварков, изучение свойств и структуры очарованных частиц постепенно уступило место их использованию в качестве инструмента при исследовании, как открытых позже более тяжёлых прелестных адронов, так и спиновой структуры нуклона. Если первое явилось логическим следствием того факта, что прелестный b -кварк в "Cabibbo неподавленной" моде переходит в очарованный кварк, то идея использования очарованных D^0 мезонов (кварковый состав $c\bar{u}$) для измерения поляризации глюонов в нуклоне и их возможного вклада в его спин является глубоко нетривиальной, как по сути, так и с точки зрения поиска решения затяжного спинового кризиса протона, известного с 1988 года.

Первая часть диссертации посвящена использованию очарованных мезонов в качестве инструмента для изучения B мезонов, прежде всего B_s^0 (кварковый состав $\bar{b}s$) и \bar{B}_s^0 (кварковый состав $b\bar{s}$). В Стандартной модели (СМ) структуры и взаимодействий элементарных частиц смешивание или осцилляции B_s^0 - \bar{B}_s^0 являются прямым следствием слабого взаимодействия во втором порядке и относятся к одному из основных предсказаний СМ. Осцилляции нейтральных B мезонов представляют чувствительный инструмент для поиска новой физики. Поиск B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций входил в число приоритетных задач эксперимента DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) в CERN. Система B_s^0 - \bar{B}_s^0 , подобно системе K^0 - \bar{K}^0 , имеет два собственных массовых состояния, различающихся временем жизни. Измерение разницы масс $\Delta m_{B_s^0}$ собственных CP состояний B_s^0 мезона, определяющей частоту осцилляций, и поэтому называемой просто частотой осцилляций, представляло интерес по нескольким причинам. С одной стороны это связано с возможностью прецизионного определения отношения элементов $|V_{td}/V_{ts}|$ матрицы смешивания кварков СКМ (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa), с другой стороны чувствительностью самой величины $\Delta m_{B_s^0}$ к проявлениям новой физики. Кроме того, одной из главных задач B -

¹В дальнейшем в написании названий экспериментальных установок, детекторов установки, равно как и названия ускорителей, предпочтение будет отдано оригинальным (англоязычным) вариантам с целью соблюдения соответствия текста приводимым рисункам и списку цитируемой литературы.

физики являлось прецизионное определение значений ρ и η параметров СКМ матрицы. Одно из ограничений на ρ и η параметры может быть получено из измерений частот осцилляций $\Delta m_{B_s^0}$ и Δm_{B^0} .

В диссертации рассматривается поиск $B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляций тремя взаимодополняющими методами, из которых первые два являются инклюзивными, а третий - эксклюзивным:

- 1) анализ полуплептонных распадов B_s^0 мезонов с полностью или частично реконструированными D_s мезонами;
- 2) анализ адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами;
- 3) анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов.

Вторая часть диссертации посвящена изучению вклада глюонов в полный спин нуклона в процессах с образованием очарованных D^0 мезонов. Распределение спиральности глюонов, $\Delta g(x)$, функции доли x импульса нуклона, приходящейся на взаимодействующий глюон, является фундаментальной величиной, характеризующей его структуру. Первый момент спиральности глюонов $\Delta G = \int_0^1 \Delta g(x) dx$ интерпретируется, как вклад глюонов в полный спин нуклона. Таким образом ΔG является ключевой составляющей правила сумм спиральности нуклона: $\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g$, где $\Delta\Sigma$ является вкладом спина кварков и антикварков, а L_q и L_g соответствующие вклады орбитального углового момента кварков и глюонов.

Первоначально предполагалось, что полный спин нуклона определяется вкладами входящих в его структуру валентных кварков. Однако, результат эксперимента ЕМС (European Muon Collaboration) показал, что вклад кварков в спин протона мал, что получило название "спиновый кризис". Изящным решением "спинового кризиса" был бы большой ($\Delta G \approx 2.6$) вклад глюонов в полный спин нуклона, предсказываемый в рамках "глюонной аксиальной аномалии". Измерение величины ΔG стало одной из приоритетных задач эксперимента COMPASS (Common Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) в CERN.

В диссертации рассматривается прямое измерение поляризации глюонов, основанное на изучении двойной спиновой асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ выходов очарованных D^0 мезонов в реакции Глубоко-Неупругого Рассеяния (ГНР) мюонов с импульсом 160 ГэВ/с на поляризованных дейтронах и протонах.

Цели и задачи исследования. Целью работы являлись поиск $B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляций и измерение вклада глюонов в полный спин нуклона. В обоих случаях рабочим инструментом исследований являлись очарованные мезоны.

Научная новизна.

- Впервые полностью реконструированные B_s^0 мезоны были использованы в анализе $B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляций;

- впервые показано, что полностью реконструированные распады B_s^0 мезонов обеспечивают чувствительность к значительно большим значениям $\Delta m_{B_s^0}$, чем полуплеетонные распады B_s^0 , доминирующие в области малых значений $\Delta m_{B_s^0}$;
- частицы с тяжёлым кварком (D^0 мезоны) впервые были использованы для изучения внутренней структуры нуклона;
- поляризация глюонов $\Delta g/g$ впервые измерена через двойную спиновую асимметрию $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ выходов очарованных D^0 мезонов в реакции фотон-глюонного слияния ГНР;
- впервые показано, что вклад глюонов в полный спин нуклона, если он положителен, составляет $\Delta G \approx 0,2$.

Практическая ценность.

- Методы поиска $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций, представленные в диссертации, явились решающими в последующие годы для открытия $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в Fermilab;
- измеренное среднее время жизни B_s^0 мезона, вносит вклад в уточнение механизмов распада тяжёлых частиц;
- результаты измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ (с последующим извлечением вклада спиральности глюонов ΔG в полный спин нуклона) показали, что для решения спинового кризиса, необходимо измерение вклада орбитальных моментов кварков и глюонов, а также, позволили предсказать величину этого вклада.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Впервые использованный диссертантом метод полностью реконструированных B_s^0 мезонов для анализа $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций.
2. Диссертант впервые показал, что этот метод, обеспечивает наилучшую чувствительность к большим значениям $\Delta m_{B_s^0}$, по сравнению с инклюзивными методами;
3. Нижний предел на частоту осцилляций B_s^0 мезона

$$\Delta m_{B_s^0} > 8,5 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 12,0 \text{ пс}^{-1};$$

4. Верхний предел на относительную разницу ширин распада собственных массовых состояний B_s^0 мезона

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,45 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности};$$

5. Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона

$$\tau_{B_s^0} = 1,46 \pm 0,11 \text{ пс};$$

6. Впервые выполненные измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ наиболее модельно-

независимым способом: методом "открытого очарования";

7. Средняя величина поляризации глюонов, полученная в лидирующем порядке теории возмущений КХД (LO), в интервале $0,06 < x < 0,22$ долей импульса нуклона, приходящихся на глюоны

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{LO}} = -0,06 \pm 0,21 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)} \quad \text{при } \langle x \rangle \approx 0,11;$$

8. Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,12 < x < 0,33$, полученная в следующем за лидирующим порядке теории возмущений КХД (NLO)

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}} = -0,13 \pm 0,15 \text{ (стат.)} \pm 0,15 \text{ (сист.)} \quad \text{при } \langle x \rangle \approx 0,20;$$

9. Указание на малое значение величины поляризации глюонов $\Delta g/g$ в области $x \sim 0,1$, полученное в лидирующем порядке теории возмущений КХД методом "открытого очарования", и подтверждённое прямыми измерениями SMC, HERMES и COMPASS методом "больших p_T ".
10. Величина первого момента поляризации глюонов $\Delta G = 0,22 \pm 0,08$, полученная из КХД анализа, в который было включено измеренное значение $\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}}$;
11. Оценка вклада орбитального момента кварков и глюонов в полный спин нуклона составившая $\sim 18\%$ в соответствии с правилом сумм спиральности нуклона.

Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается:

1. Открытием B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций на основе метода полностью реконструированных B_s^0 мезонов;
2. Согласием измеренного среднего времени жизни B_s^0 мезонов с мировыми значениями PDG;
3. Согласием результата измерения поляризации глюонов в лидирующем порядке теории возмущений КХД с измерениями экспериментов SMC и HERMES;
4. Согласием величины первого момента поляризации глюонов $\Delta G \approx 0,2$ со значениями, полученными в КХД анализах с использованием данных экспериментов на RHIC.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, неоднократно обсуждались на рабочих совещаниях коллабораций DELPHI и COMPASS, на специализированных семинарах по физике высоких энергий и элементарных частиц в отечественных и зарубежных научных центрах: ОИЯИ и ЦЕРН. Кроме того, эти результаты представлялись на международных конференциях: HEP'97 (Jerusalem, Israel, 1997), Moriod (Les Arcs, France, 1998), ICHEP'98 (Vancouver, Canada, 1998), HEP'99 (Tampere, Finland, 1999), ICHEP2000 (Osaka, Japon, 2000), ICHEP'06 (Moscow, Russia, 2006), BARY-

ONS'07 (Seoul, South Korea, 2007), BEACH2008 (South Coroline, USA, 2008), ECT Trento (Trento, Italy, 2010), DIFFRACTION2010 (Otranto, Italy, 2010), QFTHEP'11 (Sochi, Russia, 2011), BEACH2012 (Wichita, USA, 2012), TRENDS (Aluthta, Ukraine, 2013), QUARKS2014 (Suzdal, Russia, 2014), DIFFRACTION2014 (Primosten, Croatia, 2014) и QCD15 (Montpellier, France, 2015).

Публикации и личный вклад автора По результатам диссертации опубликовано 16 работ, список которых приведён в её конце. Для того, чтобы подчеркнуть вклад автора, в диссертации цитируются а) внутриколлекторные отчёты и материалы, представленные на конференции (в обоих случаях с ограниченным числом авторов); б) доклады диссертанта на конференциях и коллекторных совещаниях. Вклад автора в полученные результаты является определяющим.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, восьми глав основного текста, заключения, трёх приложений и содержит 56 рисунков, 29 таблиц, список литературы из 188 наименований. Общий объём диссертации составляет 157 страниц.

Глава 1

Физические аспекты исследования

1.1 Стандартная Модель

В последние несколько десятилетий достигнут значительный прогресс в понимании физики микромира, который в первую очередь связан с созданием Стандартной модели [1–3]. Стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий, основанная на калибровочной группе $SU_c(3) \otimes SU_w(2) \otimes U_y(1)$ с тремя поколениями фундаментальных фермионов и минимальным юкавским взаимодействием, прекрасно описывает широкую совокупность экспериментальных данных во всем диапазоне доступных энергий, включая и такие тонкие явления, как нарушение CP -инвариантности. Единственным прямым экспериментальным свидетельством неполноты её минимальной версии являются установленные эффекты нейтринных осцилляций. Для описания физики нейтрино СМ необходимо расширить, чтобы по крайней мере два из трёх сортов нейтрино получили массу.

Стандартная модель концептуально проста и изящна в своей симметрии трёх поколений. Ее основу составляют (рис. 1.1.1) 12 фермионов со спином $1/2$ (6 кварков и 6 лептонов), 4 калибровочных бозона со спином 1 и, наконец, бозон Хиггса со спином 0. Последний бозон обеспечивает механизм появления масс у частиц. Следует отметить, что 8 элементарных частиц (кварки: очарованный, прелестный и истинный, тау нейтрино, калибровочные бозоны: W и Z , глюон и, наконец, бозон Хиггса) из 16 были предсказаны в рамках Стандартной модели, прежде чем обнаружены экспериментально. Это считается наиболее сильным аргументом в пользу правильности СМ.

Три типа взаимодействий из известных четырёх описываются СМ: электромагнитное, слабое и сильное. Первые два типа сил имеют общую природу - электрослабое калибровочное взаимодействие с симметрией $SU_w(2) \otimes U_y(1)$, проявляющейся при энергиях выше ~ 200 ГэВ. При меньших энергиях эта группа симметрий нарушается до подгруппы $U_{em}(1)$, не совпадающей с $U_y(1)$ (электрослабое нарушение); в СМ это нарушение связано с вакуумным средним скалярного поля - бозона Хиггса. Параметры электрослабого на-

рушения известны с высокой точностью; данные экспериментов находятся в блестящем согласии с теорией.

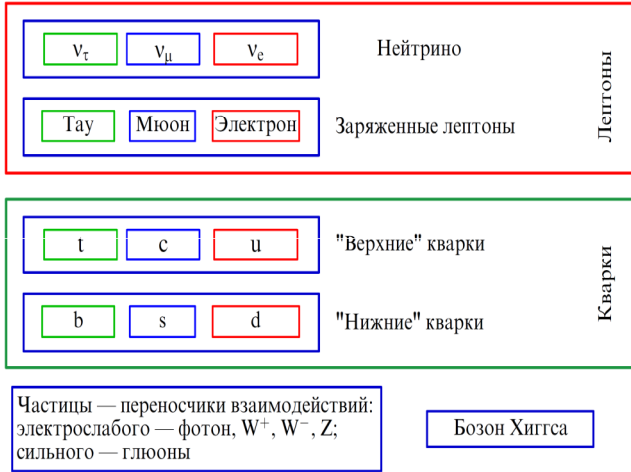


Рис. 1.1.1: Элементарные частицы составляющие основу Стандартной модели. Рисунок взят из обзора [2].

пропорциональны массе, или энергии частицы, то только при энергиях порядка $\sim 10^{19}$ ГэВ гравитация сопоставима с другими взаимодействиями Стандартной Модели.

Кварки и лептоны - так называемые поля материи СМ - описываются фермионными полями. Поля материи образуют три поколения; частицы разных поколений идентичны по своим взаимодействиям, но они сильно различаются по массе. Полная электрослабая симметрия запрещает ненулевые массы фермионов СМ, поэтому отличные от нуля массы кварков и заряженных лептонов непосредственно связаны с электрослабым нарушением - в СМ они обусловлены юкавским взаимодействием с полем Хиггса и пропорциональны вакуумному среднему последнего. В случае нейтрино запрещены и такие юкавские взаимодействия, поэтому нейтрино в СМ - строго безмассовое. Векторные бозоны - переносчики взаимодействий - безмассовы для ненарушенных калибровочных групп $U_1(1)$ (электромагнетизм - фотоны) и $SU_c(3)$ (КХД - глюоны); массы бозонов W и Z определяются механизмом электрослабого нарушения.

С точки зрения квантовой теории кварки и лептоны можно описывать состояниями с определённой массой. При этом с калибровочными бозонами взаимодействуют суперпозиции этих состояний. В другой формулировке (когда в качестве базиса выбираются состояния, взаимодействующие калибровочно) симметрии СМ разрешают не только массовые члены вида $m_{ii}\bar{\psi}_i\psi_i$ для i -го фермиона ψ_i но и недиагональную массовую матрицу $m_{ij}\bar{\psi}_i\psi_j$. С точностью до нефизических параметров, в лептонном секторе СМ эта матрица тривиальна, а в кварковом секторе через неё выражается матрица смешивания кварков, СКМ, которая содержит три независимых вещественных параметра - углы смешивания

Сильное взаимодействие в СМ описывается квантовой хромодинамикой (КХД), теорией с калибровочной группой $SU_c(3)$. Эффективная константа связи КХД возрастает с уменьшением энергии, что приводит к тому, что кварки, испытывающие сильное взаимодействие, не могут существовать в свободном виде, а встречаются лишь в составе связанных состояний - адронов.

Четвёртое из известных взаимодействий - гравитационное - не описывается СМ, однако его влияние в микромире пренебрежимо мало из-за слабости относительно других сил. Так как эффекты гравитации пропорциональны массе, или энергии частицы, то только при энергиях порядка $\sim 10^{19}$ ГэВ гравитация сопоставима с другими взаимодействиями Стандартной Модели.

кварков - и одну комплексную фазу [4]. Причём именно эта фаза и отвечает в современной теории за различие между свойствами материи и антиматерии. Параметры, определяющие матрицу СКМ, являются фундаментальными параметрами СМ. Они не предсказываются теорией и должны определяться экспериментально.

Стандартная модель содержит, таким образом, 19 независимых параметров (таблица 1.1.1). К ним относятся три калибровочные константы связи (α_s , α_2 и α_1 для групп $SU_c(3)$, $SU_w(2)$ и $U_y(1)$ соответственно; последние две обычно выражаются через электромагнитную константу связи α и угол смешивания θ_W), Θ -параметр КХД, девять масс заряженных фермионов, m_i , $i = u, d, s, c, b, t, e, \mu, \tau$, три кварковых угла смешивания, θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , одна комплексная фаза δ СКМ-матрицы и два параметра хиггсовского сектора, которые удобно выразить через известное вакуумное среднее хиггсовского бозона v и его массу m_H . Экспериментально определённые значения этих параметров приведены в таблице 1.1.1. Аргумент в скобках для параметров с заметной зависимостью от энергии указывает энергетический масштаб, которому соответствуют приведённые значения.

Из 16 элементарных частиц СМ только 4 "лежат на поверхности" или, другими словами являются видимой вершиной айсберга СМ. Это кварки u и d в составе нейтронов (udd) и протонов (uud), электроны, а из переносчиков взаимодействия - фотоны. Всё многообразие частиц СМ обнаруживается либо в специальных сложных экспериментах, либо косвенно по их проявлениям в астрофизических наблюдениях. Тяжёлые частицы быстро распадаются на более лёгкие, а сильновзаимодействующие кварки и глюоны связаны в адроны вследствие конфаймента. Для изучения частиц и взаимодействий традиционно используются две стратегии: либо прямое рождение и детектирование соответствующих квантов, либо поиск эффектов от их виртуальных вкладов. Последний способ позволяет предсказать и обнаружить новые частицы с массой, превышающей возможности их прямого рождения.

Параметр	Значение
$\alpha_s(M_Z)$	0.114 ± 0.0007
$1/\alpha(M_Z)$	127.916 ± 0.015
$\sin^2 \theta_W(M_Z)$	0.23108 ± 0.00005
Θ	$\leq 10^{-10}$
$m_u(2 \text{ ГэВ})$	$2.3_{-0.5}^{+0.7} \text{ МэВ}$
$m_d(2 \text{ ГэВ})$	$4.8_{-0.3}^{+0.5} \text{ МэВ}$
$m_s(2 \text{ ГэВ})$	$95 \pm 5 \text{ МэВ}$
$m_c(m_c)$	$1.275 \pm 0.025 \text{ ГэВ}$
$m_b(m_b)$	$4.18 \pm 0.03 \text{ ГэВ}$
$m_t(m_t)$	$173.21 \pm 0.87 \text{ ГэВ}$
m_e	$510.998928 \pm 0.000011 \text{ КэВ}$
m_μ	$105.658372 \pm 0.000004 \text{ МэВ}$
m_τ	$1776.82 \pm 0.16 \text{ МэВ}$
θ_{12}	$13.02^\circ \pm 0.05^\circ$
θ_{23}	$2.35^\circ \pm 0.06^\circ$
θ_{13}	$0.199^\circ \pm 0.011^\circ$
δ	1.2 ± 0.08
$v(m_\mu)$	$246.221 \pm 0.002 \text{ ГэВ}$
m_H	$125.09 \pm 0.24 \text{ ГэВ}$

Таблица 1.1.1: Параметры Стандартной модели.

1.1.1 B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляции в физике тяжёлых кварков

Распады тяжёлых кварков давно признаны одним из наиболее перспективных направлений в прецизионном исследовании фундаментальных взаимодействий, в особенности динамики ароматов, включая CP -несохранение. Самый тяжёлый t -кварк, в результате слабого взаимодействия переходит в b -кварк с испусканием W -бозона, прежде чем сформируется T адрон. Таким образом, частицы, содержащие b -кварк (рис.1.1.2), являются самыми тяжёлыми из экспериментально доступных адронов.

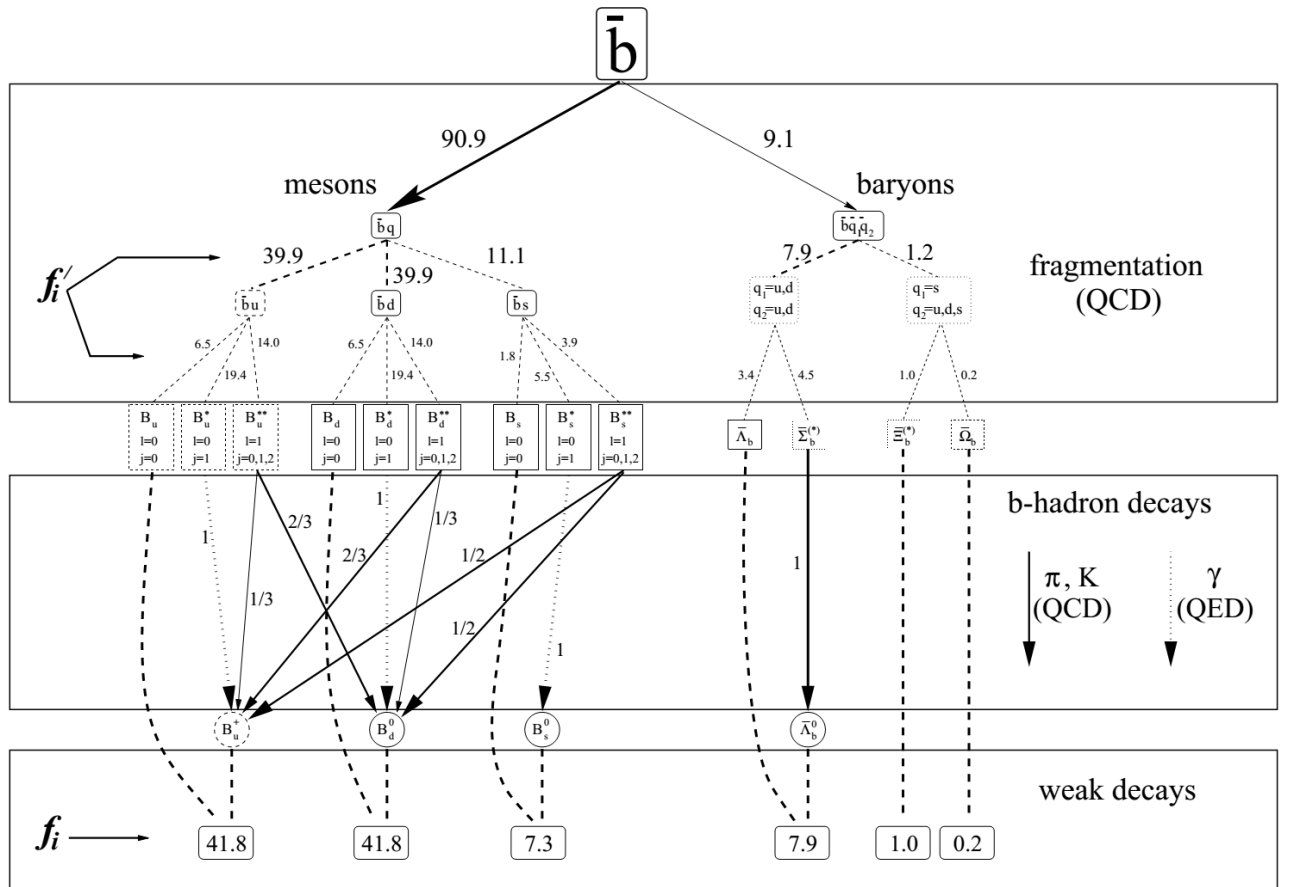


Рис. 1.1.2: Схематический вид образования B адронов [5]. Относительные выходы первичных адронов рождённых в процессе фрагментации обозначены как f'_i , а адронов распадающихся по слабому взаимодействию (пунктирные линии) обозначены как f . Распады по сильному и электромагнитному взаимодействиям обозначены сплошными и точечными стрелками вместе с соответствующими вероятностями распадов (для распадов по сильному взаимодействию только одноипонные и однокаонные переходы принимались во внимание).

Это понимание привело к строительству специализированных B -фабрик в таких центрах, как SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) и KEK (National Laboratory for High Energy Physics of Japan), и к повышению роли исследований тяжёлых кварков на адронных коллайдерах. В течение последних десятилетий практически любая ускоритель-

ная установка высокой энергии имела исследовательскую программу по физике тяжёлых кварков. В настоящее время на LHC (Large Hadron Collider) в CERN, помимо исследований по физике тяжёлых кварков на экспериментальных установках общего назначения ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) и CMS (Compact Muon Solenoid), работает установка LHCb (LHC beauty experiment), ориентированная исключительно на изучение адронов, содержащих тяжёлые b и c кварки. Использование даже малой части полного потенциала экспериментальных данных по физике тяжёлых кварков с мировых ускорителей немислимо без теоретической основы, позволяющей описывать данные в терминах основополагающих параметров теории - масс кварков, углов смешивания, определяющих явный вид кварковых токов и т.д. Специфика тяжёлых кварков такова, что требуемая от теории точность весьма велика, а фундаментальный характер явлений, исследуемых в их распадах, придаёт особое значение надёжности теоретических предсказаний, в этом контексте часто идентифицируемой с модельной независимостью.

Осцилляции нейтральных B мезонов

С момента первых наблюдений переходов частица-античастица в секторе нейтральных B мезонов [6] в 1987 году, измерение частоты, $\Delta m_{B_s^0}$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций становится приоритетной целью [7] физики элементарных частиц. На решение этой задачи потребовалось 20 лет.

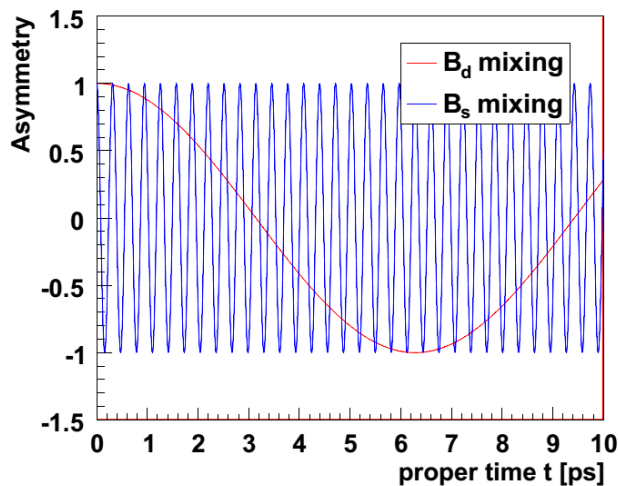


Рис. 1.1.3: Сравнение частот осцилляций B^0 и B_s^0 мезонов.

Поиск $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций по сравнению с $B^0 - \bar{B}^0$ осложнён двумя причинами. Во-первых, частота $\Delta m_{B_s^0}$ осцилляций существенно выше частоты Δm_{B^0} осцилляций (рис. 1.1.3). Во-вторых, сечение рождения B_s^0 мезонов существенно ниже, чем B^0 мезонов. В Z^0 пике на LEP отношение выходов B_s^0/B^0 мезонов составляет ~ 0.17 (рис. 1.1.2). Диссертант

принимал участие в поиске $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ осцилляций в эпоху LEP, поэтому представленный ниже материал хотя и полностью не устарел, но несёт на себе черты той эпохи.

Одной из главных задач В-физики было и остаётся [8, 9] прецизионное определение значений ρ и η параметров матричных элементов СКМ матрицы смешивания кварков. Унитарность этой матрицы может быть наглядно представлена (рис. 1.1.4) в виде треугольника в плоскости $\bar{\rho} - \bar{\eta}$.

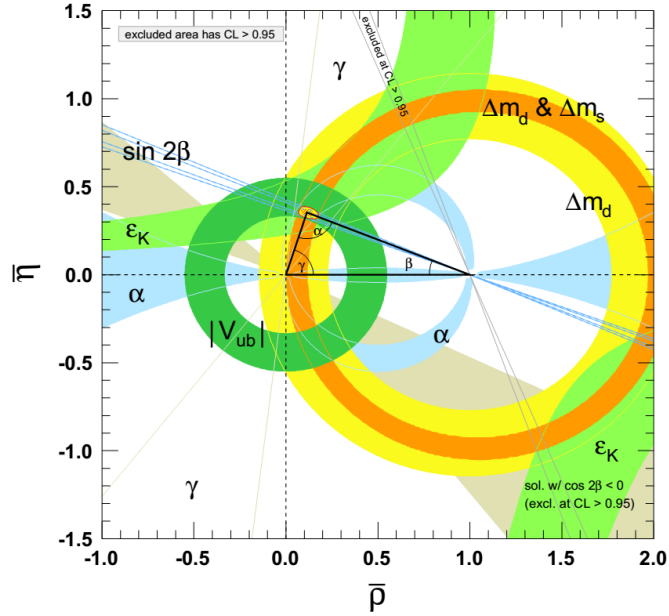


Рис. 1.1.4: Ограничения в плоскости $\bar{\rho} - \bar{\eta}$, получаемые из различных экспериментальных измерений, и результаты глобального фита [9].

Несколько измеряемых величин зависящих от ρ и η параметров могут быть определены экспериментально и, если СМ верна, полученные значения параметров должны совпадать в пределах ошибок измерений и теоретических неопределённостей. Одними из таких величин являются разницы масс собственных СР состояний в системе нейтральных В мезонов $B_{d(s)}$ ($\Delta m_{B_q^0}$). Нейтральные В мезоны могут спонтанно превращаться в свои античастицы и наоборот (рис. 1.1.5). Это явление называется осцилляцией или смешиванием ароматов. Существование осцилляции нейтральных В мезонов является одним из основных предсказаний Стандартной модели.

В Стандартной модели, $B_q^0 - \overline{B}_q^0$ ($q = d, s$) смешивание т.е. переходы с изменением аромата на две единицы происходят во втором порядке по слабому взаимодействию. Поэтому осцилляции нейтральных мезонов представляют чувствительный инструмент для поиска новых явлений.

Начиная с B_q^0 мезона образовавшегося в момент $t=0$ вероятность \mathcal{P} наблюдать B_q^0 распадающегося в момент t может быть, пренебрегая СР нарушением, записана как:

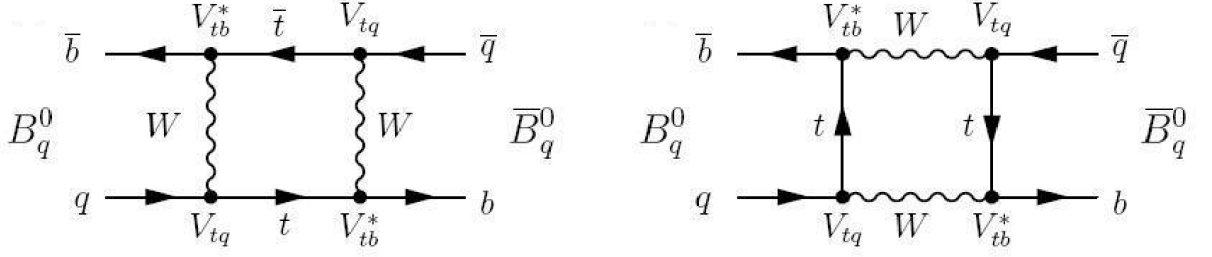


Рис. 1.1.5: Фейнмановские "box" диаграммы для $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ смешивания.

$$\mathcal{P}(B_q^0 \rightarrow B_q^0) = \frac{\Gamma_q}{2} e^{-\Gamma_q t} [\cosh(\frac{\Delta\Gamma_q t}{2}) + \cos(\Delta m_q t)]. \quad (1.1.1)$$

здесь $\Gamma_q = \frac{\Gamma_q^H + \Gamma_q^L}{2}$, $\Delta\Gamma_q = \Gamma_q^H - \Gamma_q^L$, и $\Delta m_q = m_q^L - m_q^H$, где L и H относятся к лёгкому

и тяжёлому физическим состояниям мезонов. Период осцилляций позволяет напрямую измерить разницу масс между этими состояниями. В Стандартной модели, частота смешивания $\Delta m_{B_q^0}$ (учитывая только основной вклад от t кварка) может быть определена следующим образом:

$$\Delta m_{B_q^0} = \frac{G_F^2}{6\pi^2} |V_{tb}|^2 |V_{tq}|^2 m_t^2 m_{B_q} f_{B_q}^2 B_{B_q} \eta_B F(\frac{m_t^2}{m_W^2}). \quad (1.1.2)$$

В этом выражении G_F константа Ферми; функция $F(x_t)$ с аргументом $x_t = \frac{m_t^2}{m_W^2}$, являющимся результатом вычисления "box" диаграммы, имеет плавную зависимость от x_t , а η_B является поправочным КХД фактором, вычисляемым в следующем за лидирующим порядке теории возмущений КХД¹. Доминирующие неопределённости в выражение (1.1.2) вносят константа распада B мезонов f_{B_q} и "bag" параметр B_{B_q} . В терминах параметризации Вольфенштейна [10] $|V_{td}|$ и $|V_{ts}|$ элементы матрицы V_{CKM} , пренебрегая вкладами $0(\lambda^4)$, выражаются следующим образом

$$|V_{td}| = A\lambda^3 \sqrt{(1-\rho)^2 + \eta^2} \quad ; \quad |V_{ts}| = A\lambda^2, \quad (1.1.3)$$

причём $|V_{ts}|$ независима от ρ и η и равна $|V_{cb}|$.

Частота B^0 осцилляций, Δm_{B^0} , достаточно точно измерена рис. 1.1.6. Тем не менее эта точность не может быть полностью использована из-за больших неопределённостей возникающих при вычислении непертурбативных КХД параметров.

¹В дальнейшем для краткости, вместо "лидирующий порядок теории возмущений КХД", будет использоваться сокращённое выражение "ЛП КХД".

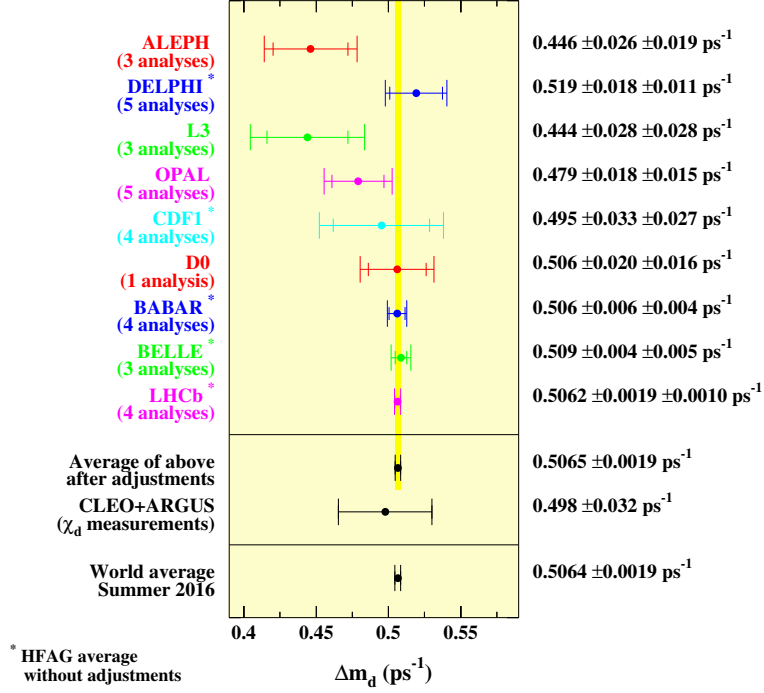


Рис. 1.1.6: Опубликованные к середине 2016 года, измерения частоты осцилляций Δm_{B^0} ($\Delta m_{B^0} \equiv \Delta m_d$): среднее значение Δm_{B^0} составило $0,5064 \pm 0,0019$ пс⁻¹. Рисунок взят из обзора HFLAV (Heavy Flavor Averaging Group) [11].

В Стандартной модели отношение Δm_{B^0} и $\Delta m_{B_s^0}$ определяется следующим образом:

$$\frac{\Delta m_{B^0}}{\Delta m_{B_s^0}} = \frac{m_{B^0} f_{B^0}^2 B_{B^0} \eta_{B^0} |V_{td}|^2}{m_{B_s} f_{B_s}^2 B_{B_s} \eta_{B_s} |V_{ts}|^2} \quad (1.1.4)$$

Измерение отношения $\Delta m_{B^0}/\Delta m_{B_s^0}$ даёт такое же ограничение в плоскости $\bar{\rho} - \bar{\eta}$, как и измерение Δm_{B^0} , однако это отношение менее зависит от абсолютных величин параметров f_B and B_B .

Следует также отметить важность измерения разницы времён жизни между двумя собственными массовыми состояниями B_s^0 мезона. Прямые вычисления $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ в ЛП КХД в рамках формализма HQE (Heavy Quark Expansion) [12] предсказывали:

$$\frac{\Delta\Gamma_{B_s^0}}{\Gamma_{B_s^0}} = 0,16_{-0,09}^{+0,016} \quad (1.1.5)$$

В приведённых ошибках, доминирует вклад от неопределённости в адронных матричных элементах. Другие вычисления [13] в следующем за ЛП КХД предсказывали меньшее значение:

$$\frac{\Delta\Gamma_{B_s^0}}{\Gamma_{B_s^0}} = 0,054_{-0,032}^{+0,016} \quad (1.1.6)$$

Отметим, что в настоящее время, измеренное значение $\Delta\Gamma_{B^0_s}/\Gamma_{B^0_s}$, составляет [11] 0.129 ± 0.009 и находится между двумя процитированными выше вычислениями, сделанными в эпоху исследования $B^0_s-\bar{B}^0_s$ осцилляций на LEP.

Интересным подходом является также вычисление отношения $\Delta\Gamma_{B^0_s}$ and $\Delta m_{B^0_s}$ [13]:

$$\frac{\Delta\Gamma_{B^0_s}}{\Delta m_{B^0_s}} = (2, 63^{+0,67}_{-1,36}) \cdot 10^{-3} \quad (1.1.7)$$

Это отношение предлагает альтернативный способ вычисления $\Delta m_{B^0_s}$ через $\Delta\Gamma_{B^0_s}$ в сочетании с измерением $\Delta m_{B^0_s}$, может обеспечить дополнительное ограничение на ρ и η параметры. Измеренное отношение составляет [11] $(4, 83 \pm 0, 034) \cdot 10^{-3}$, что почти в пределах трёх ошибок совпадает с предсказанием эпохи LEP.

Современное состояние измерения частот осцилляций

До открытия осцилляций в 2006 году нижний предел на разницу масс собственных массовых состояний B^0_s мезона составлял $\Delta m_{B^0_s} > 14, 6 \text{ пс}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью $18, 3 \text{ пс}^{-1}$ (рис. 1.1.7). Эти значения были получены объединением результатов поиска $B^0_s-\bar{B}^0_s$ осцилляций различными экспериментами и опубликованных в 1997-2004 годах. Вклад эксперимента DELPHI составил $\Delta m_{B^0_s} > 8, 5 \text{ пс}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью 12.0 пс^{-1} [15, 16].

Простое усреднение результатов CDF и LHCb(рис. 6.0.3), принимая во внимание корреляцию между систематическими неопределённостями последних, даёт следующее значение:

$$\Delta m_{B^0_s} = 17, 757 \pm 0, 020 \pm 0, 007 \text{ пс}^{-1} = 17, 757 \pm 0, 021 \text{ пс}^{-1}. \quad (1.1.8)$$

Предсказание Стандартной модели - $\Delta m_{B^0_s} = 18, 3 \pm 2, 7 \text{ пс}^{-1}$ [17, 18] - совпадает с измеренным значением, но имеет довольно большую ошибку. Отношение $\Delta\Gamma_{B^0_s}/\Delta m_{B^0_s}$ предсказывается гораздо точнее, $0, 0048 \pm 0, 0008$ [17, 18], и находится в хорошем согласии с измеренной величиной:

$$\Delta\Gamma_{B^0_s}/\Delta m_{B^0_s} = 0, 00483 \pm 0, 00034. \quad (1.1.9)$$

На рис. 1.1.6 показаны все мировые результаты измерения $\Delta m_{B^0_s}$ со средним значением равным:

$$\Delta m_{B^0_s} = 0, 5064 \pm 0, 0019 \text{ пс}^{-1}. \quad (1.1.10)$$

Отношение, измеренных частот осцилляций $\Delta m_{B^0_s}$ (1.1.10) и $\Delta\Gamma_{B^0_s}$ (1.1.8), составляет:

$$\frac{\Delta m_{B^0_s}}{\Delta\Gamma_{B^0_s}} = 0, 02852 \pm 0, 00011 \quad (1.1.11)$$

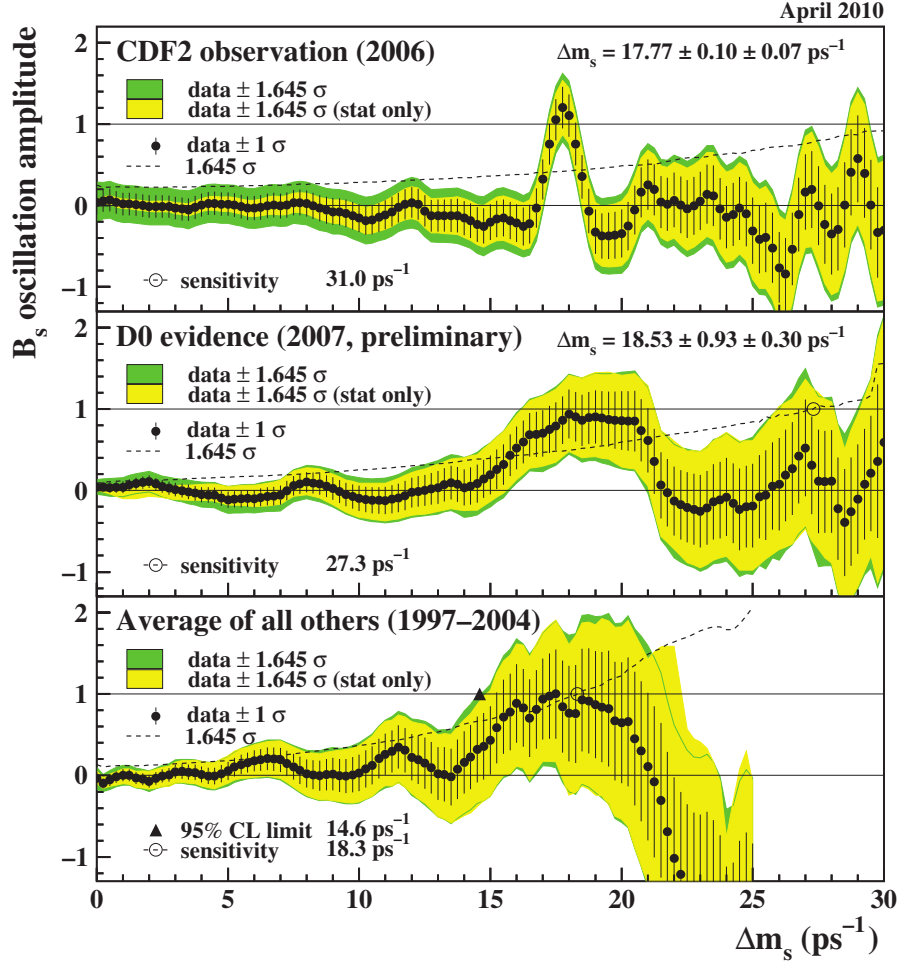


Рис. 1.1.7: Зависимость амплитуды $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций от $\Delta m_{B_s^0}$ ($\Delta m_{B_s^0} \equiv \Delta m_s$). Амплитудный метод поиска осцилляций рассмотрен в параграфе 3.4.3 третьей главы диссертации. Вверху: первое наблюдение $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в эксперименте CDF Run II в 2006 году. В середине: окончательные результаты поиска $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в эксперименте D0 в 2007 году. Внизу: результаты поиска $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в 1997-2004: усреднённые данные экспериментов ALEPH, DELPHI, OPAL, SLD и CDF Run I. Рисунок взят из обзора HFAG (Heavy Flavor Averaging Group) [14].

и может быть использовано для извлечения отношения матричных элементов V_{td} и V_{ts} :

$$\frac{V_{td}}{V_{ts}} = \xi \sqrt{\frac{\Delta m_{B_s^0} m_{B_s^0}}{\Delta m_{B^0} m_{B^0}}} = 0,2053 \pm 0,0004 \pm 0,0032, \quad (1.1.12)$$

где первая ошибка является экспериментальной неопределённостью (включая ошибку в массах $m_{B_s^0}$ и m_{B^0} [9]), а вторая - теоретической, связанной с вычислением нарушающего SU(3) симметрию ароматов коэффициента $\xi = 1,206 \pm 0,018 \pm 0,006$ [19]. Следует отметить, что уравнение (1.1.12) подразумевает, что значения $\Delta m_{B_s^0}$ и Δm_{B^0} относятся исключительно

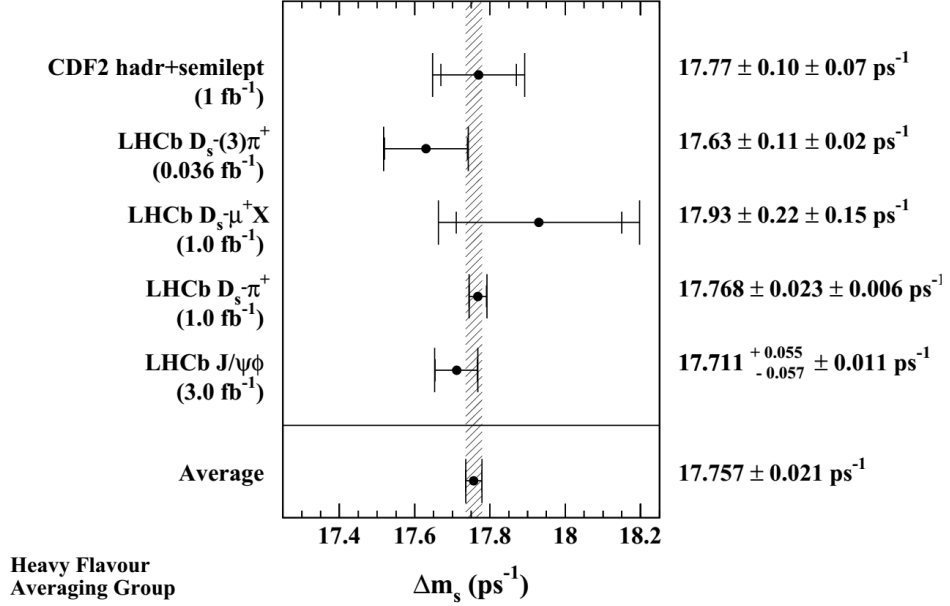


Рис. 1.1.8: Опубликованные к середине 2016 года, измерения частоты осцилляций $\Delta m_{B_s^0}$ ($\Delta m_{B_s^0} \equiv \Delta m_s$) и её среднее значение равно $17,757 \pm 0,021 \text{ ps}^{-1}$. Рисунок взят из обзора HFLAV (Heavy Flavor Averaging Group) [11].

но к СМ и не связаны каким-либо образом с новой физикой. Другим подходом было бы получить отношение V_{td}/V_{ts} из глобальных фитов, вычислить $\Delta m_{B^0}/\Delta m_{B_s^0}$, и сравнивая это отношение с измеренным отношением (1.1.11), получить ограничения на возможные эффекты новой физики.

Времена жизни В мезонов и их иерархия

Изучение $B_s^0\text{-}\overline{B}_s^0$ смешивания потребовало восстановления большого количества нейтральных В мезонов. При этом, разработанные методы для выделения В-распадов, позволили восстанавливать и другие В адроны. Времена жизни В мезонов и их иерархия рассмотрены в параграфе 2.3 второй главы диссертации. Прецизионное измерение времён жизни является одним из ключевых факторов для извлечения параметров СКМ матрицы [4] важных для понимания её роли в СР нарушении [20], таких как V_{cb} и параметров B_s^0 смешивания. Последние позволяют извлечь ещё один параметр СКМ матрицы V_{ts} . Ожидалось, что

$$\tau(B^+) \geq \tau(B^0) \sim \tau(B_s) > \tau(\Lambda_b^0) \gg \tau(B_c^+). \quad (1.1.13)$$

Из-за более тяжёлой массы b -кварков, различие во временах жизни В адронов предсказывалось меньшим [21–26], чем в секторе очарованных частиц. Отношение времён жизни B^+ и B^0 мезонов ожидалось равным $1,0 \pm 0,02$ [27], а полные ширины B_s^0 и B^0 мезонов предсказывались [27] очень близкими с разницей порядка 1 %.

1.2 Глубоко-неупругое рассеяние

Глубоко-неупругим рассеянием называют такие инклюзивные процессы взаимодействия лептонов и адронов, при которых квадрат передачи 4-импульса лептоном и квадрат суммарной полной энергии вторичных адронов в системе их центра инерции значительно превышают характерную энергию покоя адронов. Благодаря большой величине переданного импульса, глубоко-неупругое рассеяние играет важную роль в исследовании структуры адронов и ядер и выяснении динамики взаимодействия на малых расстояниях. Основная часть материала представленная в этой главе может быть в более полном варианте найдена в [29, 30].

Взаимодействие мюона с нуклоном является электрослабым и может быть представлено как обмен одним из векторных бозонов: γ^* , W^\pm или Z^0 .

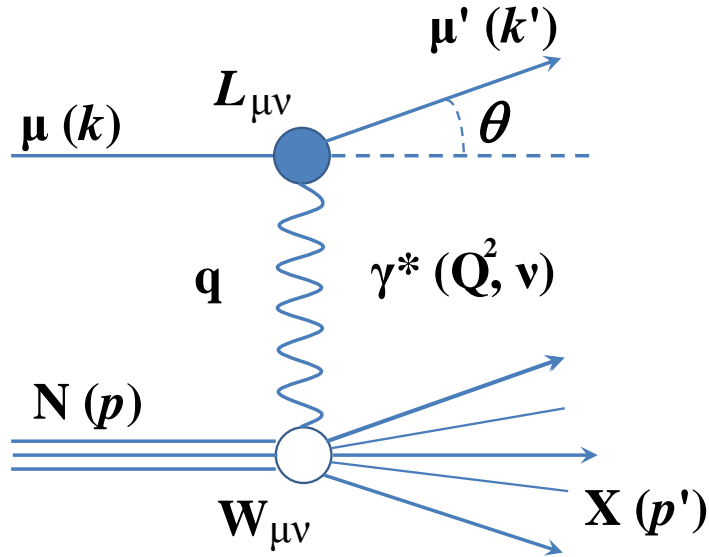


Рис. 1.2.1: Диаграмма ГНР $\mu N \rightarrow \mu' X$. Лептонный тензор $L_{\mu\nu}$ описывает процесс излучения лептоном виртуального фотона и рассчитывается в рамках квантовой электродинамики. Адронный тензор $W_{\mu\nu}$, содержащий информацию о внутренней структуре ядра мишени, не может быть полностью рассчитан, так как зависит от непертурбативного характера динамики взаимодействия.

При этом, виртуальный фотон или W^\pm , Z^0 взаимодействует с составляющими нуклон кварками, делая тем самым процессы ГНР важным инструментом для изучения структуры нуклонов. Считается [31], что фотон поглощается кварком, который получает энергию, после чего начинается процесс фрагментации кварка в адроны. В эксперименте COMPASS регистрируются реакции, в которых налетающей и рассеянной частицей является мюон и происходит взаимодействие посредством нейтрального тока, т.е. обмен виртуальным фотоном или Z^0 -бозоном. Процессы, проходящие в результате обмена Z^0 -бозона в каче-

стве промежуточной частицы, сильно подавлены по причине его большой массы $M_{Z^0} = (91, 1876 \pm 0, 0021)$ ГэВ/ c^2 . Обычно рассматриваются процессы с одним виртуальным фотоном γ^* , пренебрегая многофотонными обменами, вклад которых мал, так как связан с высокими степенями постоянной тонкой структуры $\alpha = 1/137$. Диаграмма процесса $\mu N \rightarrow \mu' X$ однофотонного обмена приведена на рис. 1.2.1. Лептон (μ) рассеивается на нуклоне (N) и в конечном состоянии регистрируется, либо только рассеянный лептон (μ') (инклюзивный процесс), либо кроме рассеянного лептона (μ') регистрируется также часть адронной системы X (полуинклюзивный процесс).

Кинематика глубоко-неупругого рассеяния

Для описания ГНР используются следующие 4-импульсы и лоренц-инвариантные кинематические переменные:

$k = (E, \vec{k})$ – 4-импульс налетающего лептона;

$k' = (E', \vec{k}')$ – 4-импульс рассеянного лептона;

$p = (M, \vec{0})$ – 4-импульс нуклона;

Здесь E – энергия налетающего лептона в лабораторной системе, E' – энергия рассеянного лептона в лабораторной системе, M – масса нуклона.

$q = k - k'$ – 4-импульс виртуального фотона γ^* ;

$Q^2 = -q^2 \approx 4EE' \sin^2 \frac{\Theta}{2}$ – квадрат переданного 4-импульса (пренебрегая массой лептона), где Θ угол рассеянного лептона.

$\nu = \frac{p \cdot q}{M} = E - E'$ – переданная энергия в лабораторной системе;

$y = \frac{\nu}{E}$ – относительная переданная энергия в лабораторной системе ($0 < y < 1$);

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ – доля импульса нуклона, переносимая кварком, на котором происходит рассеяние (Бьеркеновская переменная $0 < x < 1$);

$W^2 = (p + q)^2$ – квадрат инвариантной массы конечной адронной системы.

При $W < 2$ ГэВ нуклон не разрушается, а переходит в возбужденное резонансное состояние. При $W > 2$ ГэВ наступает область ГНР.

Если в дополнение к рассеянному мюону, регистрируется по крайней один адрон h , то вводятся дополнительные кинематические переменные наиболее важные из которых перечислены в таблице 1.2.1.

Сечение для инклюзивного процесса может быть выражено в терминах кинематических переменных и двух структурных функций содержащих информацию о структуре нуклона

$$\frac{d\sigma^{\ell N \rightarrow \ell' X}}{dx dy} = \frac{8\pi M E \alpha^2}{Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{y^2 \gamma^2}{4}\right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (1.2.1)$$

Масса лептона в этой формуле не учитывалась и рассматривался только однофотонный

Переменная	
m_h	масса регистрируемого адрона
p_h	4-импульс адрона
E_h	энергия адрона
$z = \frac{E_h}{\nu}$	доля энергии виртуального фотона, приходящаяся на адрон h
p_T	поперечный импульс адрона по отношению к виртуальному фотону
p_L	продольная составляющая импульса адрона в адронной системе центра масс
$x_F \cong \frac{2p_L}{W}$	Фейнмановская переменная в адронной системе центра масс ($-1 < x_F < 1$)

Таблица 1.2.1: Основные кинематические переменные для полуинклюзивных процессов.

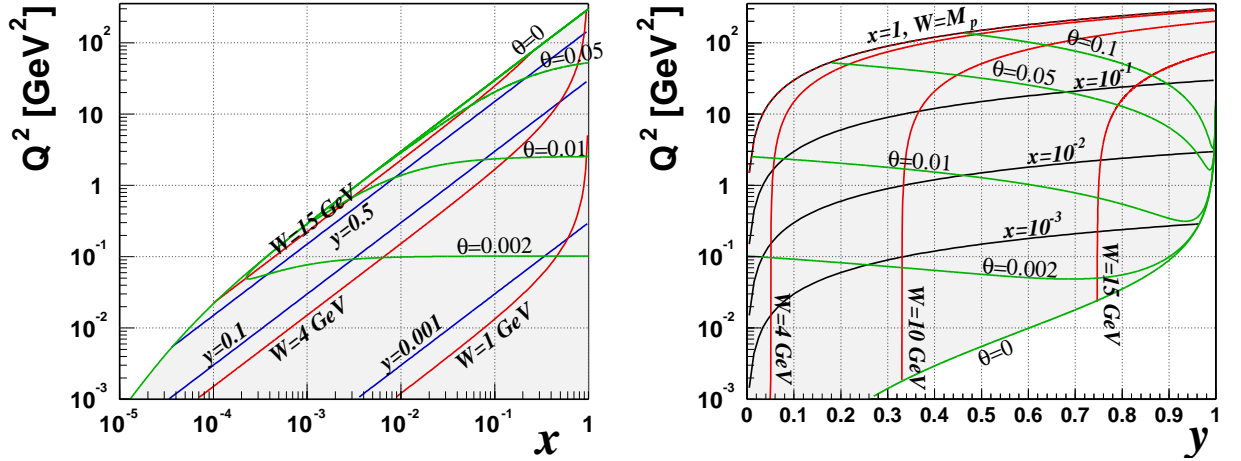


Рис. 1.2.2: Кинематическая область, доступная для измерений с мюонным пучком энергии 160 ГэВ. Линиям соответствуют положения точек, когда одна из кинематических переменных равна константе (см. надписи).

обмен. В формуле (1.2.1) структурные функции $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$ зависят от двух кинематических переменных x и Q^2 . Используя одни лишь соотношения между кинематическими переменными и зная энергию пучковых мюонов, можно определить кинематическую область, доступную для измерений. Эта область, рассчитанная для энергий COMPASS, показана на рисунке 1.2.2. Ее границы в пространстве переменных (y, Q^2) или (x, Q^2) определяются с одной стороны кривой, соответствующей нулевому углу рассеяния мюона, и упругим рассеянием на нуклоне с другой стороны. В пространстве (x, Q^2) ограничение сверху дается нулевыми углами рассеяния, а ограничения снизу нет, так как выбирая события с малыми передачами энергии при фиксированном Q^2 можно достичь области высоких x .

ГНР и кварк-партонная модель

Глубоко-неупругое рассеяние лептонов на нуклонах изучается на протяжении более 40 лет. Первые измерения, выполненные в SLAC в *ep* рассеянии, показали, что нуклон состоит из точно-подобных объектов [32], названных партонами [33]. В отличие от упругого *ep* рассеяния, в котором сечение быстро падает с ростом переданного импульса, сечение ГНР процесса оказалось не зависящим от переданного импульса в согласии с предсказанием [33]. Физическую интерпретацию этой особенности дал Фейнман [34] в рамках кварк-партонной модели (КПМ). Объяснение этого факта заключается в том, что взаимодействие партона с промежуточным фотоном происходит за очень короткое время, так что партоны не успевают провзаимодействовать друг с другом и ведут себя, как газ свободных частиц. Изучение глубоко-неупругих процессов дает информацию о структуре нуклона, а также позволяет проверять предсказания квантовой хромодинамики (КХД), неабелевой калибровочной теории, описывающей сильные взаимодействия. Глубоко-неупругие процессы, характеризуемые $Q^2 \gg M^2$ и $\nu \gg M$, могут быть успешно описаны в рамках кварк-партонной модели.

Согласно КПМ [34] нуклон состоит из точечных невзаимодействующих между собой объектов, партонов (рис. 1.2.3). В качестве партонов выступают три валентных кварка, пары кварк-антикварк (так называемые морские кварки) и глюоны. Кварки являются дираковскими частицами, имеющими дробные заряды. Глюоны - переносчики сильного взаимодействия, электрически нейтральные, в реакциях электромагнитного взаимодействия не участвуют. Они переносят порядка 50% импульса нуклона.

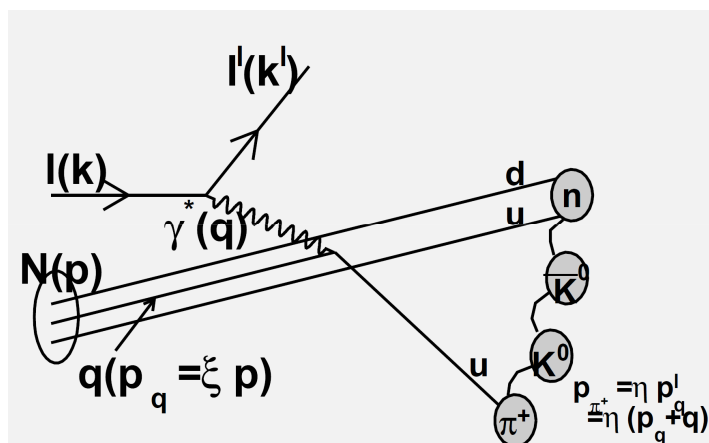


Рис. 1.2.3: Интерпретация кинематики ГНР в кварк-партонной модели.

Описание ГНР взаимодействия лептона и нуклона проводится в системе отсчета, в кото-

рой нуклон движется с бесконечно большим импульсом. Таким образом массами партонів можно пренебречь, а направление их движения можно считать коллинеарным импульсу нуклона. Предполагается, что время взаимодействия, порядка $1/\sqrt{Q^2}$, достаточно мало и кварки не успевают провзаимодействовать друг с другом. Реакция является упругим рассеянием лептона на кварке. Если партон, на котором происходит рассеяние, несет долю импульса нуклона η , то энергию конечного адронного состояния W можно рассчитать по формуле:

$$W^2 = (q + \eta P)^2 = q^2 + 2\eta(q \cdot P) + \eta^2 P^2 = Q^2(-1 + \frac{\eta}{x}) + \eta^2 M^2 . \quad (1.2.2)$$

Так как рассеяние на партоне является упругим, то W^2 должно быть равно массе партона $\eta^2 M^2$. Отсюда $\eta = x$.

Кварковые плотности q^+ (q^-) соответствуют ориентации, когда спин кварка параллелен (антипараллелен) спину нуклона. В силу закона сохранения углового момента виртуальный фотон может взаимодействовать только лишь с кварком, спин которого направлен в противоположную сторону спину фотона (рис. 1.2.4). Таким образом, меняя взаимную спиновую ориентацию лептона и нуклона, можно исследовать либо q^+ , либо q^- .

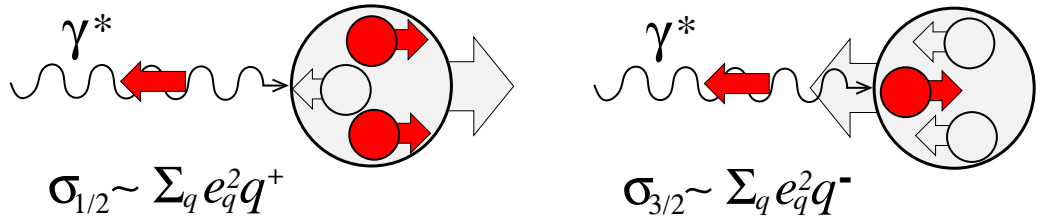


Рис. 1.2.4: Взаимодействие виртуального фотона с кварками в кварк-партонной модели. q^+ (q^-) – кварковые плотности для случая, когда спин кварка параллелен (антипараллелен) спину нуклона. Взаимодействующие кварки закрашены темным цветом.

Следует так же отметить, что в наивной кварк-партонной модели кварковые плотности зависят только от доли импульса x , переносимой кварком. Структурные функции F_1 и F_2 имеют простую вероятностную интерпретацию:

$$\begin{aligned} F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 q(x) \\ F_2(x) &= x \sum_q e_q^2 q(x) . \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

Суммирование проводится по ароматам кварков $q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ и неполяризованным кварковым распределениям $q(x)$. Число кварков аромата q , на которые приходится доля импульса в интервале $[x, x + dx]$, определяется величиной $q(x)dx$. Такая интерпретация действительна только для реакций, в которых разрешение достаточно чтобы различить кварки внутри протона: то есть когда $Q^2 \geq 1(\text{ГэВ}/c)^2$, что соответствует разрешению

$1/Q^2 \leq 1/(\text{ГэВ}/c)^2 = 0.2$ фм. Для инклюзивных реакций разрешение обеспечивается условием $Q^2 \geq 1(\text{ГэВ}/c)^2$. Для полуинклюзивных реакций разрешение задается либо значением Q^2 , либо значением поперечного импульса p_T адрона по отношению к виртуальному фотону, либо массой тяжелого кварка.

Кварк-партоновая модель учитывает полуинклюзивные процессы введением переменной z . Интуитивно кажется ясным, что наблюдение $\pi^+ = u\bar{d}$ с большим z указывает на взаимодействие, скорее всего, с u или \bar{d} кварком. Формально это может быть выражено введением так называемых функций фрагментации $D_q^h(z)$, где $D_q^h(z)dz$ является числом адронов типа h , образующихся из кварка аромата q в диапазоне относительных импульсов $[z, z + dz]$. По аналогии структурная функция F_2 может быть определена как:

$$F_2^h(x, z) = x \sum e_q^2 q(x) D_q^h(z) . \quad (1.2.4)$$

В лидирующем за ЛП КХД выражение (1.2.3) выглядит абсолютно так же, хотя скейлинг нарушается и появляется дополнительная зависимость кварковых плотностей от Q^2 .

Поляризационные эффекты в ГНР

Для изучения спиновой структуры нуклона необходимо иметь поляризованные пучки и мишени². Сечение ГНР может быть параметризовано двумя дополнительными структурными функциями g_1 и g_2 , несущими информацию о спиновой структуре нуклона. Разница сечений с параллельными и антипараллельными спинами частиц пучка и мишени выражается как:

$$\frac{d^2\sigma^{\uparrow\downarrow}}{dx dy} - \frac{d^2\sigma^{\uparrow\uparrow}}{dx dy} = \frac{32\pi M E \alpha^2 x y}{Q^4} \left[\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2 \gamma^2}{4} \right) g_1(x, Q^2) - \frac{y \gamma^2}{2} g_2(x, Q^2) \right] \quad (1.2.5)$$

Экспериментально обычно измеряется асимметрия сечения $A^{\ell N}$

$$A^{\ell N} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}}, \quad (1.2.6)$$

которая, с другой стороны, может быть выражена через структурные функции нуклона, как

$$A^{\ell N} = D \left(\frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} + \eta \gamma \frac{g_1 + g_2}{F_1} \right) \quad (1.2.7)$$

²Здесь будут рассмотрены только взаимодействия продольно поляризованных частиц пучка и мишени.

со следующей расшифровкой обозначений

$$\begin{aligned}
D &= \frac{y(1 + \gamma^2 y/2)(2 - y)}{y^2(1 + \gamma^2) + 2(1 + R)(1 - y - \gamma^2 y^2/4)} \stackrel{\gamma^2 \ll 1}{\simeq} \frac{y(2 - y)}{2(1 - y)(1 + R) + y^2} \\
\eta &= \gamma \cdot \frac{1 - y - \gamma^2 y^2/4}{(1 - y/2)(1 + \gamma^2 y/2)} \stackrel{\gamma^2 \ll 1}{\simeq} \gamma \cdot \frac{1 - y}{1 - y/2} \\
\gamma &= \sqrt{\frac{2Mx}{Ey}} = \frac{Q^2}{\nu^2},
\end{aligned} \tag{1.2.8}$$

где R представляет собой отношение продольной и поперечной составляющих сечения поглощения виртуального фотона. Здесь масса лептона опущена. Так как $Q^2 \ll \nu^2$, кинематические факторы η и γ малы уравнение (6) упрощается:

$$A^{\ell N} = D \frac{g_1}{F_1}, \tag{1.2.9}$$

здесь коэффициент D является фактором деполяризации фотона, определяющим передачу поляризации от лептона к виртуальному фотону. Таким образом отношение g_1/F_1 может быть интерпретировано как фотон-нуклонная асимметрия:

$$A^{\gamma N} = \frac{g_1}{F_1}. \tag{1.2.10}$$

В КПМ g_1 имеет простую интерпретацию:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x) \tag{1.2.11}$$

где $\Delta q()$ являются поляризованными кварковыми распределениями:

$$\Delta q(x) dx = (q^\uparrow(x) - q^\downarrow(x)) dx \tag{1.2.12}$$

$\Delta q(x) dx$ является числом кварков со спином параллельным спину нуклона минус число кварков с спином антипараллельным спину нуклона в импульсном интервале $[x, x + dx]$. Соответствующие распределения неполяризованных кварков задаются $q(x) = q^\uparrow(x) + q^\downarrow(x)$. КПМ предсказывает что $g_2 = 0$.

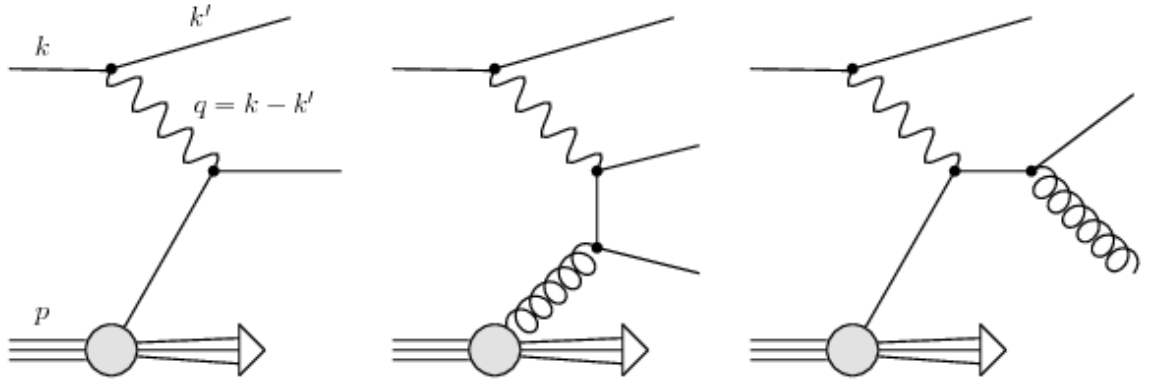


Рис. 1.2.5: (Слева) Реакция ГНР в ЛП КХД. (Справа) Процессы высшего порядка, дающие вклад в сечение: процесс фотон-глюонного слияния и комптоновское КХД рассеяние.

КХД поправки

Левая диаграмма на рис. 1.2.5 относится к реакции ГНР в ЛП КХД. Диаграммы КХД процессов более высокого порядка показаны на правой части рисунка. Одним из них является реакция фотон-глюонного слияния, где фотон, взаимодействуя с глюоном, рождает кварк - антикварковую пару. Эта реакция представляет особый интерес для измерения глюонного вклада в спин нуклона. Другим процессом является эффект Комптона, где провзаимодействовавший кварк излучает глюон. Эти процессы приводят к Q^2 -зависимости структурных функций и кварковых распределений. В ЛП КХД выражения для F_2 и g_1 принимают следующий вид:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) \quad (1.2.13)$$

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x, Q^2)$$

Структурную функцию протона g_1^p можно записать в лидирующем порядке как :

$$\begin{aligned} g_1^p(x, Q^2) = & \frac{1}{18}(4(\Delta u(x, q^2) + \Delta \bar{u}(x, Q^2)) \\ & +(\Delta d(x, q^2) + \Delta \bar{d}(x, Q^2)) \\ & +(\Delta s(x, q^2) + \Delta \bar{s}(x, Q^2)) \end{aligned} \quad (1.2.14)$$

В следующем за ЛП КХД структурные функции F_2 и g_1 зависят дополнительно от поляризованных и неполяризованных распределений глюонов $\Delta G(x) = G^\uparrow(x) - G^\downarrow(x)$ и

$G(x) = G^\uparrow(x) + G^\downarrow(x)$ как:

$$F_2(x, Q^2) = x \sum_q e_q^2 q(x, Q^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} x \sum_i e_i^2 \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left(q(x', Q^2) f_q\left(\frac{x}{x'}\right) + \left(G(x', Q^2) f_G\left(\frac{x}{x'}\right) \right) \right) \quad (1.2.15)$$

и

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x', Q^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi} \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \int_x^1 \frac{dx'}{x'} \left(\Delta q(x', Q^2) \Delta C_q\left(\frac{x}{x'}\right) + \left(\Delta G(x', Q^2) \Delta C_g\left(\frac{x}{x'}\right) \right) \right) \quad (1.2.16)$$

Хотя коэффициенты f_q , f_G , ΔC_q и ΔC_g и вычисляется в КХД, но зависят, как от использованных партонных распределений, так и от применяемой процедуры перенормировки.

1.2.1 Роль глюонов в спиновой структуре нуклона

В этом параграфе рассматривается современное состояние изучения структуры нуклона: значительная часть материала взята из обзоров [35, 36]. Как кварки, так и глюоны могут вносить свой вклад в спин нуклона в соответствии с правилом сумм спиральности нуклона:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta \Sigma + \Delta G + L_q + L_g, \quad (1.2.17)$$

где $\Delta \Sigma$ является вкладом спина кварков и антикварков, ΔG вклад спина глюонов, а L_q и L_g соответствующие вклады орбитального углового момента кварков и глюонов. Весовой коэффициент $\frac{1}{2}$ перед $\Delta \Sigma$ соответствует спину кварков и подчеркивает их отличие от глюонов, имеющих спин 1.

Наивная кварковая модель (НКМ)

В наивной статической кварковой модели протон состоит из двух u и одного d кварка. Предполагая симметрии $SU(2)$ аромата и $SU(2)$ спина, волновую функцию протона с проекцией его спина параллельно оси квантования можно записать [31] как:

$$\begin{aligned} |p \uparrow\rangle = & \frac{1}{118} (2|u \uparrow u \uparrow d \downarrow\rangle + 2|u \uparrow d \downarrow u \uparrow\rangle + 2|d \downarrow u \uparrow u \uparrow\rangle \\ & - |u \uparrow u \downarrow d \uparrow\rangle - |u \downarrow u \uparrow d \uparrow\rangle - |u \downarrow d \uparrow u \uparrow\rangle \\ & - |u \uparrow d \uparrow u \downarrow\rangle - |d \uparrow u \uparrow u \downarrow\rangle - |d \uparrow u \downarrow u \uparrow\rangle) \end{aligned} \quad (1.2.18)$$

Эта волновая функция позволяет вычислить вклад u и d кварков в полный спин нуклона:

$$\Delta u = \langle p \uparrow | N_{u\uparrow} | p \uparrow \rangle - \langle p \uparrow | N_{u\downarrow} | p \uparrow \rangle = \frac{30}{18} - \frac{6}{18} = \frac{4}{3} \quad (1.2.19)$$

$$\Delta d = \langle p \uparrow | N_{d\uparrow} | p \uparrow \rangle - \langle p \uparrow | N_{d\downarrow} | p \uparrow \rangle = \frac{6}{18} - \frac{12}{18} = -\frac{1}{3}$$

здесь операторами $N_{q\uparrow}(N_{q\downarrow})$ учитывается число кварков аромата q с проекцией спина параллельно (антипараллельно) спину нуклона. Очевидно, что 100% спина нуклона определяется вкладами этих двух кварков:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d = \frac{4}{3} - \frac{1}{3} = 1, \quad \Delta G = L_q = L_g = 0 \quad (1.2.20)$$

С расширением симметрии аромата с $SU(2)$ до $SU(3)$, становятся доступными волновые функции странных барионов. Это позволяет вычислить магнитный момент всех барионов нуклонного октета. Вычисленные значения в предположении, что $m_u = m_d = \frac{M_N}{3}$ и $m_s = \frac{2}{3}M_p$, приведены в в таблице 1.2.2. Как видно, полученные величины магнитных моментов прекрасно согласуются с экспериментальными значениями.

	p	n	Λ	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-
μ/μ_N НКМ	3	-2	-0,67	2,89	0,89	-1,1	-1,55	-0,55
μ/μ_N Эксперимент	2,79	-1,91	-0,61	2,5	-	-1,2	-1,25	-0,65

Таблица 1.2.2: Сравнение, вычисленных в рамках наивной статической кварковой модели, величин магнитных моментов барионов нуклонного октета с экспериментальными значениями.

Релятивистская кварковая модель (РКМ)

В рамках наивной кварковой модели значение аксиально-векторной константы связи составляет $g_A = \Delta u - \Delta d = 5/3$, что на 30% выше экспериментального значения 1,26. В релятивистских кварковых моделях учитывается орбитальный угловой момент кварков и значение g_A уменьшается до экспериментального значения. В этих моделях типичные значения $\Delta\Sigma$ и L_q составляют:

$$\Delta\Sigma \approx 0,75, \quad L_q \approx 0,125 \quad \text{и} \quad \Delta G = L_g = 0 \quad (1.2.21)$$

Барионные распады

Первый момент распределения плотности поляризации кварка $\Delta q = \int_0^1 \Delta q(x) dx$ задается следующим матричным элементом:

$$\langle ps | \bar{\psi}_q \gamma^\mu \gamma^5 \psi_q | ps \rangle = (\Delta q + \Delta \bar{q}) s^\mu \quad (1.2.22)$$

где $|ps\rangle$ описывает протон со спиновым 4-вектором. Этот матричный элемент связан с аксиальными матричными элементами барионных распадов, которые могут быть выражены, предполагая SU(3) симметрию ароматов, через обобщённую теорему Вигнера-Эккарта [37] в следующем виде:

$$\langle B_j | \bar{\Psi} \lambda_k \gamma^\mu \gamma^5 \Psi | B_l \rangle = i f_{jkl} F + d_{jkl} D \quad j, k, l = 1 \dots 8. \quad (1.2.23)$$

Здесь F и D - константы гиперонных распадов, f_{jkl} и d_{jkl} являются структурными SU(3) константами, B_j барион из барионного октета, λ_j обозначают генераторы SU(3) группы и

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \\ \psi_s \end{pmatrix}. \quad (1.2.24)$$

Два из SU(3) генераторов диагональны:

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \quad (1.2.25)$$

Соответствующие матричные элементы для протона связаны с первым моментом распределения плотности поляризации кварка следующим образом:

$$\begin{aligned} a_3 &= (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}) = F + D \\ &= g_A = 1,2670 \pm 0,0035, \end{aligned} \quad (1.2.26)$$

$$\begin{aligned} a_8 &= (\Delta u + \Delta \bar{u}) - (\Delta d + \Delta \bar{d}) - 2(\Delta s + \Delta \bar{s}) \\ &= 3F - D = 0,585 \pm 0,025. \end{aligned} \quad (1.2.27)$$

Из-за групповой структуры SU(3) из барионных распадов можно получить только два независимых измерения трех величин $(\Delta u + \Delta \bar{u})$, $(\Delta d + \Delta \bar{d})$ and $(\Delta s + \Delta \bar{s})$. Дополнительное предположение $(\Delta s + \Delta \bar{s}) = 0$ приводит к следующему предсказанию для вклада от валентных кварков:

$$\Delta\Sigma = 0,585 \pm 0,025, \quad (1.2.28)$$

которое такого же порядка величины, как и предсказание релятивистских кварковых моделей.

Поляризованное ГНР

Поляризованное ГНР обеспечивает третьим уравнением, позволяющим избежать предположения $(\Delta s + \Delta \bar{s}) = 0$. По аналогии с уравнением (1.2.23) матричный элемент доступный в ГНР может быть записан как:

$$a_0 = \langle B_i | \bar{\Psi} E_3 \gamma^\mu \gamma^5 \Psi | B_k \rangle = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) + (\Delta s + \Delta \bar{s}) = \Delta\Sigma. \quad (1.2.29)$$

E_3 является трехмерной унитарной матрицей. Первый момент Γ_1^p , протонной структурной функции g_1^p , может быть записан в виде:

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx = \frac{1}{36}(4a_0(Q^2) + 3a_3 + a_8). \quad (1.2.30)$$

В отличие от a_3 и a_8 матричный элемент a_0 получает Q^2 зависимость при ренормализации из-за аксиальной аномалии [38]. Первые эксперименты по поляризованному ГНР были выполнены в 1970-х годах в SLAC [39]. Европейская Мюонная Коллаборация (EMC) в CERN в 1988 году первой определила [40, 41] первый момент спиновой структурной функции g_1^p и обнаружила нарушение правила сумм Ellis–Jaffe [42]. Как следствие, вместо ожидаемых значений $\Delta\Sigma \simeq 0,6$ и $(\Delta s + \Delta \bar{s}) = 0$ было измерено:

$$\Delta\Sigma = (\Delta u + \Delta \bar{u}) + (\Delta d + \Delta \bar{d}) + (\Delta s + \Delta \bar{s}) = 0,12 \pm 0,17 \quad (1.2.31)$$

$$(\Delta s + \Delta \bar{s}) = -0,19 \pm 0,06 \quad (1.2.32)$$

Это означало, что вклад валентных кварков в спин нуклона мал и даже в пределах ошибок совпадает с нулём. При этом странные кварки отрицательно поляризованы. Полученный результат получил название "спиновый кризис". Некоторые физики даже засомневались в пертурбативной КХД [43]. В ЛП КХД так же, как и в кварковых моделях, a_0 может трактоваться как суммарная поляризация кварков $\Delta\Sigma$ и не зависит от Q^2 . Анализ [44] 2006 года в ЛП КХД всех доступных из ГНР значений структурной функции g_1 показал,

что:

$$\begin{aligned}\Delta\Sigma &= 0,18 \pm 0,04 \\ (\Delta s + \Delta\bar{s}) &= -0,14 \pm 0,01\end{aligned}\tag{1.2.33}$$

Этот результат подтвердил, что вклад валентных кварков в спин нуклона мал, хотя и не нулевой, а странные кварки отрицательно поляризованы.

Анализ ГНР в следующем за ЛП КХД приближении

В следующем за ЛП КХД анализе ГНР матричный элемент a_0 не связан напрямую с $\Delta\Sigma$, а зависит от использованного метода ренормализации и факторизации. Наиболее часто используемыми являются методы \overline{MS} и Adler-Bardeen (AB):

- При расчётах в рамках калибровочно-инвариантного метода \overline{MS} [45] глюоны не дают вклада в $\Gamma_1(Q^2)$. Однако в этой схеме нарушается киральная симметрия и аксиальный ток не сохраняется, что также означает $a_0(Q^2) = \Delta\Sigma_{\overline{MS}}(Q^2)$.
- При вычислениях в рамках метода Adler-Bardeen (AB) [46], не нарушающем киральную симметрию, первые моменты кварковых распределений Δq не зависят от Q^2 :

$$\begin{aligned}a_0(Q^2) &= \Delta\Sigma_{AB} - \frac{n_f}{2\pi}\alpha_s(Q^2)\Delta G(Q^2) \\ a_s(Q^2) &= \Delta s - \frac{1}{2\pi}\alpha_s(Q^2)\Delta G(Q^2).\end{aligned}\tag{1.2.34}$$

Зависимость (1.2.34) получила название "глюонной аксиальной аномалии". Эта зависимость вносит неоднозначность в интерпретацию измерений, так как измеряемая в эксперименте величина a_0 не является поляризацией кварков, как предполагается в кварковых моделях. Кварковый вклад эффективно экранируется глюонами не может быть подсчитан без знания ΔG . Так как величина $\Delta\Sigma_{AB}$ не зависит от Q^2 , то возможно её сравнение с предсказаниями кварковых моделей. Изыщным решением "спинового кризиса" был бы большой вклад глюонов ΔG . На рис. 7.1.4 показаны зависимости значений $\Delta\Sigma$ и $\Delta s + \Delta\bar{s}$ от величины ΔG . При больших значениях $\Delta G \approx 2,5$, получаются, предсказываемые правилом сумм Ellis–Jaffe [42], величины $\Delta\Sigma \simeq 0,6$ и $\Delta s + \Delta\bar{s} = 0$. Если предположить, что глюоны в нуклоне не поляризованы ($\Delta G = 0$), то реализуется сценарий "спинового кризиса": $\Delta\Sigma \approx 0,2$ и $\Delta s + \Delta\bar{s} \approx -0,1$.

Этот факт был сильным аргументом в обосновании необходимости измерения вклада глюонов ΔG в спин нуклона. Как видно из уравнения (1.2.16), в следующем за ЛП КХД структурная функция g_1 зависит от поляризованного глюонного распределения ΔG , что позволяет, в принципе, извлечь само значение ΔG . Однако следует упомянуть, что глюонное распределение входит в g_1 в виде произведения с α_s , что понижает чувствительность

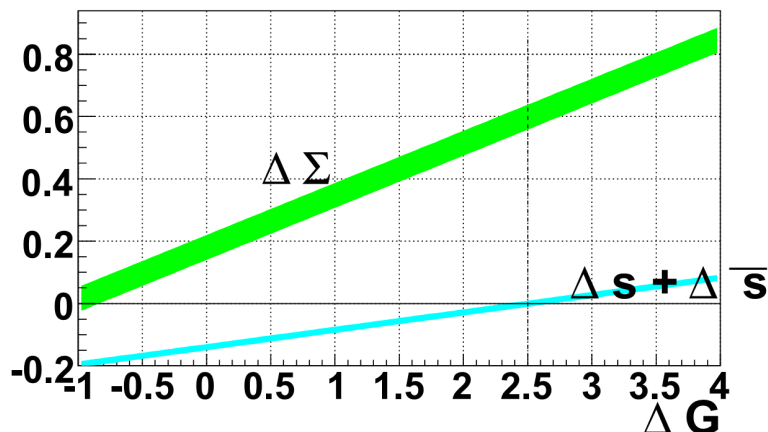


Рис. 1.2.6: Зависимость $\Delta \Sigma$ и $\Delta s + \Delta \bar{s}$ в методе ренормализации и факторизации Adler-Bardeen [46] от величины ΔG .

извлечения ΔG из КХД анализа этой структурной функции.

Анализ мировых данных по структурной функции g_1 в следующем за ЛП КХД, выполненный в COMPASS [47] в 2007 году, показал два возможных значения первого момента ΔG при $Q^2 = 3$ (ГэВ/с)² с одинаково хорошими значениями χ^2 . В обоих случаях значение первого момента ΔG составило 0,2–0,3 по абсолютной величине.

В 2013 году COMPASS опубликовал [48] новый в следующем за ЛП КХД фит. В новом фите использовались те же данные, что и в [47] с дополнительно включёнными 15 более поздними [49] измерениями A_1^p и прямым измерением поляризации глюонов $\Delta g(x)/g(x)$ [48]. Оба новых измерения были выполнены в COMPASS. Этот анализ также позволил извлечь два распределения разных знаков функции ΔG , которые одинаково хорошо описывают данные. Первые моменты этих распределений оказались равными $\Delta G = 0,22 \pm 0,08$ (стат.) и $\Delta G = -0,34 \pm 0,12$ (стат.) при $Q^2 = 3$ (ГэВ/с)².

Последнее измерение COMPASS указывающее, что вклад глюонов, если он положителен, составляет $\Delta G \approx 0,2$, было впоследствии подтверждено двумя глобальными КХД фитами поляризованных партонных распределений с учётом данных RHIC 2009 года по рождению π^0 и образованию струй при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Оба КХД анализа показали, что знак ΔG положительный, а значения ΔG сопоставимы: $\Delta G = 0,19_{-0,05}^{+0,06}$ на 95% уровне достоверности при $x > 0,05$ DSSV2014 [52] фит (рис. 1.2.7) и $\Delta G = 0,23 \pm 0,07$ при $0,05 < x < 0,5$ NNPDF [53] фит.

В 2015 году в следующем за ЛП КХД анализе [54] анализе мировых данных измерения

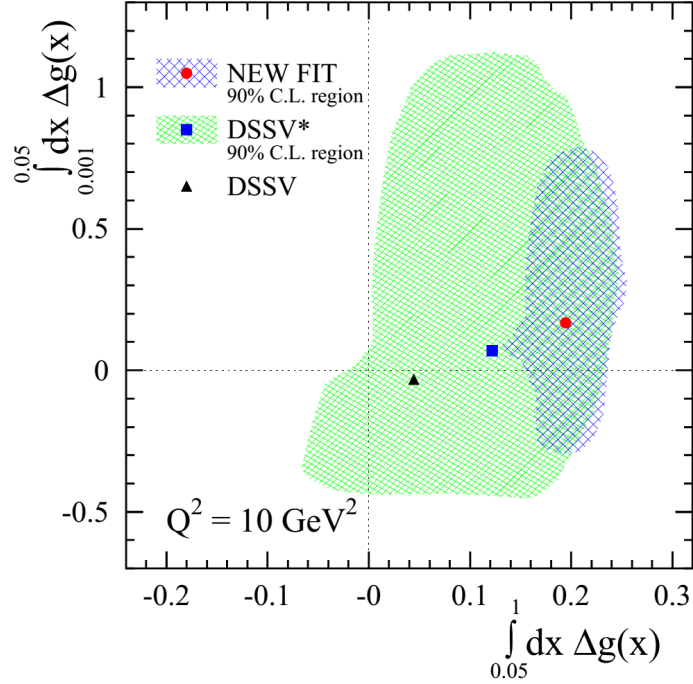


Рис. 1.2.7: Показаны зоны усечённых первых моментов ΔG , вычисленные по x для интервалов $0,05 \leq x \leq 1$ и $0,001 \leq x \leq 0,05$ при $Q^2 = 10$ (ГэВ/с)². Приведены результаты глобальных фитов DSSV [50], [51], DSSV* [52] (улучшенный фит DSSV) и NEW FIT (DSSV2014) [52] с последними данными RHIC сеанса 2009 года. Специальными маркерами показаны центральные значения каждого фита.

спиновых асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного ГНР было получено:

$$\begin{aligned}\Delta\Sigma &= 0,233 \pm 0,048; \\ (\Delta s + \Delta\bar{s}) &= -0,118 \pm 0,012; \\ \Delta G &= 0,286 \pm 0,170\end{aligned}\tag{1.2.35}$$

при $Q^2 = 2,5$ (ГэВ/с)².

Подводя итоги этого параграфа, можно определённо утверждать, что знак ΔG положителен. В настоящее время, существует два набора измерений ΔG (при $Q^2 \approx 3$ (ГэВ/с)² и $Q^2 = 10$ (ГэВ/с)²), указывающих на величину $\Delta G \approx 0,2$. Помимо отличающихся значений Q^2 , большие ошибки измерений не позволяют сделать более конкретных выводов.

В будущем все надежды на более полное понимание вклада глюонов в полный спин нуклона связываются с электрон-ионным коллайдером [55], на котором будут доступны широкие кинематические интервалы по x и Q^2 .

Глава 2

Проверка стандартной модели на LEP

2.1 Коллайдер LEP в CERN

Создание LEP (Large Electron Positron collider) [59] было задумано в 1976 году после выхода работы [60] Бертона Рихтера¹, в которой он призывал к разработке e^+e^- коллайдера для детального изучения природы слабого взаимодействия. Физическая программа стала определяться в конце 1970-х годов, тогда исследование b -кварков было упомянуто в контексте электрослабых измерений (R_b , A_{FB}^b), но B -физика не обсуждалась как самостоятельная задача. Времена жизни B адронов не были известны, а исходя из предположения, что константа связи между вторым и третьим поколениями фермионов примерно того же порядка, что и измеренная константа связи между первым и вторым поколениями, время жизни B адронов ожидалось "малым". Но вскоре ситуация изменилась. Во-первых, в начале 80-х годов в экспериментах MAC [61] и MarkII [62] на коллайдере PEP в SLAC (Positron Electron Project in Stanford Linear Accelerator Center) было обнаружено, что времена жизни B адронов примерно на порядок больше, чем ожидалось. Во-вторых, примерно в это же время, были разработаны и успешно применены в экспериментах на фиксированной мишени кремниевые детекторы высокого пространственного разрешения. Это давало возможность отделять вторичные вершины "долгоживущих" B адронов от первичной вершины e^+e^- взаимодействия. Как следствие, два - ALEPH (Apparatus for LEP Physics) и DELPHI - из четырех экспериментов на LEP, включили кремниевые вершинные детекторы в свои LoI (Letter of Intent) в 1982 году.

Ускоритель LEP был введён в эксплуатацию в июле 1989-го года. Коллайдер был размещён в подземном, на глубине около 100 метров, тоннеле и состоял из 8-ми прямолинейных секций длиной 0,5 км, соединённых дугообразными секциями протяжённостью 2,8 км каждая. Внутренний диаметр тоннеля составлял 3,8 м за исключением четырёх залов, в которых располагались экспериментальные установки ALEPH, DELPHI, L3 и

¹В этом же году он получил Нобелевскую премию за открытие J/ψ мезона.

OPAL (Omni-Purpose Apparatus for LEP). Энергия инжекции электронов и позитронов составляла 20 ГэВ с последующим ускорением до 44-48 ГэВ (на первом, называемом LEP I, этапе работы ускорителя в 1989-1994 годах) или до величины около 100 ГэВ (в последующие годы на, так называемом, этапе LEP II). Пучок электронов/позитронов в процессе ускорения группировался в 4 сгустка, каждый из которых содержал порядка 1000 частиц. В местах пересечения пучков (в нуле системы координат экспериментальных установок) сгустки имели в поперечнике эллипсоидную форму с горизонтальным (вертикальным) размером около 200 (10) мкм. Продольный размер сгустка составлял около одного сантиметра. Подробное описание физических характеристик коллайдера LEP приведено в работе [63].

2.2 Эксперимент DELPHI на LEP

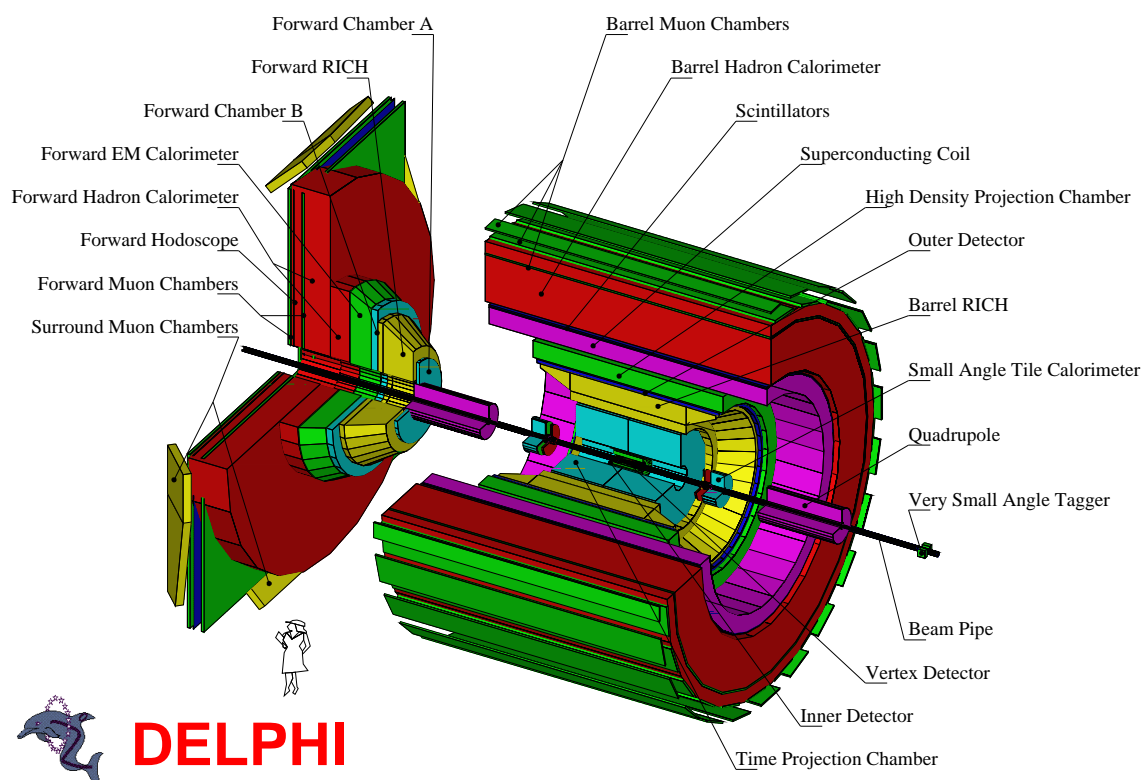


Рис. 2.2.1: Схематический вид установки DELPHI.

Основными идеями, на стадии проектирования установки DELPHI, были высокая granularity всех входящих в её состав детекторов при как можно большем покрытии телесного угла, а также включение в состав установки детекторов для идентификации частиц конечного состояния. Обобщённая модель экспериментальных установок, характерная для коллайдеров, включает в себя следующие компоненты (перечисленные по мере удалённости от вершины e^+e^- взаимодействия)

- вершинный детектор для регистрации распадов короткоживущих частиц, содержащих тяжёлые c и b кварки;
- центральный трековый детектор для восстановления импульсов частиц и идентификации заряженных адронов;
- электромагнитный калориметр для регистрации фотонов и электронов;
- адронный калориметр;
- мюонная система;
- относительно небольших размеров электромагнитные калориметры, расположенные близко к вакуумной трубе ионопровода (beam-pipe) с циркулирующими электронами, для измерения светимости ускорителя в месте расположения установки.

Экспериментальная установка DELPHI [64, 65] являлась одним из четырёх детекторов на LEP так называемого общего или многоцелевого назначения. Такое обобщённое название отражает способность экспериментальной установки набирать данные для изучения широкого спектра физических задач. Следует особо подчеркнуть, что DELPHI, единственная на LEP установка, включавшая RICH (Ring Image Cherenkov Detector) для идентификации адронов конечного состояния. Установка DELPHI - это комплекс из 20-ти детекторов различного назначения. Схематическое изображение установки показано на рис. 2.2.1. Геометрически установка может быть представлена, как цилиндр радиусом более 5-ти и длиной около 10-ти метров. Тонкостенный 1,4 мм бериллиевый вакуумный ионопровод диаметром 5,6 см, внутри которого и циркулируют встречные пучки электронов и позитронов расположен по оси цилиндра. Установка разделена на так называемую бочковую часть и две конические торцевые крышки. Сверхпроводящий соленоид (ток 5000 А) радиусом 2,6 м и длиной 7,4 м обеспечивает однородное магнитное поле напряжённостью около 1,23 Т, направленное параллельно оси z . В системе координат, принятой в DELPHI, ось z совпадает с линией столкновения электронов и позитронов и положительным направлением оси z является направление электронов. Ось x перпендикулярна, оси z и обращена в центр кольца ускорителя LEP, а ось y перпендикулярна, обеим указанным осям и направлена вверх. Полярный угол по отношению к оси z обозначался θ , а азимутальный угол вокруг оси z - ϕ .

Анализ данных, представленный в диссертации, принципиальным образом зависит от трековой системы и идентификации частиц. Трековая система DELPHI состояла из четырёх детекторов: Vertex Detector (VD), Inner Detector (ID), Time Projection Chamber (TPC) и Outer Detector (OD). Импульс заряженных частиц при $p < 10$ ГэВ/с измерялся с точностью $\sigma_p/p \leq 1,5\%$ в области углов $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$. Вершинный детектор состоял из трёх концентрических слоев кремниевых микрополосковых детекторов, расположенных на радиусах 6,3 см, 9 см и 11 см от линии пучка. При полярных углах $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ трек пересекает все три слоя кремния VD: в этом случае разрешение составляет около 8 мкм по $r\phi$ координате, а для rz зависит от полярного угла трека и достигает около 9 мкм для треков выходящих

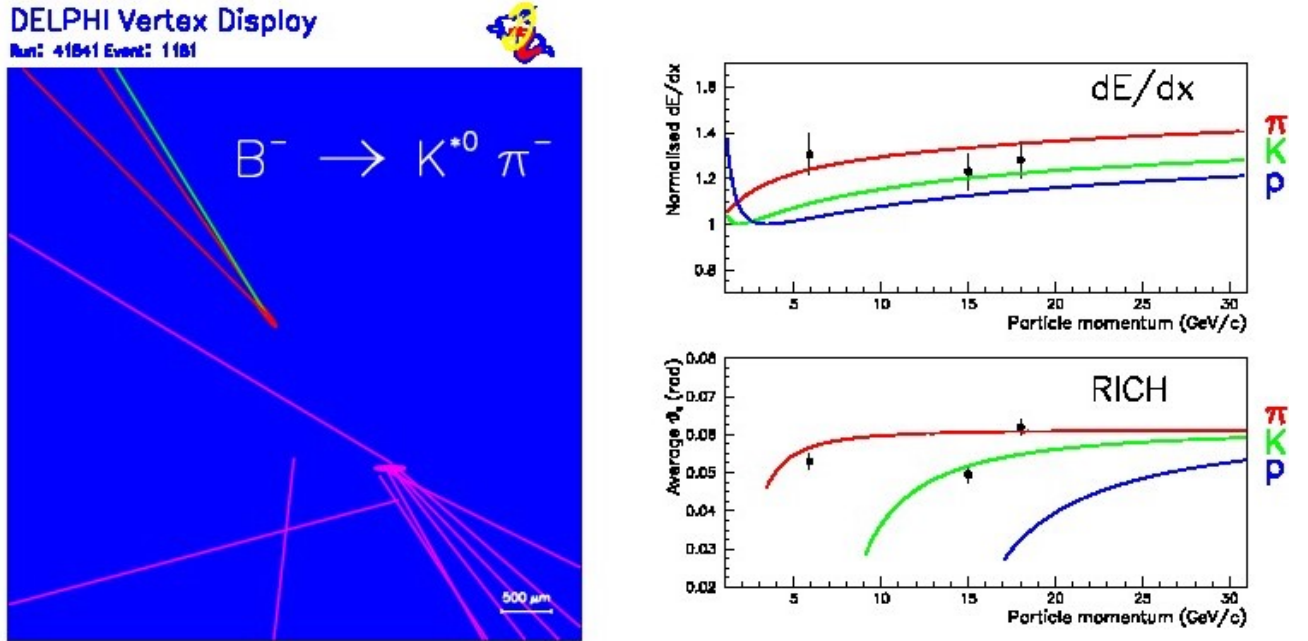


Рис. 2.2.2: Пример идентификации частиц в DELPHI, с использованием RICH и TPC. Идентификация K мезона и двух пионов в распаде $B^- \rightarrow K^{*0} \pi^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$.

перпендикулярно модулям. Для треков с "хитами" во всех трёх $r\phi$ VD слоях разрешение прицельного параметра равнялось $\sigma_{r\phi}^2 = ([61/(p \sin^{3/2} \theta)]^2 + 20^2)$ мкм², а для треков с "хитами" в обоих rz слоях и $\theta \approx 90^\circ$ разрешение составляло $\sigma_{rz}^2 = ([67/(p \sin^{5/2} \theta)]^2 + 33^2)$ мкм².

High-density Projection Chamber (HPC) обеспечивала в области углов $46^\circ \leq \theta \leq 134^\circ$ относительное разрешение $\sigma_E/E = 0,32/\sqrt{E} \oplus 0,043$ (E в ГэВ) энергии γ и e^\pm . Кроме того, каждый HPC модуль являлся по существу небольшой TPC, который позволял для фотонов высокой энергии получить угловые разрешения $\pm 1,7$ мрад для азимутального угла ϕ и $\pm 1,0$ мрад для полярного угла θ .

Разрешение адронного калориметра составляло $\sigma_E/E = 1,12/\sqrt{E} \oplus 0,21$ (E в ГэВ).

Эффективная идентификация частиц стала возможной благодаря комбинации измерений dE/dx в TPC и информации от RICH детектора. Используя жидкие и газовые радиаторы позволили оптимизировать идентификацию частиц в широком диапазоне импульсов: жидкие в диапазоне от 0,7 ГэВ/с до 8 ГэВ/с, а газовые в диапазоне от 2,5 ГэВ/с до 25 ГэВ/с. На рис. 2.2.2 показан пример идентификации K -мезона и двух пионов в распаде $B^- \rightarrow K^{*0} \pi^- \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-$.

2.3 Очарованные мезоны, как инструмент изучения В мезонов

Представленный в этом параграфе материал, в значительной степени основывается на прекрасных обзорах [56–58].

В 1964 г. получила развитие идея расширения $SU(3)$ - симметрии, включавшей три аромата кварков (u , d и s), до $SU(4)$ -симметрии и введения кварка четвёртого аромата, очарованного c -кварка [66]. Это позволяло, в частности, достичь симметрии между известными на тот момент лептонами и кварками. В том же году была проведена классификация $SU(4)$ - мультиплетов мезонов и барионов [67]. К этому времени относится и предложение по поиску очарованных частиц по многолептонным событиям в нейтринных экспериментах [68]. Шесть лет спустя появилась теоретическая статья Глэшоу, Иллиопулоса и Майани [69]. В ней с помощью введения очарованного кварка объяснялись следующие эффекты: сильное подавление нейтральных токов, меняющих аромат кварков, и малая разность масс K_S и K_L мезонов.

В 1974 г. одновременно на двух ускорителях в США (на протонном синхротроне в Брукхейвене и электрон-позитронном коллайдере в Стэнфорде) был открыт новый мезон с массой около $3,1 \text{ ГэВ}/c^2$. Каждая экспериментальная группа дала мезону свое название. Группа С. Тинга, обнаружившая частицу в Брукхейвене, назвала ее J [70], а стэнфордская группа во главе с Б. Рихтером назвала вновь открытую частицу ψ [71]. Таким образом, за новым мезоном закрепилось двойное название J/ψ . В настоящее время надёжно установлено, что J/ψ - это векторный мезон, являющийся основным состоянием пары $c\bar{c}$ -кварков. Так как J/ψ содержит одновременно c и \bar{c} кварки, то он получил название мезона со "скрытым очарованием". Практически сразу же в Стэнфорде было открыто $2S$ -состояние $c\bar{c}$ -пары - $\psi(2S)$ с массой около $3,7 \text{ ГэВ}/c^2$ [72]. На следующий год на ускорителе DORIS в Германии в эксперименте DASP были открыты $1P$ -уровни $c\bar{c}$ -состояния [73]. Наконец, в 1976 г. на ускорителе SPEAR (США) в эксперименте MARK I были обнаружены частицы с "открытым очарованием" (т.е. содержащие только c -кварк (или \bar{c} -кварк) вместе с лёгким антикварком(кварком) другого аромата) - D^0 и D^\pm мезоны [74]. В конце семидесятых-начале восьмидесятых годов больших успехов в исследовании свойств D -мезонов добилась коллаборация MARK III [75]. Исследования проводились на ускорителе SPEAR при суммарной энергии встречных пучков электронов и позитронов равной массе $\psi(3770)$ мезона. Этот мезон практически со 100%-ной вероятностью распадается на $D^0\bar{D}^0$ или D^+D^- пары. Для изучения свойств, имеющих большую массу D_s мезонов, энергия встречных пучков была увеличена до $4,14 \text{ ГэВ}$, несколько выше порога рождения пары $D_s\bar{D}_s$. В восьмидесятые годы в экспериментах на коллайдерах PETRA (Германия) и PEP (США) при энергии встречных пучков электронов и позитронов $15\text{-}20 \text{ ГэВ}$, а также DORIS

Эксперимент	Энергия (ГэВ)	Статистика
MARK III [75]	3,77 & 4,14	$\sim 5 \cdot 10^4 D^0 \bar{D}^0, D^\pm, D_s^\pm$
BES [76]	4,03	$\sim 6 \cdot 10^3 D_s^\pm$
ARGUS [77]	$\sim 10,6$	$\sim 5 \cdot 10^5 D^0 \bar{D}^0, D^\pm, D_s^\pm$
CLEO [78]	$\sim 10,6$	$\sim 1 \cdot 10^7 D^0 \bar{D}^0, D^\pm, D_s^\pm$
ALEPH, DELPHI, L3, OPAL [64,65,79–81]	~ 91	$\sim 2 \cdot 10^5 D^0 \bar{D}^0, D^\pm, D_s^\pm$

Таблица 2.3.1: Эксперименты на электрон-позитронных накопительных кольцах с наибольшей статистикой очарованных мезонов. Указана энергия в системе центра масс. Для экспериментов на LEP приведена примерная статистика на каждый детектор. Таблица взята из обзора [56].

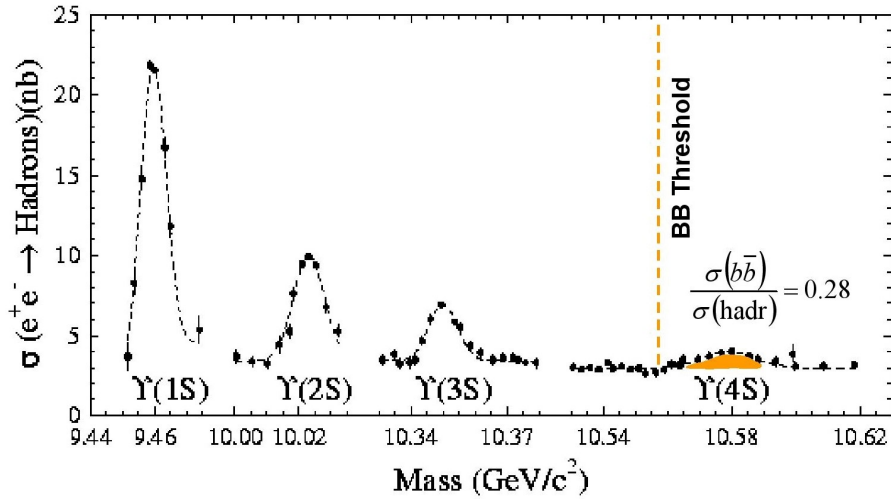


Рис. 2.3.1: Семейство Υ резонансов. Резонанс $\Upsilon(4S)$ является обильным и чистым источником В-мезонных пар. Каждое четвёртое из адронных событий представляет собой беспримесную $B\bar{B}$ пару, являющуюся также равным количеством материи и антиматерии.

(Германия), CERN (США) с энергией каждого из пучков около 5 ГэВ было продолжено детальное изучение распадов очарованных частиц. Сечение рождения очарованных частиц в процессе $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ обратно пропорционально квадрату энергии сталкивающихся частиц, измеренной в системе центра масс². В результате при энергии ускорителей DORIS и CERN сечение рождения очарованных частиц приблизительно на порядок выше, чем при энергии ускорителей PETRA и PEP. Именно эксперименты ARGUS [77] на коллайдере DORIS и CLEO [78] на CERN внесли наибольший вклад в исследование свойств очарованных частиц на электрон-позитронных коллайдерах. Наконец, на электрон-позитронном коллайдере LEP, расположенном в CERN в экспериментах ALEPH [79], DELPHI [64, 65], L3 [80] и OPAL [81] было зарегистрировано большое количество очарованных частиц. В таблице 2.3.1 представлена статистика очарованных частиц в ряде экспериментов на

²За исключением области резонансного рождения Z^0 бозона с массой $(91,1876 \pm 0,0021)$ ГэВ/ c^2 , в распадах которого очарованные частицы образуются с большой вероятностью.

электрон-позитронных коллайдерах. Прелестные В адроны играют особую роль в физике

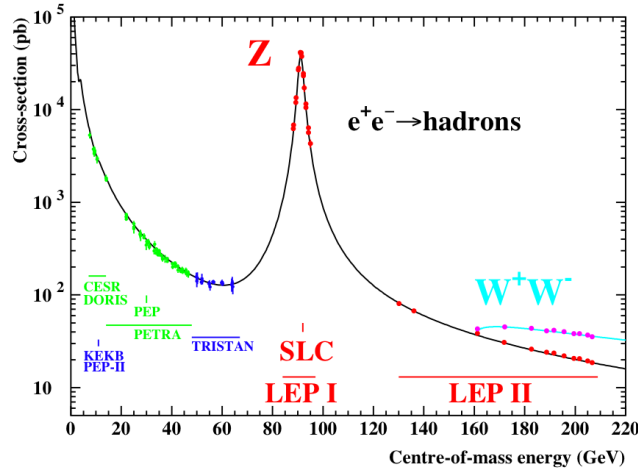


Рис. 2.3.2: Сечение рождения адронов в зависимости от энергии в системе центра масс e^+e^- взаимодействий. Сплошная линия является предсказанием Стандартной Модели а точки - экспериментальными измерениями. Также показаны энергетические диапазоны различных e^+e^- коллайдеров. Сечение поправлено на радиационное излучение фотонов.

частиц. Самый тяжёлый t -кварк, в результате слабого взаимодействия переходит в b -кварк с испусканием W бозона, прежде, чем сформируется T адрон. Таким образом, частицы, содержащие b -кварк являются самыми тяжёлыми из экспериментально доступных адронов. Основной интерес к их изучению в контексте Стандартной модели связан с тем, что из адронных B -распадов можно извлечь информацию о элементах матрицы смешивания кварков СКМ [4], а именно пяти - V_{cb} , V_{ub} , V_{td} , V_{ts} и V_{tb} - матричных элементов из девяти. Другой важной задачей является, конечно, исследование CP -нарушения в системе B -мезонов [20]. Традиционно, B -физика была областью исследования e^+e^- коллайдеров, работающих на пиках $\Upsilon(4S)$ резонанса (рис. 2.3.1) или Z^0 полюса (рис. 2.3.2). Сечение образования B адронов в e^+e^- взаимодействиях составляет около 1 nb в $\Upsilon(4S)$ и около 6 nb в Z^0 пиках. Сечение рождения B адронов на Теватроне в $p\bar{p}$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{S} = 1,8\text{ ТэВ}$ [58] составляет $\sim 50\text{ }\mu\text{b}$, что позволяет набрать статистику $\sim 5 \times 10^9\text{ }B\bar{B}$ пар при интегральной светимости $100\text{ }pb^{-1}$. Тем не менее, полное неупругое сечение $p\bar{p}$ при этой энергии на три порядка выше, что ставит жёсткие требования к системе триггера и идентификации продуктов распада B адронов.

Рис. 2.3.3 иллюстрирует задачи B -физики на LEP. В данной диссертации, из обозначенных задач, изучались $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляции и измерялось среднее время жизни B_s^0 мезона.

Времена жизни B мезонов и их иерархия

Время жизни B адронов, являясь само по себе фундаментальной характеристикой, необходимо также для определения других параметров Стандартной модели: матричного элемента V_{cb} и исследования $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ ($q = d, s$) осцилляций. В простой "спектаторной" модели

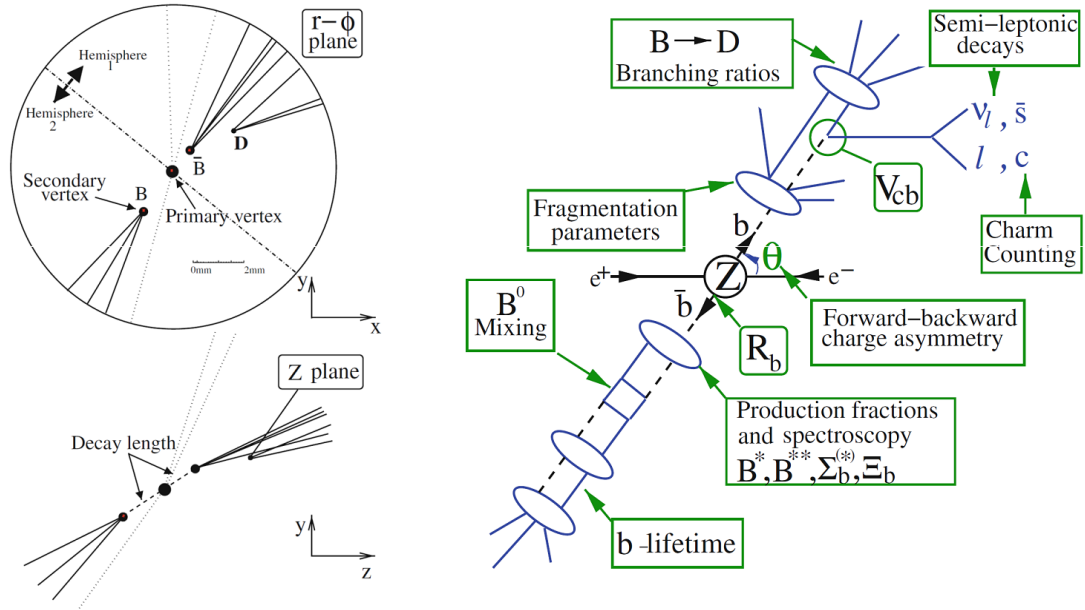


Рис. 2.3.3: Слева показана топология типичного $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ распада, справа обозначены процессы изучаемые в этих распадах. Рисунок взят из монографии [57].

распада В адронов b -кварк переходит в c -кварк с испусканием в W бозона, который в свою очередь "порождает" $l\nu$ или $q\bar{q}$ пару рис. 2.3.4. Антикварк \bar{q} внутри В адрона является только "зрителем" и, следовательно, b -кварк распадается, как свободная частица. В этом случае время жизни В адронов можно оценить по аналогии с временем жизни мюона, как

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} \times |V_{cb}|^2 \times F, \quad (2.3.1)$$

где F является фактором фазового пространства. В формуле 2.3.1 переходы $b \rightarrow u$ не учитываются, поскольку матричный элемент V_{ub} мал. В простой "спектаторной" модели все В адроны будут иметь одинаковое время жизни на уровне 0.1×10^{-12} секунд. Такой подход не подтвердил свою справедливость для очарованных частиц, где "неспектаторные"

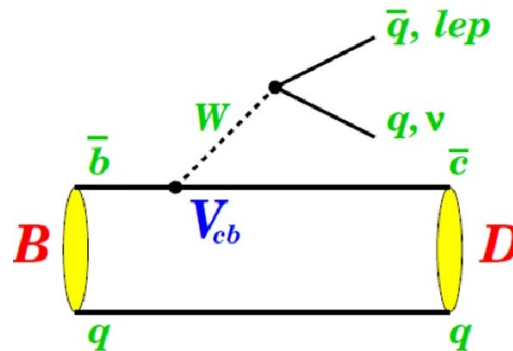


Рис. 2.3.4: Диаграмма распада В мезонов в рамках простой "спектаторной" модели.

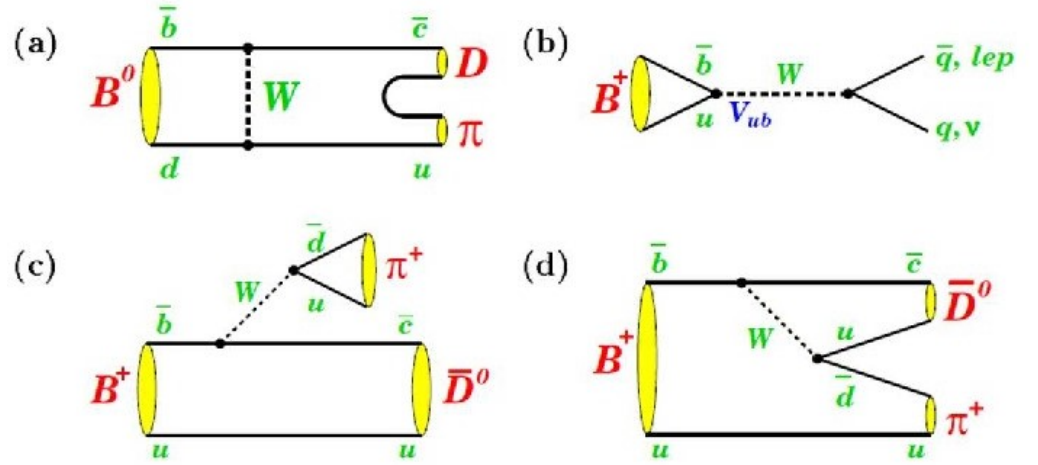


Рис. 2.3.5: Диаграммы распадов с "неспектаторными" эффектами а) B^0 мезона с внутренним обменом W бозоном в) B^+ мезонов с аннигиляцией, а также с Паули интерференцией в конечном состоянии с) при внешнем и d) и внутреннем испускании W -бозона.

эффекты оказались существенными:

$$\tau(D^-) \sim 2.5\tau(D^0) \sim 2.5\tau(D_s^-) \sim 5.0\tau(\Lambda_c^-). \quad (2.3.2)$$

В секторе B адронов мезонов "неспектаторные" механизмы включают процесс обмена W бозоном для нейтральных B^0 мезонов рис.2.3.5(а) и процесс аннигиляции для заряженных B^+ мезонов рис.2.3.5(б). Дополнительно учитывается эффект интерференции Паули в конечном состоянии, например, в распаде $B^+ \rightarrow D^0\pi^+$ при внешнем рис.2.3.5(с) и внутреннем рис.2.3.5(д) испускании W бозона. Интерференция двух последних диаграмм носит деструктивный характер, что приводит к меньшей ширине распада B^+ , чем B^0 мезона. Это одна из причин, по которой время жизни B^+ мезона, ожидалось больше времени жизни B^0 мезона. Измерение времён жизни B адронов позволяет уточнить механизмы распада, но потребует прецизионных измерений, поскольку из-за более тяжёлой массы b -кварка различие во временах жизни должно быть меньше [21–26], чем в секторе очарованных частиц. Большинство моделей сходились в оценке, что должна существовать 5% разница во временах жизни B^+ и B^0 мезонов [27]. Полные ширины B_s^0 и B^0 мезонов предсказывались [18, 27, 28] очень близкими с разницей порядка 1%, что подтверждается экспериментальным отношением $\tau_{B_s^0}/\tau_{B^0} = \Gamma_d/\Gamma_s$ составляющим [11] $(1 \pm 0,4)\%$.

$$\tau(B^+) \geq \tau(B^0) \sim \tau(B_s) > \tau(\Lambda_b^0) \gg \tau(B_c^+). \quad (2.3.3)$$

Измерение времён жизни B адронов позволяет количественно определить вклад от "неспектаторных" эффектов.

2.4 Методы измерения среднего времени жизни B_s^0 мезона

При фрагментации b -кварковых струй от распадов $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ количество образующихся B_s^0 мезонов существенно меньше ($\sim 7\%$), чем B^+ и B^0 мезонов³, так как для образования B_s^0 необходима морская $s\bar{s}$ пара. Для измерения среднего времени жизни B_s^0 мезона используются каналы распада, для которых можно достичь хорошего подавления фона от нестранных B мезонов.

Первый метод состоял в использовании полулептонных распадов $B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \nu_l X$. Наличие D_s мезона в паре с лептоном является сильным аргументом в пользу B_s^0 мезона, так как для нестранных B мезонов такой распад является "Cabibbo подавленным". Требование, чтобы лептон имел импульс (поперечный импульс) более 3 ГэВ/с (1,2 ГэВ/с), позволяет эффективно подавлять фон от каскадных распадов ($b \rightarrow c \rightarrow l^+$) нестранных B мезонов и от ложных лептонов⁴ в комбинации с D_s мезонами, что может обеспечивать степень чистоты B_s^0 выборки до $\sim 90\%$ (т.е. доли B_s^0 -распадов по отношению к общему числу B -распадов).

Анализ полулептонных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами для краткости называется $D_s^\pm l^\mp$ анализом.

Второй метод близок к первому с той разницей, что вместо лептона высокой энергии используется адрон со знаком заряда противоположным знаку заряда D_s . В этом случае фоновые условия хуже, так как существуют три источника D_s мезонов. Во-первых, это мезоны, возникающие при адронизации c -кварковых струй от распадов $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$, во-вторых, мезоны от распадов нестранных B мезонов ($B \rightarrow D_s^* D^* X$) и, наконец, сами распады B_s^0 . В конечном счёте, отбирая события по определённым критериям, достигается степень чистоты B_s^0 выборки до $\sim 60\%$.

Анализ адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами для краткости называется $D_s^\pm h^\mp$ анализом.

И, наконец, анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов является наилучшим для измерения среднего времени жизни B_s^0 мезона и изучения B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций. Недостатком этого метода является крайне низкая статистика по сравнению с инклюзивными методами.

Анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов называется также эксклюзивным B_s^0 анализом.

³В дальнейшем будет использоваться обобщённое выражение "нестранные B мезоны".

⁴Лептонов от распадов лёгких адронов, либо адронов, идентифицированных, как лептоны.

Глава 3

Анализ полулептонных распадов B_s^0 мезонов с полностью или частично реконструированными D_s мезонами

Полулептонные распады B_s^0 мезонов¹ отбирались по наличию D_s^- мезона, сопровождаемого лептоном противоположного знака в той же полусфере² события: $B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \nu_l X$. Очарованные D_s^- мезоны реконструировались в шести адронных и двух полулептонных модах распада:

$$\begin{array}{ll}
 D_s^- \rightarrow \phi \pi^-; & \phi \rightarrow K^+ K^-; \\
 D_s^- \rightarrow K^{*0} K^-; & K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-; \\
 D_s^- \rightarrow K_S^0 K^-; & K_S^0 \rightarrow K^+ K^-; \\
 D_s^- \rightarrow K^{*0} K^{*-}; & K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-, K^{*-} \rightarrow K_S^0 \pi^-; \\
 D_s^- \rightarrow \phi \pi^- \pi^+ \pi^-; & \phi \rightarrow K^+ K^-; \\
 D_s^- \rightarrow \phi \pi^- \pi^0; & \phi \rightarrow K^+ K^-; \\
 \\
 D_s^- \rightarrow \phi \mu^- \nu_\mu; & \phi \rightarrow K^+ K^-; \\
 D_s^- \rightarrow \phi e^- \nu_e; & \phi \rightarrow K^+ K^-.
 \end{array}$$

Дополнительно, частично реконструированные D_s^- мезоны, отбирались по наличию ϕ мезона ($\phi \rightarrow K^+ K^-$), сопровождаемого отрицательно заряженным адроном h^- в той же полусфере события: $D_s^- \rightarrow \phi h^- X$.

Первые восемь каналов распада называются $D_s^\pm l^\mp$, а последний канал - $\phi l^\pm h^\mp$ событиями. Зачастую, чтобы избежать громоздкости написания, знаки заряда не указываются. В дальнейшем первые восемь каналов распада, как правило, будут обозначаться $D_s \ell$, а последний канал - ϕh . Для краткости такие события также называются событиями с

¹В дальнейшем всегда будет подразумевается зарядовая сопряжённость.

²Каждое событие разделялось на две полусферы плоскостью перпендикулярной оси сферисити.

"правильным" знаком, а если суммарный заряд $D_s\ell$ пары или $\phi\ell h$ системы не равен нулю - событиями с "неправильным" знаком.

Предварительные результаты этого анализа неоднократно представлялись на международных конференциях [85–90]. Окончательные результаты опубликованы в работе [91]. Следует отметить, что ранее были выполнены и опубликованы [92, 93] первые измерения среднего времени жизни B_s^0 мезона, используя методы реконструкции B_s^0 мезонов, применённые позднее в поиске $B_s^0\text{-}\overline{B}_s^0$ осцилляций.

3.1 Выборки $D_s^{\pm}l^{\mp}$ и $\phi l^{\pm}h^{\mp}$ событий и их структура

Распады D_s мезонов реконструировались перебором комбинаций частиц в одной и той же полусфере события. Критерии реконструкции подробно описаны в [91]. В случае полуплептонных распадов D_s , для устранения двусмысленности из-за наличия двух лептонов, лептон приписывался к $D_s(B_s^0)$ -вершине, если масса $\phi\ell$ системы, $M(\phi\ell)$, была ниже (выше) номинальной массы D_s мезона. Если масса $M(\phi\ell)$ с каждым из лептонов была выше или ниже массы D_s , то такое событие отбраковывалось.

Измеренные положение вершины распада D_s мезона и его импульс использовались для восстановления траектории D_s мезона. Положение вершины распада B_s^0 мезона вычислялось, как точка пересечения траектории D_s мезона с траекторией идентифицированного лептона.

Три адронные $\phi\pi^-$, $K^{*0}K^-$, $K_S^0K^-$ и полуплептонные $\phi\ell^-\nu$ моды распада D_s реконструировались в данных 1992-1993 и 1994-1995 годов. Помимо стандартных критериев отбора, подробно описанных в [85–89, 91–93], для подавления комбинаторного фона использовалась дискриминантная переменная X_{D_s} [91], построенная с использованием переменных, используемых в стандартном физическом анализе:

- импульсов, P , и масс, M , продуктов распада;
- $\cos(\psi)$ угла спиральности для распадов $\phi\pi$ и $K^{*0}K$;
- H_{ID} , L_{ID} переменных идентификации адронов ($RICH+dE/dx$) и лептонов.

Для каждой моды распада использовался свой набор переменных, которые приведены в таблице 3.1.1. Для переменных из таблицы 3.1.1, используя события Монте-Карло, вы-

$\phi\pi^-$	$K^{*0}K^-$	$K_S^0K^-$	$\phi\ell^-\nu$
$P(D_s)$	$P(D_s)$	$P(D_s)$	$P(\phi)$
$P(\phi)/P(D_s)$	$P(K^{*0})/P(D_s)$	$P(K_S^0)/P(D_s)$	
$H_{ID} K_1$	$H_{ID} K_1$	$H_{ID} K$	$H_{ID} K_1$
$H_{ID} K_2$	$H_{ID} K_2$		$H_{ID} K_2$
$H_{ID} \pi$	$H_{ID} \pi$		$L_{ID} \ell(D_s)$
$\cos(\psi), M(\phi)$	$\cos(\psi), M(K^{*0})$		

Таблица 3.1.1: Наборы переменных, использованных в построении X_{D_s} .

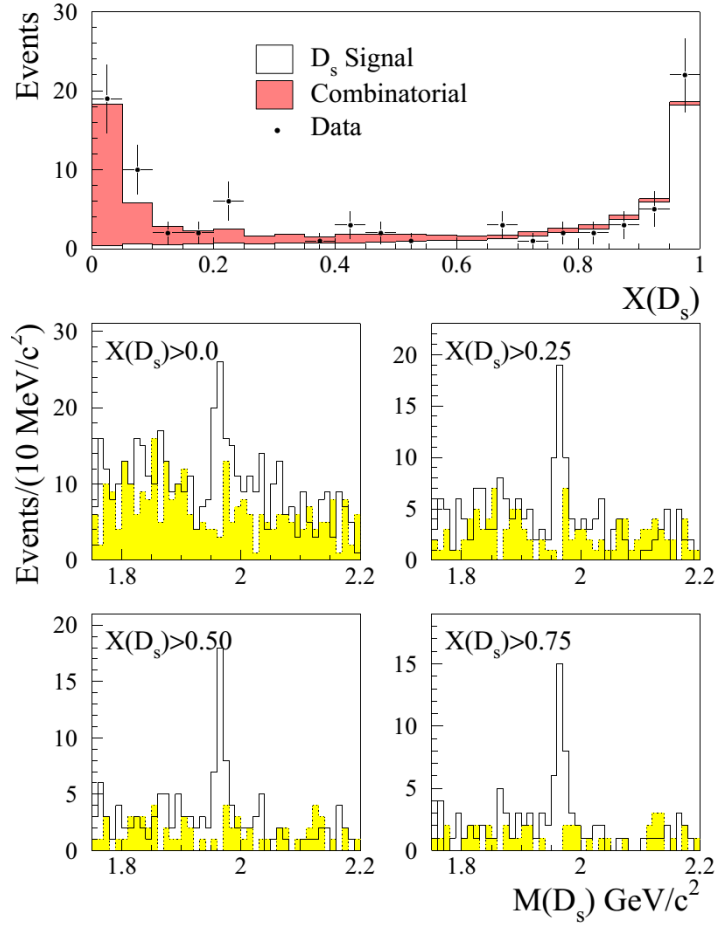


Рис. 3.1.1: На верхнем рисунке показано распределение дискриминантной переменной X_{D_s} ($X_{D_s} \equiv X(D_s)$) для распада $D_s \rightarrow \phi\pi$ (данные 1994-1995 годов). Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Белая гистограмма относится к D_s мезонам, а красная - к комбинаторному фону. Обе эти гистограммы получены из анализа событий Монте-Карло. Нижние четыре рисунка демонстрируют эффект подавления фона при наложении ограничений на величину переменной X_{D_s} . Белая гистограмма относится к событиям "правильного", а жёлтая - "неправильного" знаков.

числялись значения плотности вероятности сигнала S ($D_s\ell$ события от полулептонных распадов B_s^0 мезонов) и фона B (ложные $D_s\ell$ события). Дискриминантная переменная X_{D_s} определялась как:

$$R = \prod_i R_i = \prod_i \frac{S_i(x_i)}{B_i(x_i)} \quad X_{D_s} = \frac{R}{R+1}, \quad (3.1.1)$$

где индекс i относится к переменным из таблицы 3.1.1. При таком определении X_{D_s} , комбинаторный фон концентрируется вблизи значения $X_{D_s} = 0$, в то время, как D_s сигнал - вблизи $X_{D_s} = 1$. Дискриминантная переменная X_{D_s} обеспечивает оптимальное разделение сигнала и фона, если переменные x_i независимы. В случае корреляции, уменьшается только селективная способность X_{D_s} без внесения систематической ошибки. Сравнение распределений дискриминантной переменной X_{D_s} , полученных из экспериментальных данных и

Монте-Карло, для распада $D_s \rightarrow \phi\pi$ показано на рис. Fig.3.1.1.

Ограничения, наложенные на дискриминантную переменную X_{D_s} для подавления комбинаторного фона в $\phi\pi^-$, $K^{0*}K^-$, $K_S^0K^-$ и $\phi\ell^- \nu$ модах распадов D_s и для двух периодов набора данных, приведены в таблице 3.1.2.

период	$\phi\pi^-$	$K^{0*}K^-$	$K_S^0K^-$	$\phi\ell^- \nu$
1992-1993	> 0.05	> 0.85	> 0.90	> 0.85
1994-1995	> 0.03	> 0.75	> 0.90	> 0.90

Таблица 3.1.2: Ограничения на переменную X_{D_s} для четырёх мод распада D_s и для двух периодов набора данных.

Три другие канала распада $\phi\pi^-\pi^+\pi^-$, $\phi\pi^-\pi^0$ и $K^{*0}K^{*-}$ реконструировались только в данных 1994-1995 годов. Критерии реконструкции этих распадов подробно описаны в [91].

На рис. 3.1.2-а показан спектр инвариантных масс шести адронных мод распада D_s кандидатов, а на рис. 3.1.2-б распределение инвариантных масс $\phi \rightarrow K^+K^-$ кандидатов, отобранных в двух полулептонных модах распада D_s . Распределение на рис. 3.1.2-а фитировалось двумя функциями Гаусса с одинаковыми ширинами для пиков D_s и D^- мезонов и полиномиальной функцией для комбинаторного фона. Масса D^- мезона во время фита была фиксирована её номинальным значением: $1,869 \text{ ГэВ}/c^2$ [9]. Полученное из фита число D_s мезонов составило (206 ± 21) с массой $(1,9680 \pm 0,0016) \text{ ГэВ}/c^2$ и шириной $(14 \pm 1) \text{ МэВ}/c^2$.

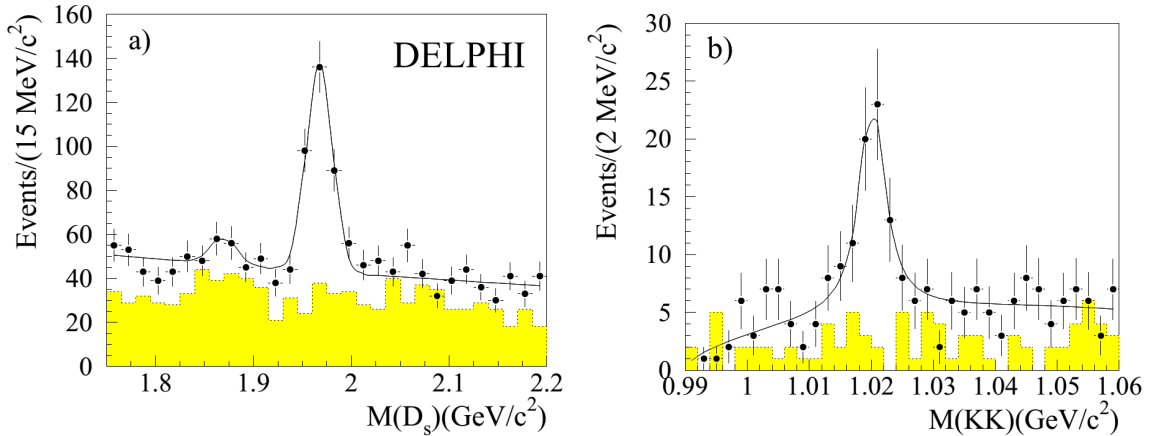


Рис. 3.1.2: Распределения инвариантных масс а) D_s кандидатов с адронными модами распада $\phi\pi^-$, $K^{*0}K^-$, $K_S^0K^-$, $K^{*0}K^{*-}$, $\phi\pi^-\pi^+\pi^-$ и $\phi\pi^-\pi^0$; б) K^+K^- мезонов от распадов ϕ кандидатов, отобранных в двух полулептонных модах распада D_s ($\phi\mu^-\nu_\mu$ и $\phi e^-\nu_e$). Соответствующие распределения инвариантных масс для событий с "неправильным" знаком показаны в виде гистограмм. Фитирование обоих распределений описано в тексте.

Распределение инвариантной массы K^+K^- мезонов, представленное на рис.3.1.2-б, фитировалось функцией Брейт-Вигнера для сигнала и полиномиальной функцией для ком-

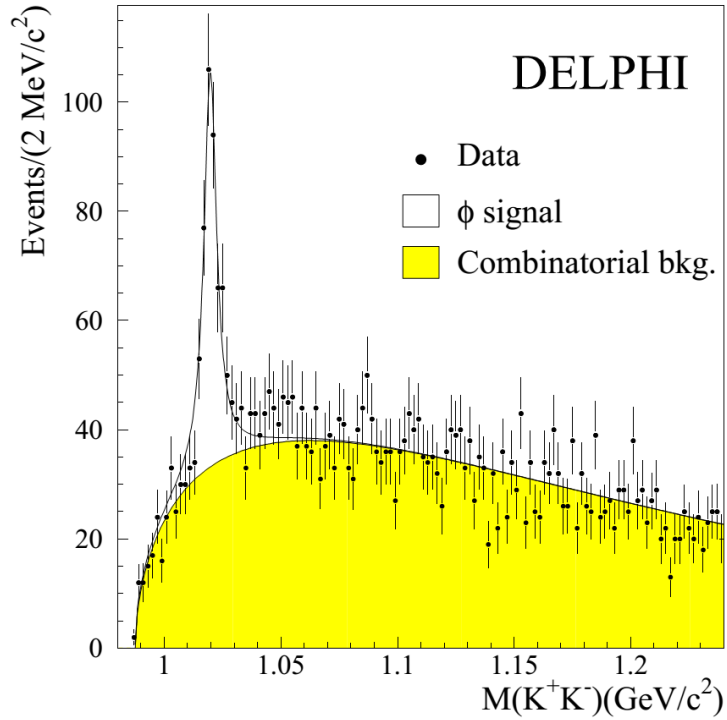


Рис. 3.1.3: Распределение инвариантной массы K^+K^- мезонов в ϕlh событиях. Кривые показывают результат фита, описанного в тексте.

бинаторного фона. Полученное из фита число ϕ мезонов составило (80 ± 16) с массой $(1,020 \pm 0,001)$ ГэВ/ c^2 и полной шириной (Γ) (5 ± 1) МэВ/ c^2 .

Дополнительно инклюзивные полулептонные распады B_s^0 мезона реконструировались, восстанавливая ϕ мезон ($\phi \rightarrow K^+K^-$) сопровождаемый в той же полусфере с лептоном большого поперечного импульса p_T . Этот анализ (ϕlh) имеет большую эффективность, чем анализ основанный на полностью восстановленных D_s мезонах, однако страдает большим комбинаторным фоном. Распределение инвариантной массы K^+K^- мезонов на рис. 3.1.3 фитировалось функцией Брейт-Вигнера для сигнала и полиномиальной функцией для комбинаторного фона. Число зарегистрированных ϕ мезонов в интервале масс $\pm 1\Gamma$ составило 441 с уровнем комбинаторного фона $(45,2 \pm 4,5)\%$.

Структура отобранных событий

Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона и поиск $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций были выполнены на событиях $D_s^\pm 1^\mp$ выборки, лежащих в интервале $\pm 2\sigma$ ($\pm 1,5\Gamma$) от центральных значений измеренных масс $D_s(\phi)$ мезонов. В случае $\phi 1^\pm h^\mp$ выборки, для анализа отбирались ϕ мезоны в интервале $\pm 1\Gamma$ от центрального значения измеренной массы ϕ .

В структуре событий, находящихся в интервалах масс сигнала от $D_s(\phi)$ мезонов, присутствуют следующие компоненты [93]:

Мода распада D_s	Статистика D_s	Комбинаторный фон
$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$	83 ± 11	$0,38 \pm 0,06$
$D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$	60 ± 11	$0,45 \pm 0,06$
$D_s^- \rightarrow K_S^0K^-$	22 ± 7	$0,48 \pm 0,10$
$D_s^- \rightarrow K^{*0}K^{*-}$	21 ± 5	$0,31 \pm 0,07$
$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-\pi^+\pi^-$	10 ± 4	$0,39 \pm 0,10$
$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-\pi^0$	18 ± 6	$0,39 \pm 0,10$
$D_s^- \rightarrow \phi l^- \nu$	80 ± 16	$0,38 \pm 0,06$

Таблица 3.1.3: Число D_s мезонов реконструированных в различных модах распада и соответствующий уровень комбинаторного фона. Уровень комбинаторного фона оценивался в интервале масс $\pm 2\sigma (\pm 1,5\Gamma)$, принимая за центральное значение массы, измеренной в канале с $D_s(\phi)$ мезонами.

- f_{bkg} : относительный вклад комбинаторного фона. Этот фон был вычислен из фита распределений, показанных на рис. 3.1.2, и его величина для каждой моды распада D_s мезона приведена в таблице 3.1.3.
- f_{fl} : относительный вклад событий с ложным лептоном и настоящим D_s или ϕ мезонами (в ϕlh анализе существует дополнительный вклад от канала с настоящим лептоном и ϕ мезоном из распада очарованной частицы или от фрагментации лёгких кварков);
- f_{bcl} : относительный вклад каскадных распадов ($b \rightarrow c \rightarrow l$);
- f_{bl}^B : относительный вклад полулептонных распадов нестранных B мезонов.
- $f_{bl}^{B^0}$: относительный вклад полулептонных распадов B_s^0 мезона.

	$\phi\pi^-$	$\phi l^- \nu$	$K_S^0K^-$	$K^{*0}K^-$	Другие
$f_{bl}^{B^0}$	$0,869 \pm 0,014$	$0,871 \pm 0,019$	$0,845 \pm 0,023$	$0,856 \pm 0,018$	$0,898 \pm 0,016$
f_{bcl}	$0,131 \pm 0,016$	$0,129 \pm 0,022$	$0,096 \pm 0,021$	$0,098 \pm 0,020$	$0,102 \pm 0,018$
f_{bl}^B	—	—	$0,059 \pm 0,022$	$0,046 \pm 0,014$	—

Таблица 3.1.4: Композиция сигнала в области массы D_s мезона $D_s l$ выборки.

$D_s^\pm l^\mp$ выборка

В отобранных $D_s l$ событиях вклад от D_s мезонов с "правильным" знаком лептона от полулептонных распадов B_s мезонов является доминирующим. Другими вкладами в $D_s l$ структуру являются:

- f_{fl} : относительный вклад от комбинаций настоящий D_s мезон и ложный лептон одинаков для комбинаций "правильного" и "неправильного" знаков. Так как никакого

никакого превышения событий для "неправильного" знака не было обнаружено, то вклад от этого источника фона считался пренебрежимо малым.

- f_{bcl} : относительный вклад от каскадных распадов³ ($B \rightarrow \bar{D}^{(*)} D_s^{(*)+} X$), с последующим полулептонным распадом $\bar{D}^{(*)} \rightarrow \ell^- \bar{\nu} X$. В результате образуются фоновые события правильного знака $D_s^\pm \ell^\mp$. Такой источник фона соответствует примерно такому же числу событий, как и сигнал [93], однако эффективность регистрации такого канала меньше из-за требования лептона с большим поперечным импульсом p_T и большой массы системы $D_s \ell$. Эти требования, как видно из таблицы 3.1.4, существенно снижают фон от $D_s D$ распадов
- f_{bl}^B : для этого фона существенны вклады от двух источников:
 - f_{refl} : вклад от распадов $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ и $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$, в которых π^+ ошибочно идентифицирован как K^+ мезон, приходится на область массы D_s мезона. Если D^+ мезон сопровождается лептоном противоположного знака из распада $\bar{B}_{u,d} \rightarrow D^+ \ell^- \bar{\nu} X$, то их комбинация выглядит, как полулептонный распад B_s^0 мезона. Оценка этого фона приведена в таблице 3.1.4.
 - $f_{D_s K}$: Комбинация $D_s^\pm \ell^\mp$ может возникнуть от распадов нестранных B мезонов с лептоном от полулептонного распада $\bar{B} \rightarrow D_s^+ K X \ell^- \nu$. Образование D_s в распадах B мезонов не из фрагментации $W^+ \rightarrow c \bar{s}$ было измерено в CLEO [94]. Этот процесс подавлен по фазовому объёму из-за большой массы системы $D_s K$ и требованием дополнительной $s \bar{s}$ пары. Детальные расчеты показывают, что вклад от этого канала мал [95]:

$$\frac{\text{Br}(b \rightarrow \bar{B} \rightarrow D_s K X \ell^- \bar{\nu})}{\text{Br}(b \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow D_s \ell^- \bar{\nu})} < 10\%.$$

и в дальнейшем этот вклад не учитывался.

С учётом всех компонент структуры отобранных событий, число реконструированных полулептонных B_s^0 распадов составило 230 ± 18 в выборке из 436 $D_s^\pm 1^\mp$ кандидатов.

Для увеличения эффективной чистоты, отобранных B_s^0 кандидатов, вклады сигнала и фона вычислялись отдельно для каждого события, используя функции плотностей вероятности поперечного импульса лептона, p_T , и дискриминантной переменной X_{D_s} :

$$\begin{aligned} f_{bkg}^{eff} &= f_{bkg} \mathcal{F}_{bkg}(X_{D_s}) \mathcal{F}_{bkg}(p_T) / tot; \\ f_{B_s^0}^{eff} &= f_{bl}^{B_s^0} \mathcal{F}_{D_s}(X_{D_s}) \mathcal{F}_{B_s^0}(p_T) / tot; \\ f_{bcl}^{eff} &= f_{bcl} \mathcal{F}_{D_s}(X_{D_s}) \mathcal{F}_{bcl}(p_T) / tot; \\ f_B^{eff} &= f_{bl}^B \mathcal{F}_{D_s}(X_{D_s}) \mathcal{F}_{B_s^0}(p_T) / tot, \end{aligned} \tag{3.1.2}$$

³Этот вклад также иногда обозначается, как $f_{D_s D}$.

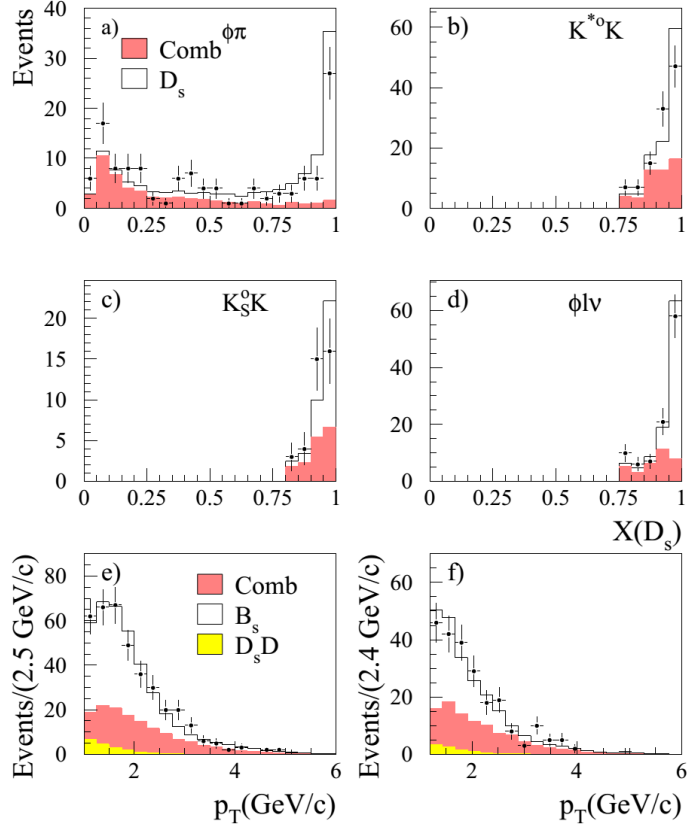


Рис. 3.1.4: Сравнение распределений переменных X_{D_s} и p_T , использованных для увеличения эффективной чистоты отобранных B_s^0 кандидатов. Точками с ошибками представлены реальные данные, а гистограммами Монте-Карло. Рисунки a), b), c) и d) показывают распределения X_{D_s} ($X_{D_s} \equiv X(D_s)$) для каналов $\phi\pi^-$, $K^{*0}K^-$, $K_S^0K^-$ и $\phi l^- \nu$ соответственно. Белые гистограммы относятся к полулептонным распадам B_s^0 мезонов, а цветные - к комбинаторному фону. Рисунки e) и f) показывают распределения p_T для событий, отобранных с $p_T > 1$ ГэВ/с ($\phi\pi^-$ и $\phi l^- \nu$) и с $p_T > 1,2$ ГэВ/с (для других каналов) соответственно. Для p_T распределений каскадный фон $D_s\bar{D}$ и комбинаторный фон показаны отдельно.

где \mathcal{F}_{D_s} , \mathcal{F}_{bkg} , \mathcal{F}_{bcl} , $\mathcal{F}_{B_s^0}$ являются плотностями вероятности для D_s мезонов, комбинаторного фона, каскадного фона и B_s^0 мезонов соответственно. В этих выражениях tot является фактором нормировки:

$$tot = f_{bkg}^{eff} + f_{B_s^0}^{eff} + f_{bcl}^{eff} + f_B^{eff}.$$

Использование этой процедуры эквивалентно увеличению статистики на 20%. Сравнение распределений X_{D_s} и p_T для экспериментальных данных и Монте-Карло показаны на рис. 3.1.4.

$\phi l^{\pm} h^{\mp}$ выборка

Вклады различных компонент ϕlh выборки оценивались методом Монте-Карло. Пары K^+K^- мезонов отбирались в интервале масс $\pm 6,6$ МэВ/с² от номинальной массы ϕ мезона. Структура ϕlh выборки включает четыре компоненты: $f_{fl} = 0,225 \pm 0,024$,

$f_{bl}^B = 0,494 \pm 0,021$, $f_{bcl} = 0,113 \pm 0,012$ и $f_{bl}^{B_s^0} = 0,169_{-0,043}^{+0,060}$. Приведённые ошибки, определяются конечной статистикой Монте-Карло. Для $f_{bl}^{B_s^0}$ дополнительную ошибку вносит точность измерения вероятности полуплептонного распада: $f_{B_s^0} \times Br(B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \bar{\nu}_l X) = (0,86 \pm 0,09_{-0,20}^{+0,29})\%$ [96]. Число полуплептонных B_s^0 распадов в $\phi\ell h$ выборке составило 41_{-10}^{+15} .

3.2 Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона

В каждом событии время распада B_s^0 мезона, t_{dec} , вычислялось как

$$t_{dec} = \frac{L_{B_s^0} \cdot m_{B_s^0}}{p_{B_s^0}}, \quad (3.2.1)$$

где $L_{B_s^0}$, $p_{B_s^0}$ и $m_{B_s^0}$ длина распада, импульс и масса B_s^0 мезона соответственно. Импульс B_s^0 мезона определялся из соотношения

$$p_{B_s^0}^2 = (E(D_s\ell) + E_\nu)^2 - m_{B_s^0}^2. \quad (3.2.2)$$

Энергия нейтрино, E_ν , оценивалась, как недостающая в событии энергия, E_{miss} , равная $E_{miss} = E_{tot} - E_{vis}$. Энергия E_{vis} является суммой энергий заряженных частиц и фотонов в полусфере, где находится $D_s\ell$ пара⁴. Используя закон сохранения 4-импульса, полная энергия E_{tot} в полусфере равна:

$$E_{tot} = E_{beam} + \frac{M_{same}^2 - M_{opp}^2}{4E_{beam}}, \quad (3.2.3)$$

где M_{same} и M_{opp} являются инвариантными массами полусфер. В конечном счёте требовалось, чтобы величина E_{miss} была положительной. Улучшение оценки энергии нейтрино достигалось добавлением к E_{miss} функции $F(E(D_s\ell))$, полученной из анализа Монте-Карло событий,

$$E_\nu = E_{miss} + F(E(D_s\ell)). \quad (3.2.4)$$

На рис.3.2.1 показаны распределения импульса B_s^0 мезонов в событиях Монте-Карло и импульса реконструированных B_s^0 в реальных данных после вычета комбинаторного фона.

Временное разрешение и аксептанс

Разрешение, измеряемых времён распада B_s^0 мезонов, для трёх категорий $D_s\ell$ событий, из за разницы в точности реконструкции длин распада B_s^0 , отличаются. К таким

⁴Здесь обозначение D_s относится и к частично реконструированным распадам: $D_s^- \rightarrow \phi l^- \nu$ и $D_s^- \rightarrow \phi h^- X$.

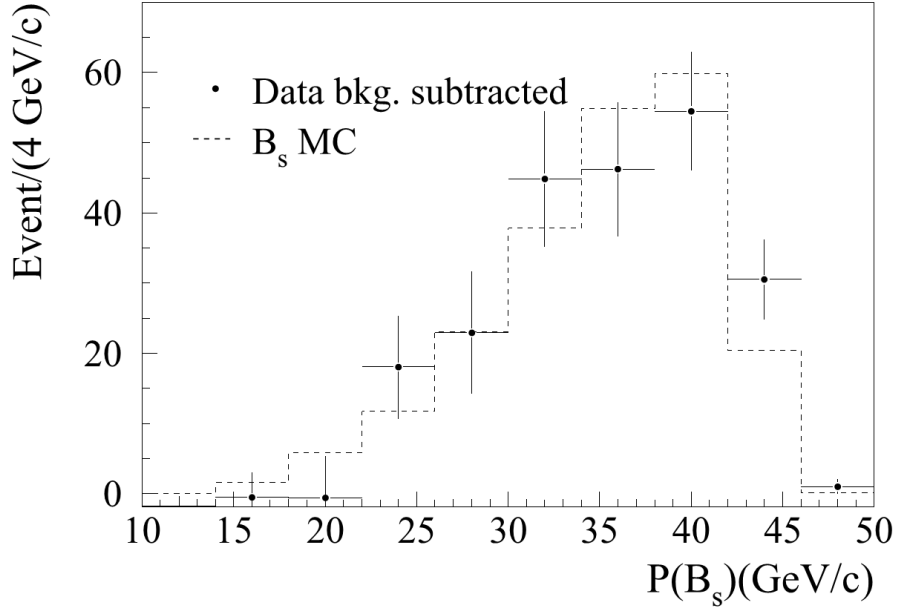


Рис. 3.2.1: Сравнение распределений импульса B_s^0 мезонов в событиях Монте-Карло и импульса реконструированных B_s^0 мезонов (после вычитания комбинаторного фона).

событиям относятся: $K_S^0 K^-$ распады, нелептонные (исключая $K_S^0 K^-$) и полулептонные распады D_s . Предсказываемые временные разрешения (за исключением комбинаторного фона), были получены свёрткой теоретических распределений с функциями разрешений из Монте-Карло. Временное разрешение определялось, как разница между истинным (t) и измеренным (t_i) временами распада:

- $\mathcal{R}_{bl}(t - t_i)$ является функцией временного разрешения для прямых полулептонных В распадов. Функция \mathcal{R}_{bl} была параметризована суммой трёх распределений Гаусса:

$$\begin{aligned}\mathcal{R}_{bl}(t - t_i) &= (1 - f_2 - f_3)G(t - t_i, \sigma_1) + f_2G(t - t_i, \sigma_2) + f_3G(t - t_i, \sigma_3), \\ \sigma_1 &= \sqrt{\sigma_{L1}^2 + \sigma_{P1}^2 t^2} \\ \sigma_2 &= \sqrt{\sigma_{L2}^2 + \sigma_{P2}^2 t^2} \\ \sigma_3 &= s_3 \sigma_2\end{aligned}$$

В $\phi\ell h$ анализе было добавлено четвёртое распределение Гаусса. Параметры, относящиеся к разрешениям по длине распада σ_{L_i} и импульсу σ_{P_i} , а также относительные пропорции f_i вкладов, приведены в таблице 4.2.1.

- $\mathcal{R}_{bcl}(t - t_i)$ является функцией временного разрешения для каскадных распадов. Так как в таких событиях продукты распада очарованных частиц восстанавливаются лишь частично, импульс B_s^0 кандидата оказывается заниженным. Вследствие этого, измеряемое время распада оказывается завышенным, поэтому функция $\mathcal{R}_{bcl}(t - t_i)$ хорошо описывается свёрткой Гауссовского и экспоненциального распределений.

Функция временного разрешения для комбинаторного фона $\mathcal{P}_{bkg}(t_i)$ была получена из экс-

периментальных данных фитированием всех событий "неправильного" знака и событий "правильного" знака, находящихся вне зоны сигналов от D_s и ϕ мезонов на распределениях соответствующих инвариантных масс.

D _s ℓ анализ (1992-1995)							
D _s распад	σ _{L1} (пс)	σ _{P1}	σ _{L2} (пс)	σ _{P2}	s ₃	f ₂	f ₃
K _S ⁰ K ⁻ (1992-1993)	0,16	0,08	1,04	0,16	-	0,50	0
K _S ⁰ K ⁻ (1994-1995)	0,16	0,08	0,98	0,16	-	0,28	0
другие адронные (1992-1993)	0,11	0,07	0,39	0,16	5	0,26	0,07
другие адронные (1994-1995)	0,11	0,07	0,37	0,16	3	0,16	0,02
φℓ ⁻ ν (1992-1993)	0,14	0,075	0,31	0,15	6	0,29	0,09
φℓ ⁻ ν (1994-1995)	0,14	0,075	0,31	0,15	6	0,21	0,07

φℓh анализ (1994-1995)										
σ _{L1} (пс)	σ _{P1}	σ _{L2} (пс)	σ _{P2}	σ _{L3} (пс)	σ _{P3}	σ _{L4} (пс)	σ _{P4}	f ₁	f ₂	f ₃
0,13	0,08	0,28	0,09	0,32	0,19	1,06	0,42	0,31	0,41	0,10

Таблица 3.2.1: Значения параметров функций разрешения $\mathcal{R}_{bl}(t - t_i)$, полученные методом Монте-Карло. Из-за отличия в конфигурациях VD, значения параметров функций разрешения для 1992-1993 и 1994-1995 годов различны.

Искажения, в измеряемых временах распада B_s^0 мезонов, могут быть обусловлены, аксептансом, неравномерной эффективностью реконструкции. Как показало Монте-Карло, такие неоднородности характерны (из-за критериев отбора событий) для каналов распада φπ, K^{0*}K и φℓν. Для этих каналов была добавлена функция аксептанса $\mathcal{A}(t)$, параметризация которой выполнялась на событиях Монте-Карло.

Среднее время жизни B_s^0 мезона

Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона и поиск B_s^0 - \overline{B}_s^0 осцилляций были выполнены на событиях $D_s^{\pm}l^{\mp}$ выборки, лежащих в интервале $\pm 2\sigma$ ($\pm 1, 5\Gamma$) от центральных значений измеренных масс $D_s(\phi)$ мезонов. К комбинаторному фону относились события в интервалах масс [1,91 - 1,93] & [2,01 - 2,15] ГэВ/c² для адронных распадов D_s и [0,990, 1,005] & [1,035, 1,060 ГэВ/c² для φ мезонов от полулептонных распадов D_s . События с "неправильным" знаком добавлялись к фоновым событиям "правильного" знака.

В случае $\phi l^{\pm}h^{\mp}$ выборки, для анализа отбирались φ мезоны в интервале $\pm 1\Gamma$ от центрального значения измеренной массы φ.

Функция плотности вероятности, учитывающая вклады различных источников событий в области сигнала, может быть представлена как:

$$P(t_i) = f_{bl}^{B_s^0} P_{bl}^{B_s^0}(t_i) + f_{bl}^B P_{bl}^B(t_i) + f_{bcl} P_{bcl}(t_i) + f_{fl} P_{fl}(t_i) + f_{bkg} P_{bkg}(t_i), \quad (3.2.5)$$

где t_i является измеренным временем распада B_s^0 кандидатов. Эти вклады могут быть учтены через свёртку соответствующих плотностей вероятности с функциями разрешения \mathcal{R} и акцептанса \mathcal{A} , и выражаются следующим образом:

- для сигнала соответствующего D_s мезонам от полулептонных распадов B_s^0 мезонов:

$$P_{bl}^{B_s^0}(t_i) = \frac{1}{\tau_{B_s^0}} \exp(-t/\tau_{B_s^0}) \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bl}(t - t_i), \quad (3.2.6)$$

где t является истинным временем распада B_s^0 ;

- для фона от нестранных B мезонов:

$$P_{bl}^B(t_i) = \sum_{q \neq s} f_{bl}^{B_q} \frac{1}{\tau_{B_q}} \exp(-t/\tau_{B_q}) \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bl}(t - t_i), \quad (3.2.7)$$

где q означает тип B адрона, вносящий вклад в этот фон;

- для каскадного фона:

$$P_{bcl}(t_i) = \sum_q f_{bcl}^{B_q} \frac{1}{\tau_{B_q}} \exp(-t/\tau_{B_q}) \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bcl}(t - t_i); \quad (3.2.8)$$

- для кандидатов с ложными лептонами функция $P_{fl}(t_i)$ была параметризована методом Монте-Карло;
- для описания комбинаторного фона использовались различные параметризации для $D_s \ell$ и ϕlh событий:
 - $D_s \ell$ события:

$$P_{bkg}^j(t_i) = f^- \frac{1}{\tau^-} \exp(-t/\tau^-) \otimes G(t - t_i, \sigma_j) + f^+ \frac{1}{\tau^+} \exp(-t/\tau^+) \otimes G(t - t_i, \sigma_j) + (1 - f^- - f^+) G(t - t_i, \sigma_j). \quad (3.2.9)$$

Для каждого из трёх разрешений σ_j ($j = 1, 3$), обсуждавшихся в предыдущем разделе категорий $D_s \ell$ событий, использовались следующие параметризации: экспоненциальное для плохо измеренных событий, имеющих отрицательное значение t_i (с отрицательным временем жизни τ^-), экспоненциальное для фоновых событий с положительным значением t_i (с временем жизни τ^+) и только распределение Гаусса для фоновых событий с $t_i \approx 0$. Во время фита все семь параметров (f^- , f^+ , τ^+ , τ^- , σ_j ($j = 1, 3$)) оставались свободными.

- ϕlh события:

Комбинаторный фон описывался суммой четырёх компонент следующего вида:

$$\exp(t_i, \tau) \otimes G(t - t_i, \sigma).$$

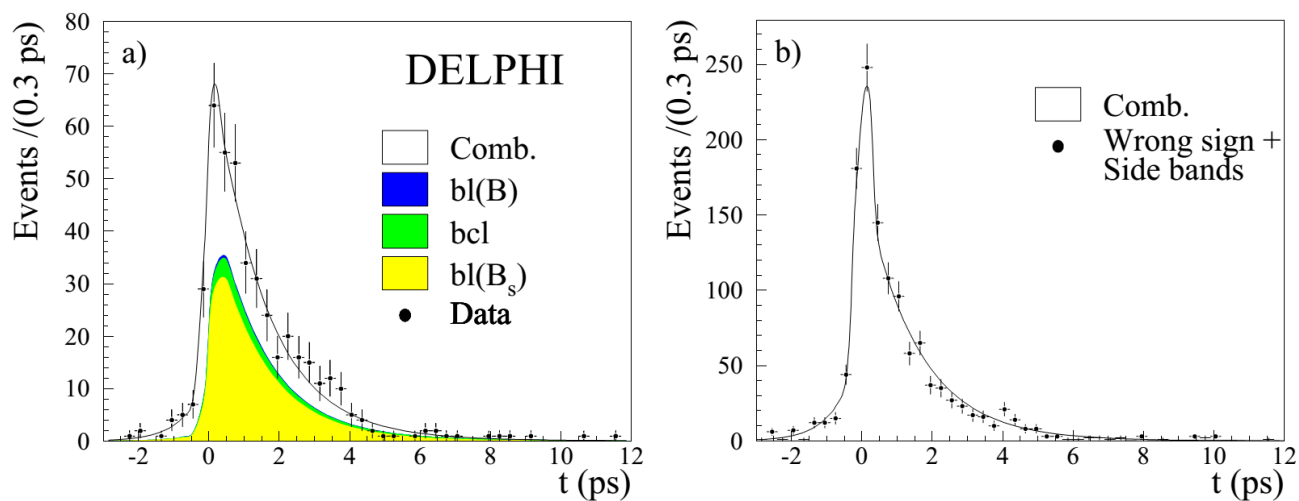


Рис. 3.2.2: а) Фит методом правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала $[1,94 - 2,00]$ ГэВ/ c^2 $D_s \ell$ выборки (рис. 3.1.2-а). Точками показаны данные, а кривые соответствуют вкладам различных компонент, оцененных методом Монте-Карло. б) Такое же распределение, как и а), но для событий с "неправильным" знаком и событий, лежащих вне области сигнала $[1,91 - 1,93]$ & $[2,01 - 2,15]$ ГэВ/ c^2 .

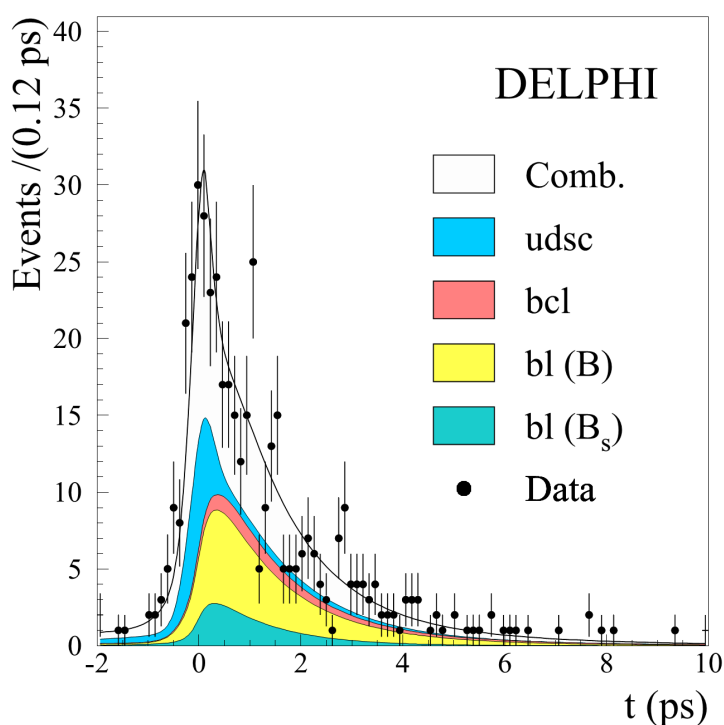


Рис. 3.2.3: Фит методом правдоподобия временного распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала $[1,015 - 1,025]$ ГэВ/ c^2 $\phi l h$ выборки (рис. 3.1.3). Точками показаны экспериментальные данные, а кривые соответствуют вкладам различных компонент, оцененных методом Монте-Карло.

Мода распада	Период	$\tau_{B_s^0}$ (пс)
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$	(1992-1995)	$1,44_{-0,21}^{+0,26}$
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$	(1992-1995)	$1,31_{-0,25}^{+0,30}$
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow K_S^0K^-$	(1992-1995)	$1,43_{-0,44}^{+0,61}$
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow K^{*0}K^{*-}$	(1994-1995)	$1,00_{-0,31}^{+0,50}$
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow \phi\pi^-\pi^+\pi^-$	(1994-1995)	$1,46_{-0,42}^{+0,61}$
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow \phi\pi^-\pi^0$	(1994-1995)	$1,96_{-0,64}^{+1,16}$
$D_s\ell; D_s^- \rightarrow \phi l^- \nu$	(1992-1995)	$1,49_{-0,27}^{+0,34}$
ϕlh	(1994-1995)	$1,41 \pm 0,68$

Таблица 3.2.2: Время жизни B_s^0 мезона, измеренное по отдельности в восьми каналах распада.

Источник систематической ошибки	изменение $\tau_{B_s^0}$ (пс)
f_{bkg}	+0,0090
	-0,0130
f_{bcl}	+0,0100
	-0,0110
f_{bl}^B	+0,0020
	-0,0020
X_{D_s} дискриминант. параметр	+0,008
p_T дискриминант. параметр	$\pm 0,004$
$\tau_{B^+} = 1,65 \pm 0,04$ пс	$\pm 0,016$
$\tau_{B^0} = 1,56 \pm 0,04$ пс	$\pm 0,014$
разрешение по t_{dec}	$\pm 0,008$
акцептанс	$\pm 0,010$
метод измерения $\tau_{B_s^0}$	$\pm 0,020$
Всего	$\pm 0,03$

Таблица 3.2.3: Источники систематической ошибки в измерении времени жизни B_s^0 мезона. Значения τ_{B^+} и τ_{B^0} взяты из [97].

Фит по извлечению времени жизни B_s^0 мезона выполнялся одновременно для областей сигнала и комбинаторного фона. Все параметры комбинаторного фона для $D_s\ell$ и ϕlh событий оставались свободными во время фита. Результаты фита показаны на рис. 3.2.2 ($D_s\ell$ события) и на рис. 3.2.3 (ϕlh события).

В таблице 3.2.2 приведено время жизни B_s^0 мезона, измеренное в различных каналах распада, а в таблице 3.2.3 составные части систематической ошибки, основными источниками которой являлись:

- степень чистоты B_s^0 выборки.

– $D_s\ell$ события:

Систематические неопределённости, связанные с коэффициентами f_{bcl} и f_{bl}^B определялись путём изменения их значений в пределах ошибок, приведённых в

таблице 3.1.4. Значение f_{bkg} изменялось в пределах статистических неопределённостей, полученных из фита комбинаторного фона в распределениях инвариантных масс D_s кандидатов и K^+K^- пар.

Для увеличения эффективной чистоты отобранных B_s^0 кандидатов вклады сигнала и фона вычислялись (уравнения 3.1.2) отдельно для каждого события, используя функции плотностей вероятности переменных p_T и X_{D_s} . Поскольку для переменной p_T наблюдается (рис. 3.1.4) согласие между данными и Монте-Карло, систематическая ошибка вычислялась варьированием ошибок параметризации Монте-Карло.

Систематическая ошибка, обусловленная переменной X_{D_s} , оценивалась в два этапа. Распределения переменной X_{D_s} (рис. 3.1.4) для сигнала и фона были пересчитаны, чтобы достичь максимального согласия между данными и Монте-Карло:

$$\frac{S(X_{D_s})}{B(X_{D_s})_{new}} = \frac{S(X_{D_s})}{B(X_{D_s})_{old}}(a + bX_{D_s})$$

Затем фит был повторен с новым распределением и изменение во времени жизни B_s^0 мезона (+0,008 пс) было взято в качестве систематической ошибки.

– ϕlh события:

Систематические неопределённости, связанные с коэффициентами f_{bcl} , f_{bl}^B и f_{bkg} (параграф 3.1, раздел "Структура ϕlh событий"), определялись путём изменения их значений в пределах ошибок. Вклад в систематическую ошибку коэффициента f_{fl} оказался пренебрежимо малым.

- Ошибка метода измерения $\tau_{B_s^0}$.

Проверка процедуры фитирования была выполнена на Монте-Карло событиях с B_s^0 мезонами моделированными со временем жизни $\tau_{B_s^0} = 1,6$ пс. Измеренное на $D_s \ell$ событиях, время жизни B_s^0 мезонов составило $\tau_{B_s^0}(D_s \ell)^{MC} = (1,605 \pm 0,020)$ пс. Статистическая ошибка измерения была учтена, как систематическая неопределённость метода измерения $\tau_{B_s^0}$. Для ϕlh событий измеренное время составило $\tau_{B_s^0}(\phi lh)^{MC} = (1,65 \pm 0,04)$ пс. Так как статистический вес ϕlh событий мал по сравнению с событиями $D_s \ell$, то вклад в систематическую ошибку от процедуры фитирования определяется, в основном, Монте-Карло статистикой $D_s \ell$ событий.

- Временное разрешение измерения времени распада t_{dec} .

Вклад в систематическую ошибку временного разрешения связан с неопределённостями измерения длины распада и ошибкой измерения импульса B_s^0 . Систематическая ошибка временного разрешения оценивалась консервативным методом: параметры σ_{L_i} и σ_{P_i} функций разрешения (таблица 4.2.1) изменялись в пределах $\pm 10\%$. Неопределённости связанные с акцептансом оценивались изменением параметров,

входящих в определение функции акцептанса, согласно ошибкам полученным в фите Монте-Карло событий.

Среднее время жизни B_s^0 мезона, измеренное в анализе полулептонных распадов B_s^0 , составило:

$$\tau_{B_s^0} = 1,42_{-0,13}^{+0,14}(\text{стат.}) \pm 0,03(\text{сист.}) \text{ пс.}$$

3.3 Относительная разница ширин распада двух массовых состояний B_s^0

Следует сразу отметить, что очень часто $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ называется просто "разностью времён жизни".

Прелестные B_s^0 (или \overline{B}_s^0) мезоны являются суперпозицией двух собственных массовых состояний:

$$|B_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_H^0\rangle + |B_L^0\rangle) \ ; \ |\overline{B}_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_H^0\rangle - |B_L^0\rangle). \quad (3.3.1)$$

Плотность вероятности для N полулептонных B_s^0 распадов может быть представлена как:

$$\frac{dN}{dt} \propto (\text{Br}(B_H^0 \rightarrow \ell X)\Gamma_H e^{-\Gamma_H t} + \text{Br}(B_L^0 \rightarrow \ell X)\Gamma_L e^{-\Gamma_L t}), \quad (3.3.2)$$

где $\text{Br}(B_{H(L)}^0 \rightarrow \ell X) = \Gamma(B_{H(L)}^0 \rightarrow \ell X)/\Gamma_{H(L)}$. Полулептонные парциальные ширины B_H^0 и B_L^0 распадов предполагаются равными, так как только собственные CP состояния могут приводить к их разнице (полулептонные распады не являются собственными CP состояниями). Следовательно в выражении 3.3.2 две экспоненциальные функции умножаются на один и тот же фактор. Поэтому временная эволюция функции плотности вероятности для распада B_s^0 или \overline{B}_s^0 в момент времени t , после нормализации, может быть представлена как:

$$\mathcal{P}(t) = \frac{\Gamma_H \Gamma_L}{\Gamma_H + \Gamma_L} (e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t}), \quad (3.3.3)$$

где $\Gamma_L = \Gamma_{B_s^0} + \Delta\Gamma_{B_s^0}/2$ и $\Gamma_H = \Gamma_{B_s^0} - \Delta\Gamma_{B_s^0}/2$.

Для получения ограничения на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ был использован следующий метод. Вычислялась логарифмическая функция правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала реконструированных $D_s\ell$ и $\phi\ell h$ событий (3.2.5), в которой функция плотности вероятности распада $\exp(-t/\tau_{B_s^0})$ для B_s^0 мезона была заменена на функцию 3.3.3. Логарифмическая функция правдоподобия минимизировалась в плоско-

сти $\tau_{B_s^0} - \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$. На рис. 3.3.1-а,б показано распределение разницы, $\Delta\mathcal{L}$, функции правдоподобия по отношению к её минимуму:

$$\Delta\mathcal{L} = -\log\mathcal{L}_{tot}^{D_s\ell+\phi\ell h}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) + \log\mathcal{L}_{tot}^{D_s\ell+\phi\ell h}((\tau_{B_s^0})^{min}, (\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})^{min}).$$

Плотность вероятности для переменных $\tau_{B_s^0}$, $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ может быть представлена как:

$$\mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) = \propto e^{-\Delta\mathcal{L}}.$$

Распределение плотности вероятности $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ было получено свёрткой функции плотности вероятности для переменных $\tau_{B_s^0}$, $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ с функцией плотности вероятности $f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0})$ при ограничении⁵ $\tau_{B_s^0} = \tau_{B^0}$ и нормировке к единице:

$$\mathcal{P}(\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) = \frac{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) d\tau_{B_s^0}}{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) d\tau_{B_s^0} d\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}},$$

где

$$f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) = 1/(\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau_{B^0}}) \exp(-(\tau_{B_s^0} - \tau_{B^0})^2/2\sigma_{\tau_{B^0}}^2).$$

Верхний предел на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$, вычисленный из $\mathcal{P}(\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})$, составил:

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,45 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности.}$$

Этот предел учитывает, как статистические ошибки, так и систематическую ошибку связанную с неопределённостью во времени жизни B^0 мезона.

Систематическая неопределённость от других источников оценивалась путём свёртки функции $\mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})$ с функциями плотности вероятности соответствующих параметров: $\mathcal{P}(\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) =$

$$\frac{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}, x_{sys}^1, \dots, x_{sys}^n) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) f(x_{sys}^1) \dots f(x_{sys}^n) d\tau_{B_s^0} dx_{sys}^1 \dots dx_{sys}^n}{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}, x_{sys}^1, \dots, x_{sys}^n) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) f(x_{sys}^1) \dots f(x_{sys}^n) d\tau_{B_s^0} dx_{sys}^1 \dots dx_{sys}^n d\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}},$$

где x_{sys}^i является одним из n параметров, дающих вклад в систематическую неопределённость, а $f(x_{sys}^i)$ является соответствующей плотностью вероятности.

Учитывались два источника систематической ошибки: чистота B_s^0 выборки и акцептанс. Вклад остальных источников должен быть мал, так как они уже были учтены в систематической ошибке измерения времени жизни $\tau_{B_s^0}$.

Из распределения плотности вероятности для $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ (рис. 3.3.1-с), учитывающего

⁵ Время жизни B^0 мезона составляет $(1,56 \pm 0,04)$ пс [97], а отношение $\tau_{B_s^0}/\tau_{B^0} = 1 \pm \mathcal{O}(0,01)$ [26].

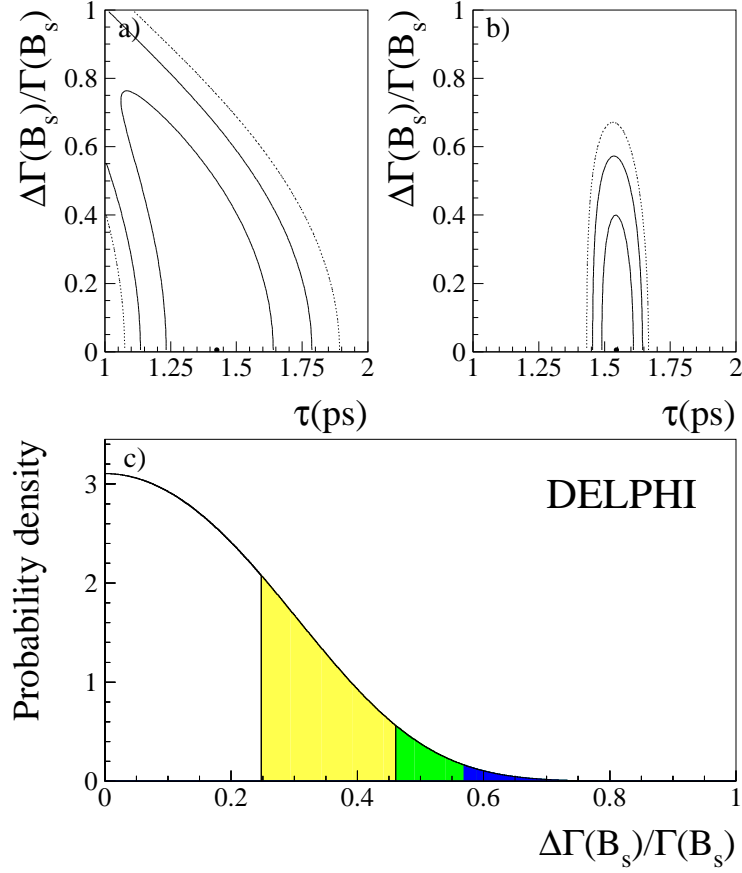


Рис. 3.3.1: а) 68%, 95% и 99% контуры уровней достоверности отрицательной логарифмической функции правдоподобия в плоскости $\tau_{B_s^0}$ - $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$, оцененные для $D_s\ell$ выборки. б) Такой же рисунок, как и а), но с условием $\tau_{B_s^0} = \tau_{B^0}$. в) Распределение плотности вероятности для $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$; три цветные области показывают 68%, 95% и 99% соответствующие пределы уровней достоверности. Обозначения на рисунках: $\tau \equiv \tau_{B_s^0}$ и $\Delta\Gamma(B_s)/\Gamma(B_s) \equiv \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$.

систематическую ошибку, был получен верхний предел на относительную разницу ширины распада двух массовых состояний B_s^0 :

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,46 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности.}$$

Следует отметить, что среднее время жизни B_s^0 мезона не может быть использовано, как ограничение в таком типе анализа, так как оно зависит от $\Delta\Gamma_{B_s^0}$ и от $\Gamma_{B_s^0}$. Более того, эта зависимость отличается для разных каналов распада. В случае $D_s\ell$ среднее время жизни B_s^0 может быть представлено следующей формулой:

$$\tau_{B_s^0}(D_s\ell) = \frac{1 + (\frac{1}{2}\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})^2}{\Gamma_{B_s^0}(1 - (\frac{1}{2}\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})^2)}. \quad (3.3.4)$$

3.4 Поиск B_s^0 - \overline{B}_s^0 осцилляций

Для поиска B_s^0 - \overline{B}_s^0 осцилляций необходима маркировка \overline{B}_s^0/B_s^0 мезона в момент рождения и определение какой именно мезон, в конечном счёте \overline{B}_s^0 или B_s^0 распался. Для краткости принято говорить о необходимости определения знака заряда b -кварка, как в момент рождения, так и в момент распада B_s^0 мезона. В дальнейшем будет использоваться выражение "знак заряда b -кварка".

Если по продуктам распада можно легко определить какой \overline{B}_s^0 или B_s^0 мезон распался, то маркировка \overline{B}_s^0/B_s^0 мезона в момент рождения представляет собой отдельную задачу.

3.4.1 Маркировка B_s^0 мезонов в момент их образования

Какой из кварков b или \bar{b} на начальном этапе фрагментации привёл к образованию B_s^0 мезона определялось комбинацией различных переменных X_i чувствительных к начальному типу кварка при его рождении. Для каждой переменной X_i функции плотностей вероятности $f_b(X_i)$ ($f_{\bar{b}}(X_i)$) для b (\bar{b}) кварков и их отношение $R_i = f_{\bar{b}}(X_i)/f_b(X_i)$ вычислялись методом Монте-Карло. Комбинированная переменная маркировки x_{tag} определялась как:

$$x_{tag} = \frac{1 - R}{1 + R}, \text{ где } R = \prod R_i. \quad (3.4.1)$$

Переменная x_{tag} изменяется в пределах от -1 до +1. Большие положительные значения величины x_{tag} соответствуют большой вероятности рождения b -кварка по сравнению с вероятностью рождения \bar{b} -кварка. В данном анализе использовались девять дискриминантных переменных X_i . Один набор из трёх переменных определялся для полусферы содержащей B_s^0 мезон, второй набор из пяти переменных использовался в противоположной полусфере и одна переменная была общей для обеих полусфер.

Пять переменных в полусфере, не содержащей B_s^0 мезон, определялись следующим образом:

- средний заряд струи в полусфере:

$$Q_{hem} = \frac{\sum_{i=1}^n q_i (\vec{p}_i \cdot \vec{e}_s)^\kappa}{\sum_{i=1}^n (\vec{p}_i \cdot \vec{e}_s)^\kappa}. \quad (3.4.2)$$

В этом выражении q_i и \vec{p}_i являются зарядом и импульсом частицы i , \vec{e}_s представляет единичный вектор вдоль оси тракт, а параметр κ равен 0,6;

- взвешенная сумма зарядов частиц идентифицированных, как К мезоны:

$$Q_k = \sum q_i (\vec{p}_i \cdot \vec{e}_s)^\kappa; \quad (3.4.3)$$

- сумма зарядов частиц, имеющих значительные прицельные параметры по отноше-

нию к первичной вершине;

- сумма зарядов частиц, совместимых с первичной вершиной;
- поперечный импульс умноженный на заряд идентифицированного лептона с наибольшим импульсом.

Эти пять переменных объединялись в единую дискриминантную переменную x_{tag}^o . Для определения трёх переменных, в полусфере содержащей B_s^0 мезон, использовались частицы не включённые в его реконструкцию:

- средний заряд струи, вычисленный по формуле 3.4.2, с единичным вектором \vec{e}_s направленным вдоль оси импульса реконструированного B_s^0 мезона;
- быстрота по отношению к направлению оси траст, умноженная на заряд К мезона совместимого с первичной вершиной и имеющего максимальный импульс. Этот алгоритм подразумевает, что К мезон, рождённый вместе с B_s^0 мезоном в области фрагментации, имеет знак противоположный знаку заряда b -кварка этого мезона;
- импульс любого реконструированного Λ^0 кандидата, умноженный на заряд протона от его распада. Такой же принцип, как и в предыдущем пункте, когда барион образуется вместо мезона.

Эти три переменные объединялись в единую дискриминантную переменную x_{tag}^s . И наконец, полярный угол оси траст общий для обоих полусфер использовался, как дискриминантная переменная для всего события.

Большая статистика реконструированных в 1994-1995 годах D^* мезонов позволила проверить [91] правильность процедуры определения знака заряда b -кварка (другими словами маркировки B_s^0 мезона) в момент рождения. Для этого использовались полностью реконструированные $D^{*\pm}$ мезоны в анализе $B^0 - \bar{B}^0$ осцилляций [98]. В таблице 3.4.1 приведены значения эффективности ϵ_{tag} определения знака заряда b -кварка в момент рождения B мезона. В пределах ошибок эти значения совпадают с ожидаемыми из Монте-Карло величинами.

	Данные		Монте-Карло	
	ϵ_{tag}	f_{evt}	ϵ_{tag}	f_{evt}
$ x_{tag}^o > 0, 0$	$0, 68 \pm 0, 02$	1,0	0, 69	1,0
$ x_{tag}^o > 0, 1$	$0, 69 \pm 0, 02$	0,88	0, 71	0,89
$ x_{tag}^o > 0, 2$	$0, 71 \pm 0, 02$	0,77	0, 74	0,78

Таблица 3.4.1: Величина ϵ_{tag} в зависимости от значений дискриминантной переменной x_{tag}^o . Указана относительная величина статистики B_s^0 мезонов (f_{evt}) после наложения ограничений на величину x_{tag}^o . В таблицу включены ожидаемые значения ϵ_{tag} и f_{evt} , полученные из анализа соответствующих событий Монте-Карло.

Для дальнейшей проверки дискриминантных переменных x_{tag}^o и x_{tag}^s были использованы две выборки. Во-первых, для проверки переменной x_{tag}^o было потребовано, чтобы

вероятность b -мечения⁶ для всех треков события не превышала 10^{-3} . Величина примеси от событий без b -кварков в такой выборке оценивается на уровне 5%. Распределение заряда $D^{*\pm}$ мезонов, умноженного на величину x_{tag}^o , показано на рис. 3.4.1-а в сравнении с ожидаемым распределением из Монте-Карло. Следующая выборка, обогащённая

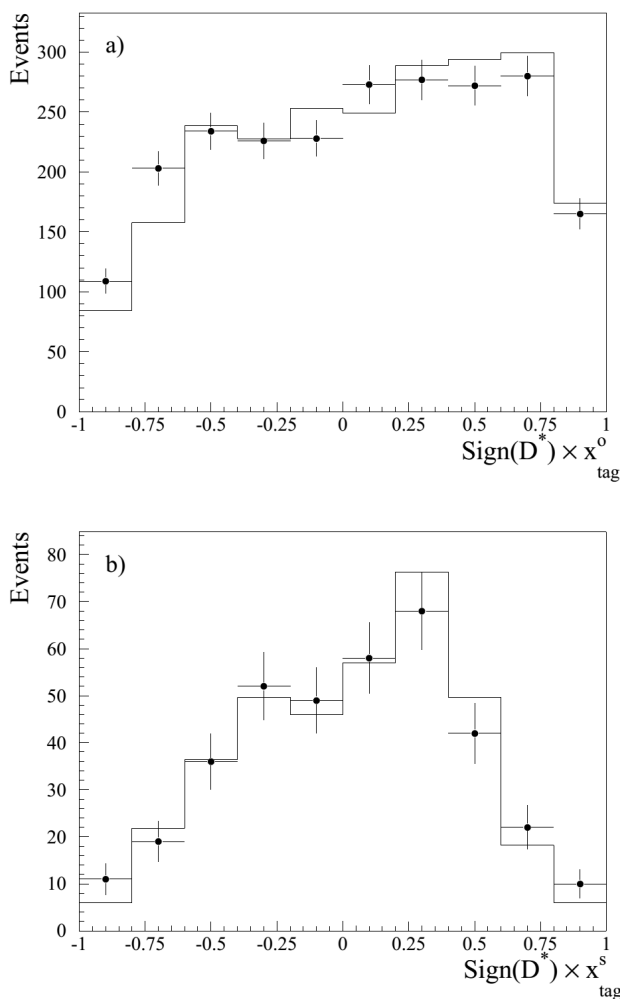


Рис. 3.4.1: Проверка дискриминантных переменных x_{tag}^o и x_{tag}^s . Точки представляют экспериментальные данные, а гистограммы события Монте-Карло. а) Распределение заряда $D^{*\pm}$, умноженного на величину x_{tag}^o , в полусфере противоположной $D^{*\pm}$ мезону. б) Распределение заряда $D^{*\pm}$ умноженного на величину x_{tag}^s в той же полусфере, что и пара $D^{*\pm}$ -лептон.

B^0 мезонами, состояла из полностью реконструированных $D^{*\pm}$ мезонов, сопровождаемых лептонами противоположного знака.

На рис. 3.4.1-б показано распределение заряда $D^{*\pm}$ умноженного на величину x_{tag}^s в сравнении с ожидаемым распределением из Монте-Карло. Оба распределения переменных

⁶ Малые значения величины b -мечения приводят к обогащению выборки B адронами [84]. Процедура b -мечения кратко изложена в **Приложении А**.

x_{tag}^o и x_{tag}^s для событий Монте-Карло и реальных данных, представленные на рис. 3.4.1 совпадают в пределах экспериментальных ошибок. Статистика $D_s\ell$ выборки недостаточна для количественных оценок точности определения знака b -кварка в момент рождения B_s^0 мезона. Тем не менее, следует отметить, что распределения переменной x_{tag} для Монте-Карло и реальных данных совпадают в пределах экспериментальных неопределённостей, как это следует из рис.3.4.2.

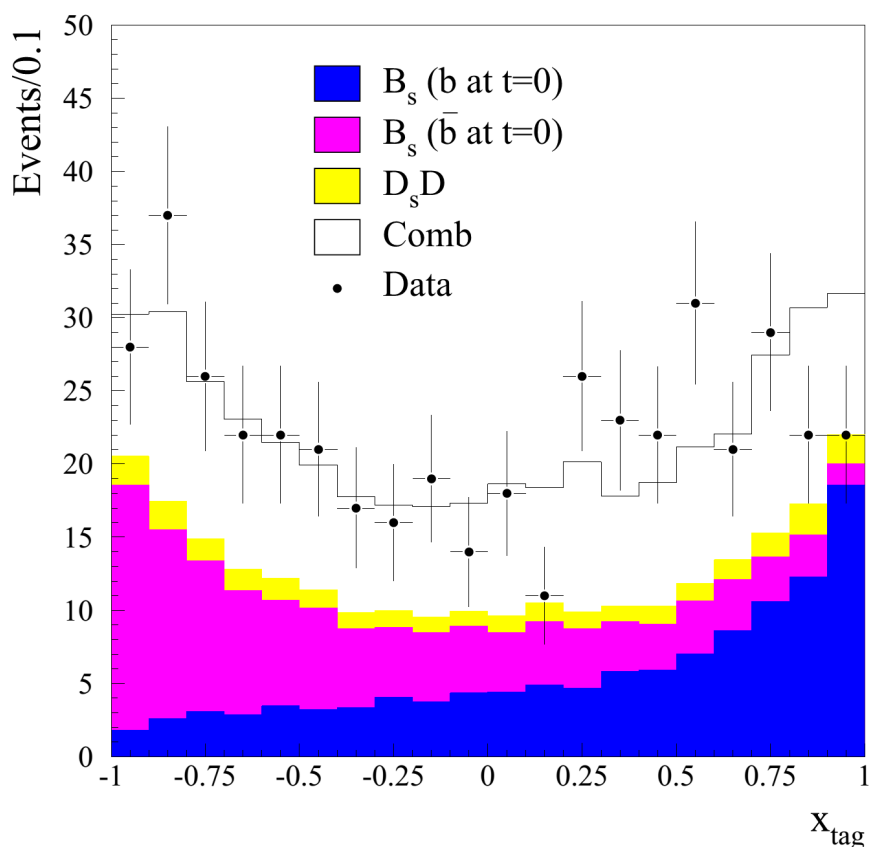


Рис. 3.4.2: Распределение переменной маркировки x_{tag} для $D_s\ell$ событий. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветные гистограммы получены методом Монте-Карло. Белая гистограмма представляет комбинаторный фон, жёлтая гистограмма вклад от $D_s D$ событий, более тёмные гистограммы показывают вклады от \overline{B}_s^0 мезонов с b -кварком и B_s^0 мезонов с \overline{b} -кварком.

3.4.2 "Смешанные" и "несмешанные" выборки B_s^0 мезонов

$D_s\ell$ события классифицировались как "смешанные" или "несмешанные" согласно знаку заряда D_s (Q_{D_s}) относительно знака переменной x_{tag} . "Смешанные" кандидаты отбирались требованием $x_{tag} \cdot Q_{D_s} < 0$, а "несмешанные" $x_{tag} \cdot Q_{D_s} > 0$. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\overline{b})$ -кварка по измерению x_{tag} , оценивалась на Монте-Карло событиях и составила для $D_s\ell$ событий 1994-1995 годов $(74,5 \pm 0,5)\%$ и $(71,5 \pm 1,2)\%$ для выборки 1992-1993 годов.

В событиях $\phi\ell h$ реконструировались не все треки от распадов В мезонов. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\bar{b})$ -кварка для таких событий меньше, чем для $D_s\ell$ выборки, и она составила $(69\pm 1)\%$.

Дальнейшее улучшение вероятности ϵ_b правильного выбора $b(\bar{b})$ -кварка было достигнуто использованием в анализе [91] формы распределения x_{tag} . Для этого четыре новых чистоты маркировки были добавлены в анализ:

- ϵ_{bl} : чистота маркировки прямых $b \rightarrow l$ распадов;
- ϵ_{bcl} : чистота маркировки каскадных $b \rightarrow c \rightarrow l$ распадов;
- $\epsilon_{bkg}^{mix(unmix)}$ вероятность классификации кандидатов комбинаторного фона, как "смешанные" или "несмешанные";
- $\epsilon_{fl}^{mix(unmix)}$ вероятность классификации ложных лептонных кандидатов, как "смешанные" или "несмешанные".

Используя x_{tag} , как дискриминантную переменную, каждая из этих чистот была заменена на функцию $\epsilon X(x_{tag})$, где X является функцией плотности вероятности x_{tag} .

Глобальная функция плотности вероятности делится на сумму $\epsilon X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon)X_{bl}^w(x_{tag})$ ($r \equiv$ правильный "tag" и $w \equiv$ неправильный "tag") для того, что бы сохранить зависимость $\epsilon^w = 1 - \epsilon^r$. Функции, использованные в финальном фите, были переопределены следующим образом:

$$\begin{aligned}
 X_{bl}^r &= \frac{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag})}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})} & X_{bl}^w &= 1 - X_{bl}^r \\
 X_{bcl}^r &= \frac{\epsilon_{bcl} X_{bcl}^r}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})} & X_{bcl}^w &= \frac{(1 - \epsilon_{bcl}) X_{bcl}^w}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})} \\
 X_{bkg}^{mix} &= \frac{\epsilon_{bkg}^{mix} X_{bkg}^{mix}}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})} & X_{bkg}^{unmix} &= \frac{\epsilon_{bkg}^{unmix} X_{bkg}^{unmix}}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})} \\
 X_{fl}^{mix} &= \frac{\epsilon_{fl}^{mix} X_{fl}^{mix}}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})} & X_{fl}^{unmix} &= \frac{\epsilon_{fl}^{unmix} X_{fl}^{unmix}}{\epsilon_{bl} X_{bl}^r(x_{tag}) + (1 - \epsilon_{bl}) X_{bl}^w(x_{tag})}
 \end{aligned} \tag{3.4.4}$$

Эффективные чистоты маркировки, полученные этим методом для $D_s\ell$ событий, составили $(78,0\pm 0,5)\%$ и $(74,0\pm 1,2)\%$ для 1994-1995 и 1992-1993 годов соответственно.

3.4.3 Амплитудный метод поиска $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций

Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанной" выборки может быть представлена в следующем виде⁷:

$$P^{mix}(t_i) = f_{bl}^{B_s^0} P_{B_s^0}^{mix}(t_i) + f_{bl}^B P_B^{mix}(t_i) + f_{bcl} P_{bcl}^{mix}(t_i) + f_{fl} P_{fl}^{mix}(t_i) + f_{bkg} P_{bkg}^{mix}(t_i), \tag{3.4.5}$$

⁷ Соответствующая функция плотности вероятности для "несмешанной" выборки может быть представлена в аналогичной форме с заменой ϵ на $(1 - \epsilon)$ во всех функциях X (3.4.4).

где t_i является измеренным временем распада. В аналитическом виде различные плотности вероятности в выражении (3.4.5) с истинным временем распада t имеют следующий вид:

- вероятность смешивания B_s^0 мезонов:

$$P_{B_s^0}^{mix}(t_i) = \{X_{bl}^r \mathcal{P}_{B_s^0}^{mix}(t) + X_{bl}^w \mathcal{P}_{B_s^0}^{unmix}(t)\} \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bl}(t - t_i); \quad (3.4.6)$$

- вероятность смешивания каскадного фона:

$$\begin{aligned} P_{bcl}^{mix}(t_i) = \{ & f_{bcl}^{B_d} (X_{bcl}^r \mathcal{P}_{B_d}^{unmix}(t) + X_{bcl}^w \mathcal{P}_{B_d}^{mix}(t)) + \\ & (f_{bcl}^{B_s^0}/2) (X_{bcl}^r \mathcal{P}_{B_s^0}^{unmix}(t) + X_{bcl}^w \mathcal{P}_{B_s^0}^{mix}(t)) + \\ & (f_{bcl}^{B_s^0}/2) (X_{bcl}^w \mathcal{P}_{B_s^0}^{unmix}(t) + X_{bcl}^r \mathcal{P}_{B_s^0}^{mix}(t)) + \\ & f_{bcl}^{B^+} X_{bcl}^r / \tau_{B^+} \exp(-t/\tau_{B^+}) + \\ & f_{bcl}^{\Lambda_b} X_{bcl}^r / \tau_{\Lambda_b} \exp(-t/\tau_{\Lambda_b}) \} \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bcl}(t - t_i); \end{aligned} \quad (3.4.7)$$

Следует отметить, что в распаде $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ лептон может родиться в распаде каждого D_s мезона. Вследствие этого, вклад от B_s^0 может быть упрощён, став независимым от смешивания:

$$f_{B_s^0} / \tau_{B_s^0} \exp(-t/\tau_{B_s^0});$$

- вероятность смешивания нестранных B мезонов:

$$\begin{aligned} P_{bc}^{B\ mix}(t_i) = \{ & f_{bl}^{B_d} (X_{bl}^r \mathcal{P}_{B_d}^{unmix}(t) + X_{bl}^w \mathcal{P}_{B_d}^{mix}(t)) + \\ & f_{bl}^{B^+} X_{bl}^w / \tau_{B^+} \exp(-t/\tau_{B^+}) + \\ & f_{bl}^{\Lambda_b} X_{bcl}^w / \tau_{\Lambda_b} \exp(-t/\tau_{\Lambda_b}) \} \mathcal{A}(t) \otimes \mathcal{R}_{bl}(t - t_i); \end{aligned} \quad (3.4.8)$$

- вероятность смешивания событий с лёгкими кварками и ложными лептонами:

$$P_{fl}^{mix}(t_i) = X_{fl}^{mix} \mathcal{P}_{fl}(t_i); \quad (3.4.9)$$

- вероятность смешивания комбинаторного фона:

$$P_{bkg}^{mix}(t_i) = X_{bkg}^{mix} \mathcal{P}_{bkg}(t_i). \quad (3.4.10)$$

Параметры функции $\mathcal{P}_{bkg}(t_i)$, использованной для параметризации комбинаторного фона, были определены в фите по измерению времени жизни B_s^0 мезона.

В амплитудном методе анализа [99] производится одновременное фитирование функций плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанных" и "несмешанных" выборок с извлечением амплитуды A и ошибки $\sigma(A)$ для различных значений разницы масс $\Delta m_{B_s^0}$. Амплитуда A вводится во временную эволюцию B_s^0 и \overline{B}_s^0 состояний следующим образом:

$$\mathcal{P}_{B_s^0}^{unmix}(t) = \frac{1}{2\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \times (1 + A \cos(\Delta m_{B_s^0} t)) \quad (3.4.11)$$

$$\mathcal{P}_{B_s^0}^{mix}(t) = \frac{1}{2\tau_s} e^{-\frac{t}{\tau_s}} \times (1 - A \cos(\Delta m_{B_s^0} t)). \quad (3.4.12)$$

Фитирование методом максимального правдоподобия выполняется, как правило, в интервале значений разницы масс $\Delta m_{B_s^0}$ от 0 до 20 ps^{-1} с шагом 0.5 ps^{-1} . Если величина $\Delta m_{B_s^0}$ не соответствует истинному значению частоты осцилляций, то $A = 0$. В свою очередь, значение $A = 1$ является указанием на истинный сигнал от осцилляций. Исключённая на 95% уровне достоверности область значений $\Delta m_{B_s^0}$, соответствует условию: $A(\Delta m_{B_s^0}) + 1,645 \cdot \sigma(A(\Delta m_{B_s^0})) < 1$. А значение $\Delta m_{B_s^0}$, удовлетворяющее условию $1,645 \cdot \sigma(A(\Delta m_{B_s^0})) = 1$, определяет чувствительность анализа. Осцилляционный анализ на базе амплитудного метода аналогичен для всех трёх методов поиска B_s^0 - \overline{B}_s^0 осцилляций, представленных в диссертации.

В этом анализе нижний предел на частоту осцилляций $\Delta m_{B_s^0}$ (Fig.3.4.3), с учётом только статистических неопределённостей, составил:

$$\Delta m_{B_s^0} > 7,4 \text{ ps}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 8,3 \text{ ps}^{-1}. \quad (3.4.13)$$

Систематические неопределённости вычислялись варьированием параметров, зафиксированных во время фита, согласно их измеренным или ожидаемым ошибкам, используя следующую формулу [99]:

$$\sigma[A(\nu)]_{sys} = \Delta A(\nu) + (1 - A) \frac{\Delta \sigma A}{\sigma[A(\nu)]}. \quad (3.4.14)$$

Здесь $\Delta A(\nu)$ и $\Delta \sigma A$ являются изменением центрального значения амплитуды A и её ошибки при учёте систематических неопределённостей, источниками которых являлись:

- Чистота маркировки b -кварка в момент рождения B_s^0 мезона.
- $D_s \ell$ события.

Как показано в таблице 3.4.1, разница в значениях чистоты маркировки между данными и Монте-Карло составляет $\epsilon_{tag}(DATA) - \epsilon_{tag}(MC) = -0,01 \pm 0,02$

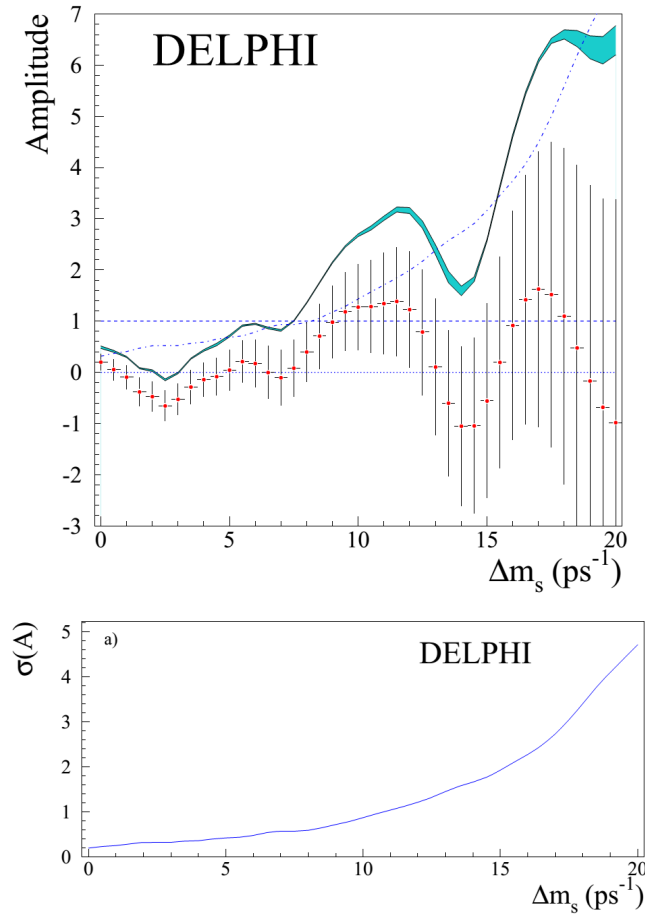


Рис. 3.4.3: (Вверху) Изменение амплитуды осцилляций A в зависимости от величины Δm_{B^0} ($\Delta m_{B^0} \equiv \Delta m_s$). Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Штрих-пунктирная линия соответствует кривой чувствительности. Показаны так же линии $A=0$ и $A=1$. (Внизу) Зависимость ошибки в амплитуде $\sigma(A)$ как функции Δm_{B^0} , включая систематические неопределённости.

при условии $|x_{tag}^o| > 0$. Было проверено, что распределения чистоты маркировки между данными и Монте-Карло согласуются в обоих полусферах. В конечном счёте систематика связанная с чистотой маркировки была оценена путём изменения дискриминантных переменных таким образом, чтобы эффективное значение чистоты маркировки b -кварка находилось в пределах $\pm 3,0\%$.

– ϕlh события.

Согласие между экспериментальными данными и Монте-Карло не проверялось для этих событий. Была использована консервативная оценка: была взята систематическая ошибка, приводящая к 5% изменению чистоты маркировки b -кварка.

- Чистоты B_s^0 выборки.

Процедура аналогична уже использованной для оценки систематической ошибки в

измерении времени жизни B_s^0 мезона.

- Временное разрешение измерения времени распада t_{dec} .

Процедура аналогична уже использованной для оценки систематической ошибки в измерении времени жизни B_s^0 мезона. Дополнительно, учитывалась систематика связанная с комбинаторным фоном. Параметры, описывающие распределение комбинаторного фона в фите по измерению времени жизни B_s^0 , изменялись в пределах ошибок полученных в этом фите.

Учёт систематической ошибки изменяет только чувствительность ($8,1 \text{ пс}^{-1}$), но не изменяет нижнего предела на частоту $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций.

3.5 Итоги анализа полулептонных распадов B_s^0 мезонов

В эксперименте DELPHI в 1992 -1995 годах, в $3.6 \cdot 10^6$ зарегистрированных $Z^0 \rightarrow h^+h^-$ событиях, было реконструировано 436 $D_s\ell$ кандидатов в восьми различных модах распада D_s мезона. Количество полулептонных распадов B_s^0 мезона среди этих кандидатов составило 230 ± 18 . Дополнительно в анализе использовались 441 $\phi\ell h$ событий, число полулептонных распадов B_s^0 в которых оказалось равным 41 ± 12 . В анализе полулептонных распадов B_s^0 мезонов получено три результата.

Во-первых, измерено среднее время жизни B_s^0 и во-вторых, установлен предел на относительную разницу ширины распада двух массовых состояний B_s^0 мезона:

$$\tau(B_s^0) = (1,42_{-0,13}^{+0,14}(\text{стат.}) \pm 0,03(\text{сист.})) \text{ пс}, \quad (3.5.1)$$

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,46 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности.}$$

И наконец, установлен нижний предел на частоту $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций:

$$\Delta m_{B_s^0} > 7,4 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 8.1 \text{ пс}^{-1}. \quad (3.5.2)$$

Глава 4

Анализ адронных распадов B_s^0 мезонов с полностью реконструированными D_s мезонами

События с полностью реконструированными D_s мезонами, сопровождаемыми адронами, использовались для второго анализа осцилляций. Этот метод подобен $D_s^{\pm}l^{\mp}$ методу [91], но вместо лептона используется адрон¹. Называемый для краткости $D_s^{\pm}h^{\mp}$ анализом, этот подход даёт большую статистику, однако, страдает неопределённостью в выборе адронов и, как следствие, большим фоном в реконструированных B_s^0 кандидатах.

Предварительные результаты этого анализа неоднократно представлялись на международных конференциях [87, 89, 100], а окончательные результаты опубликованы в работе [101]. В работе [93] было опубликовано первое измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона $D_s^{\pm}h^{\mp}$ методом.

4.1 Выборка $D_s^{\pm}h^{\mp}$ событий и её структура

D_s^- мезоны реконструировались в двух каналах распада:

$$\begin{aligned} D_s^- &\rightarrow \phi\pi^-, & \phi &\rightarrow K^+K^-; \\ D_s^- &\rightarrow K^{*0}K^-, & K^{*0} &\rightarrow K^+\pi^-, \end{aligned}$$

перебором комбинаций из трёх заряженных частиц с импульсом более 1 ГэВ/с, как минимум с одним VD "хитом" и находящихся в одной и той же полусфере. Для уменьшения

¹Для небольшой части событий, если подходящий адрон не был найден, к D_s вершине присоединялись два или три адрона. События с одним или несколькими адронами сопровождения обрабатывались одинаковым образом.

комбинаторного фона значение величины переменной b -мечения [84] для всего события не должно было превышать 0,5. Процедура b -мечения кратко описана в **Приложении А**. Критерии реконструкции и отбора событий подробно описаны в работах [87,89,93,100,101].

Выбор адрона, сопровождающего D_s кандидат, базировался на технике прицельных параметров. Набор треков, предположительно принадлежащих распаду B мезона, отбирался на основе их прицельных параметров параметров и соответствующих ошибок по отношению, как к первичной вершине (Im_p, σ_p) , так и вторичной D_s -вершине распада (Im_s, σ_s) . Из этого набора для дальнейшего анализа выбирался адрон с максимальным импульсом и знаком заряда, противоположным знаку заряда D_s . Эффективность выбора адрона составила 80%. Среди отобранных адронов $(84 \pm 4)\%$ принадлежали [93] B -вершине.

Вершина распада B мезона определялась фитированием в общую вершину выбранного адрона и D_s кандидата. Вероятность χ^2 , для вычисленной B_s^0 вершины, должна была быть более 10^{-3} , а ошибка в длине распада B_s^0 кандидата менее 0,07 см.

Если процедура отбора единичного адрона не срабатывала, тогда использовался инклюзивный алгоритм с возможностью присоединения нескольких адронов к D_s -вершине. Этот алгоритм базируется на разнице в распределениях быстрот для частиц из области фрагментации и частиц от распада B мезонов. Частицы из области фрагментации в среднем имеют меньшие скорости [102], чем частицы от распада B мезонов. Заряженные частицы, не более трёх, с импульсом превышающим 1 ГэВ/с, с наибольшими скоростями и суммарным зарядом ± 1 или 0 фитировались в общую с D_s мезоном вершину. Скорость вычислялась, как $0,5 \log((E + P_L)/(E - P_L))$, где E энергия частицы в предположении массы π мезона, а P_L её продольный импульс по отношению к оси траектории события. Дополнительно для треков, удовлетворяющих условию $Im_p/\sigma_p < 3$, требовалось чтобы $Im_s/\sigma_s < Im_p/\sigma_p$. Ограничения на ошибку в длине распада B_s^0 кандидата и χ^2 фитированной B_s^0 -вершины были аналогичны описанному выше.

На рис. 4.1.1 показаны D_s события после выбора адронов сопровождения. Пики D_s^- и D^+ мезонов фитировались двумя функциями Гаусса с равными ширинами, а комбинаторный фон - экспоненциальной функцией. При фитировании все параметры оставались свободными. В таблице 4.1.1 приведено число зарегистрированных D_s мезонов после вычитания комбинаторного фона и соответствующий уровень этого фона. D_s сигнал соответствует интервалу масс $\pm 2\sigma$, принимая за центральное значение величину массы D_s , полученную в результате фита.

Структура отобранных событий

Отобранные $D_s^{\pm}h^{\mp}$ события, помимо комбинаторного фона, содержат большой физический фон D_s мезонов от фрагментации $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ пар и от распадов нестранных B мезонов. Для оценки относительного вклада различных источников были использованы выходы D_s

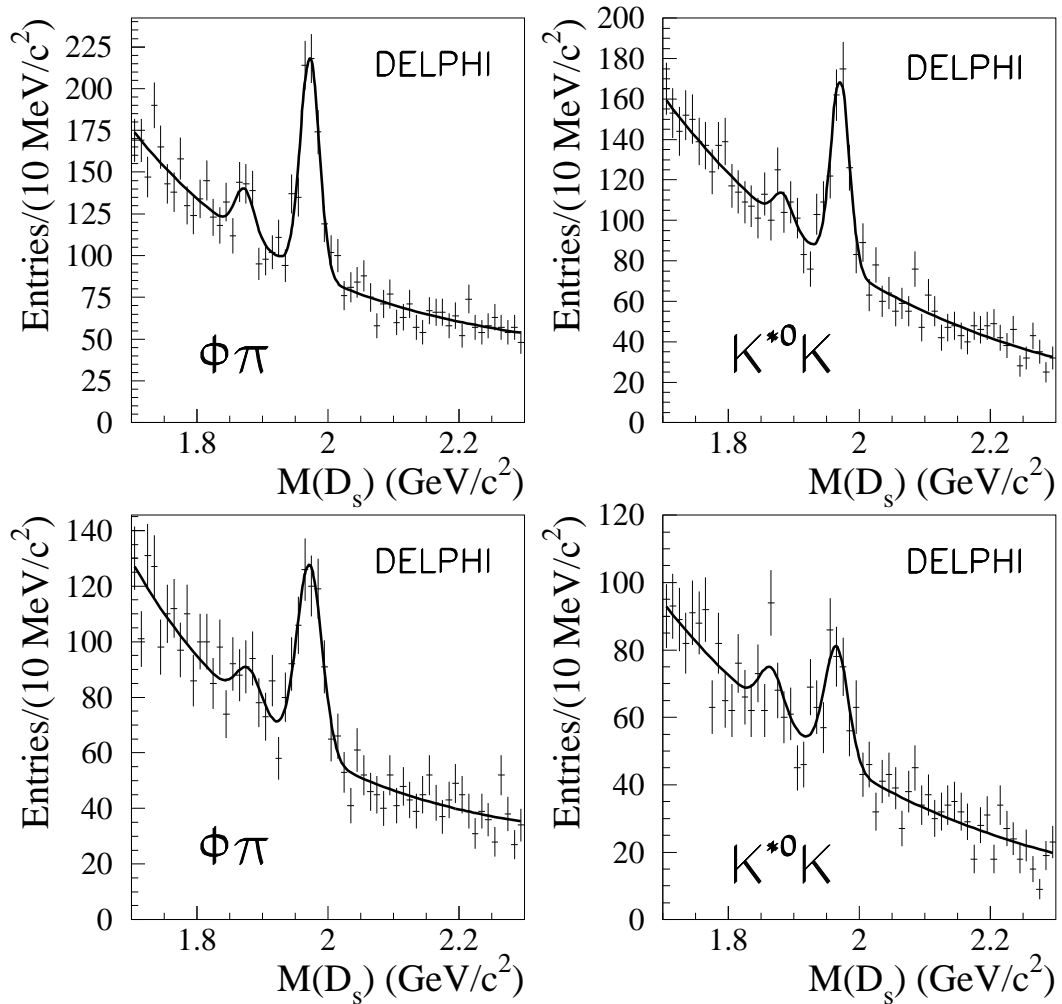


Рис. 4.1.1: Распределения инвариантных масс кандидатов в D_s^- мезоны, реконструированных в модах распада $\phi\pi^-$ и $K^{*0}K^-$, после выбора адрона сопровождения. Верхний ряд соответствует данным 1994-1995 гг., а нижний 1992-1993 гг.

Мода распада D_s	Статистика D_s в 1992-1993 гг.	Статистика D_s в 1994-1995 гг.
$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$	322 ± 30 (0, $60 \pm 0,04$)	468 ± 42 (0, $53 \pm 0,04$)
$D_s^- \rightarrow K^{*0}K^-$	152 ± 28 (0, $70 \pm 0,06$)	324 ± 35 (0, $58 \pm 0,05$)

Таблица 4.1.1: Число зарегистрированных D_s мезонов в модах распада $\phi\pi^-$ и $K^{*0}K^-$ и соответствующий уровень комбинаторного фона. Уровень комбинаторного фона, указанный в скобках, оценивался в интервале масс $\pm 2\sigma$, принимая за центральное значение величину массы D_s мезона, полученную в результате фита.

мезонов, $\text{Br}(b \rightarrow D_s^\pm X) \times \text{Br}(D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm)$, измеренные коллаборациями ALEPH, DELPHI и OPAL [103], а также эквивалентные выходы $\text{Br}(B^{0,\pm} \rightarrow D_s^\pm X) \times \text{Br}(D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm)$, измеренные в $\Upsilon(4S)$ коллаборациями CLEO и ARGUS [104]. В структуру событий, находящихся в интервалах масс сигнала от D_s мезонов $D_s^\pm h^\mp$ выборки, вносят вклад следующие распады B мезонов:

- распады B_s^0 мезонов только с одним очарованным мезоном (D_s) в конечном состоянии: $F_{B_s^0,1D} = (39 \pm 7)\%$;
- распады B_s^0 мезонов с D_s и вторым очарованным мезоном в конечном состоянии: $F_{B_s^0,2D} = (11 \pm 3)\%$;
- распады нестранных B мезонов только с одним очарованным мезоном (D_s) в конечном состоянии: $F_{B,1D} = (9 \pm 5)\%$;
- распады нестранных B мезонов с D_s и вторым очарованным мезоном в конечном состоянии: $F_{B,2D} = (41 \pm 7)\%$.

Вклад от прямого рождения D_s мезонов $F_{cc} = (27 \pm 5)\%$ был оценён из выхода очарованных частиц на LEP [103], принимая во внимание парциальные ширины Z^0 распадов на b и c кварковые пары.

Наконец, относительная пропорция комбинаторного фона, f_{bkg} , была взята непосредственно из фита реальных данных (см. таблицу 4.1.1).

Дискриминантные переменные для увеличения чистоты B_s^0 сигнала

Для увеличения эффективной чистоты B_s^0 мезонов в $D_s^\pm h^\mp$ выборке были использованы пять дискриминантных переменных, позволяющих улучшить разделение сигнала и фона. В качестве таких переменных использовались масса и импульс D_s мезонов, величина $|\cos\psi|$ угла спиральности, вероятность χ^2 фитированной D_s -вершины и величина b -мечения в полусфере противоположной той, где реконструирован D_s мезон. Относительные вклады источников D_s мезонов, определённые выше, вычислялись для каждого собы-

тия следующим образом:

$$\begin{aligned}
f_{B_s^0,1D}^{eff} &= F_{B_s^0,1D}(1 - f_{cc} - f_{bkg})\mathcal{F}_b(b - tag) \prod_{i=1,4} \mathcal{F}_{bc}(v_i)/tot \\
f_{B_s^0,2D}^{eff} &= F_{B_s^0,2D}(1 - f_{cc} - f_{bkg})\mathcal{F}_b(b - tag) \prod_{i=1,4} \mathcal{F}_{bc}(v_i)/tot \\
f_{B,1D}^{eff} &= F_{B,1D}(1 - f_{cc} - f_{bkg})\mathcal{F}_b(b - tag) \prod_{i=1,4} \mathcal{F}_{bc}(v_i)/tot \\
f_{B,2D}^{eff} &= F_{B,2D}(1 - f_{cc} - f_{bkg})\mathcal{F}_b(b - tag) \prod_{i=1,4} \mathcal{F}_{bc}(v_i)/tot \\
f_{cc}^{eff} &= f_{cc}\mathcal{F}_c(b - tag) \prod_{i=1,4} \mathcal{F}_{bc}(v_i)/tot \\
f_{bkg}^{eff} &= f_{bkg} \prod_{i=1,5} \mathcal{F}_{bkg}(v_i)/tot
\end{aligned}$$

где v_i обозначает i -ю дискриминантную переменную, а \mathcal{F}_{bc} , \mathcal{F}_b , \mathcal{F}_c и \mathcal{F}_{bkg} являются функциями плотностей вероятностей для b и c вместе, b , c и комбинаторного фона соответственно. Относительный вклад D_s от фрагментации $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ пар равен $f_{cc} = F_{cc}(1 - f_{bkg})$. В этих выражениях фактор нормировки, tot , равен:

$$tot = f_{B_s^0,1D}^{eff} + f_{B_s^0,2D}^{eff} + f_{B,1D}^{eff} + f_{B,2D}^{eff} + f_{cc}^{eff} + f_{bkg}^{eff}.$$

Все дискриминантные переменные, исключая b -мечение, использовались для разделения $b + c$ событий от комбинаторного фона (bkg). Переменная b -мечение использовалась для разделения b и c событий по отдельности от комбинаторного фона. Использование этого метода позволило увеличить чистоту B_s^0 мезонов в $D_s^\pm h^\mp$ выборке на 20%.

4.2 Измерение среднего времени жизни B_s^0 мезона

В каждом событии время распада B_s^0 мезона, вычислялось по формуле 3.2.1. Используемая процедура подробно описана в [93]. Предсказываемые распределения времён распада B мезонов были получены свёрткой теоретических распределений с функциями разрешения, извлечёнными из Монте-Карло. Разрешения измеряемых времён распада B мезонов были получены из распределений разницы, $t - t_i$, истинных (t) и измеренных (t_i) времён распада:

- $\mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i)$ функция разрешения для распадов B мезонов только с одним очарованным мезоном (D_s) в конечном состоянии. Она была параметризована суммой трёх функций Гаусса. Ширина второй функции была пропорциональна ширине первой. Третья функция описывает компоненту в случае, когда адрон принадлежит первич-

ной вершине. Доля таких событий (f_3) уменьшается экспоненциально, как функция времени распада:

$$\mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i) = (1 - f_2 - f_3)G_1(t - t_i, \sigma_1) + f_2G_2(t - t_i, \sigma_2) + f_3G_3(t - t_i, \sigma_3), \quad (4.2.1)$$

где $G_1(t - t_i, \sigma_1)$, $G_2(t - t_i, \sigma_2)$ и $G_3(t - t_i, \sigma_3)$ три функции Гаусса с соответствующим разрешениями $\sigma_1 = \sqrt{\sigma_{L1}^2 + (\sigma_{p1}/p)^2 \times t^2}$, $\sigma_2 = s_1\sigma_1$ и $\sigma_3 = \sqrt{\sigma_{L3}^2 + (\sigma_{p3}/p)^2 \times t^2}$; f_2 и f_3 являются относительными вкладами второй и третьей функции Гаусса соответственно, а f_3 определялась, как $f_3 = \exp(s_2 - s_3t)$.

- $\mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i)$ функция разрешения для распадов В мезонов с двумя D мезонами в конечном состоянии. В этом случае выбранный адрон очень часто принадлежит не В-вершине, а вторичной D-вершине, что приводит к худшему разрешению. Эта функция была параметризована таким же образом, как и $\mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i)$.

Значения параметров для функций $\mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i)$ и $\mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i)$ приведены в таблице 4.2.1.

Выборка $D_s^\pm h^\mp$								
Функ. раз. (годы)	σ_{L1} (пс)	σ_{p1}/p	σ_{L3} (пс)	σ_{p3}/p	f_2	s_1	s_2	s_3 (пс $^{-1}$)
$\mathcal{R}_{1D}^B(t - t_i)$ (1992-1993)	0,149	0,140	0,144	0,386	0,15	3,5	-1,54	0,14
$\mathcal{R}_{1D}^B(t - t_i)$ (1994-1995)	0,145	0,104	0,169	0,256	0,10	2,5	-1,87	0,17
$\mathcal{R}_{2D}^B(t - t_i)$ (1992-1993)	0,236	0,095	0,144	0,386	0,30	3,5	-1,21	0,14
$\mathcal{R}_{2D}^B(t - t_i)$ (1994-1995)	0,214	0,094	0,169	0,256	0,25	3,5	-1,30	0,17

Таблица 4.2.1: Значения параметров функций разрешения $\mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i)$ и $\mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i)$ для двух конфигураций VD в 1992-1993 и 1994-1995 годах.

Среднее время жизни B_s^0 мезона

Распределения, измеренных времён распада В мезонов и комбинаторного фона, фитировались одновременно, используя 2953 события сигнала в интервале $\pm 2\sigma$ от измеренной массы D_s мезона и 3373 события фона, находящихся в интервале масс $[2,1 - 2,3]$ ГэВ/ c^2 . Функция плотности вероятности, учитывающая вклады различных источников событий в области сигнала, может быть представлена как:

$$P(t_i) = f_{B_s^0,1D}^{eff} P_{B_s^0,1D}(t_i) + f_{B_s^0,2D}^{eff} P_{B_s^0,2D}(t_i) + f_{B,1D}^{eff} P_{B,1D}(t_i) + f_{B,2D}^{eff} P_{B,2D}(t_i) \quad (4.2.2) \\ + f_{cc}^{eff} P_{cc}(t_i) + f_{bkg}^{eff} P_{bkg}(t_i),$$

где t_i является измеренным временем распада B_s^0 кандидатов. Различные компоненты уравнения 4.2.2 определялись, как свёртка соответствующих плотностей вероятности с функциями разрешения \mathcal{R} :

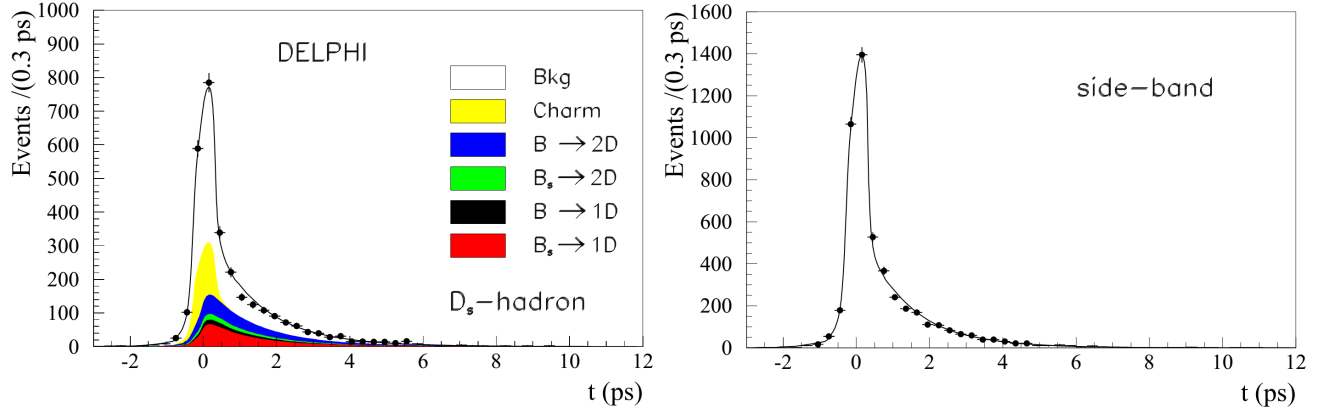


Рис. 4.2.1: (Слева) Результаты фита методом правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала, соответствующей $\pm 2\sigma$ от измеренного значения массы D_s (рис. 4.1.1). Точки представляют данные, а кривые соответствуют вкладам от различных компонент, оцененных методом Монте-Карло. (Справа) Фит области фона в интервале масс $[2,1 - 2,3]$ ГэВ/ c^2 .

- для сигнала от B_s^0 мезонов:

$$P_{B_s^0,1D}(t_i) = \frac{1}{\tau_{B_s^0}} \exp(-t/\tau_{B_s^0}) \otimes \mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i) \quad (4.2.3)$$

$$P_{B_s^0,2D}(t_i) = \frac{1}{\tau_{B_s^0}} \exp(-t/\tau_{B_s^0}) \otimes \mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i), \quad (4.2.4)$$

где t является истинным временем распада B_s^0 ;

- для физического фона от нестранных В мезонов:

$$P_{B,1D}(t_i) = \sum_{q \neq s} \frac{1}{\tau_{B_q}} f_{B_q,1D} \exp(-t/\tau_{B_q}) \otimes \mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i) \quad (4.2.5)$$

$$P_{B,2D}(t_i) = \sum_{q \neq s} \frac{1}{\tau_{B_q}} f_{B_q,2D} \exp(-t/\tau_{B_q}) \otimes \mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i), \quad (4.2.6)$$

где q означает тип В мезона, а $f_{B_q,1D}$, $f_{B_q,2D}$ соответствующие относительные вклады;

- для комбинаторного фона использовалась следующая функция:

$$P_{bkg}(t_i) = f^- \exp(t/\tau^-) \otimes G(t - t_i, \sigma_-) + f^+ \exp(-t/\tau^+) \otimes G(t - t_i, \sigma_+) + (1 - f^- - f^+)G(t - t_i, \sigma_0) \quad (4.2.7)$$

Выражение для $P_{bkg}(t_i)$ содержит три распределения: экспоненциальное для плохо измеренных событий, имеющих отрицательное значение t_i (с отрицательным временем жизни τ^-), экспоненциальное для фоновых событий с положительным значением t_i (с временем жизни τ^+) и только распределение Гаусса для фоновых событий с $t_i \approx 0$. Все семь параметров (f^- , f^+ , τ^+ , τ^- , σ_- , σ_+ , σ_0) оставались свободными во

время фита.

- для D_s мезонов от фрагментации $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ пар функция $P_{cc}(t_i)$ имела такую же форму, что и $P_{bkg}(t_i)$, и была параметризована с помощью событий Монте-Карло. Во время фита все параметры были зафиксированы.

Среднее время жизни B_s^0 мезона, полученное одновременным фитированием распределений показанных на рис. 4.2.1), составило $\tau_{B_s^0} = 1,53_{-0,15}^{+0,16}$ (стат.) пс.

Источники систематической ошибки в измерении $\tau_{B_s^0}$ приведены в таблице 4.2.2. Основные источники этой ошибки подобны ошибкам (таблица 3.2.3) уже рассмотренным в параграфе 3.2, посвящённом измерению среднего времени жизни B_s^0 мезона в анализе полупетонных распадов B_s^0 .

Источник систематической ошибки	изменение $\tau_{B_s^0}$ (пс)
композиция $D_s^\pm h^\mp$ выборки	+0,013 -0,016
f_{bkg}	+0,046 -0,050
чистота B_s^0 сигнала	+0,005 -0,015
разрешение по t_{dec}	$\pm 0,019$
$\tau_{B^+}(1,65 \pm 0,03$ пс)	$\pm 0,016$
$\tau_{B^0}(1,56 \pm 0,03$ пс)	$\pm 0,014$
метод измерения $\tau_{B_s^0}$	$\pm 0,040$
Всего	$\pm 0,07$

Таблица 4.2.2: Источники систематической ошибки в измерении времени жизни B_s^0 мезона. Значения τ_{B^+} и τ_{B^0} взяты из [105].

Среднее время жизни B_s^0 мезона, измеренное на $D_s^\pm h^\mp$ выборке, составило:

$$\tau_{B_s^0} = 1,53_{-0,15}^{+0,16}(\text{стат.}) \pm 0,07(\text{сист.}) \text{ пс.} \quad (4.2.8)$$

Подобный анализ, выполненный в эксперименте ALEPH [106], дал очень похожий результат: $\tau_{B_s^0} = 1,47 \pm 0,14(\text{стат.}) \pm 0,08(\text{сист.})$ пс.

4.3 Относительная разница ширин распада двух массовых состояний B_s^0

Следует отметить, что изложенный в этом параграфе метод, исключая детали ради которых он и повторён, аналогичен методу, описанному в параграфе 3.3.

Прелестные B_s^0 (или \overline{B}_s^0) мезоны являются суперпозицией двух собственных массовых состояний:

$$|B_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_H^0\rangle + |B_L^0\rangle) \ ; \ |\overline{B}_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_H^0\rangle - |B_L^0\rangle). \quad (4.3.1)$$

Пренебрегая нарушением CP, временная эволюция функции плотности вероятности для распада частицы с двумя массовыми состояниями и неодинаковыми временами жизни может быть записана как:

$$\mathcal{P}(t) = (1 - x_{cp}) \frac{\Gamma_H \Gamma_L}{\Gamma_H + \Gamma_L} (e^{-\Gamma_H t} + e^{-\Gamma_L t}) + x_{cp} \Gamma_L e^{-\Gamma_L t}, \quad (4.3.2)$$

где $\Gamma_L = \Gamma_{B_s^0} + \Delta\Gamma_{B_s^0}/2$ и $\Gamma_H = \Gamma_{B_s^0} - \Delta\Gamma_{B_s^0}/2$.

Первая часть уравнения (4.3.2) аналогична уравнению (3.3.3) для $D_s \ell$ и $\phi l h$ выборок в **параграфе 3.3**. Вторая часть соответствует таким конечным состояниям, как $D_s^{(*)+} D_s^{(*)-}$, которые (98%) являются CP чётными собственными массовыми состояниями [107]. Величина параметра x_{cp} равна отношению $F_{B_s^0,2D}$ к $(F_{B_s^0,1D} + F_{B_s^0,2D})$: $x_{cp} = 0,22 \pm 0,07$ (параграф 3.3.3, раздел "Структура отобранных событий").

Для получения ограничения на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ был использован следующий метод. Вычислялась логарифмическая функция правдоподобия распределения времён распада B_s^0 кандидатов из области сигнала реконструированных $D_s^\pm h^\mp$ событий (4.2.2), в которой функция плотности вероятности распада $\exp(-t/\tau_{B_s^0})$ для B_s^0 мезона была заменена на функцию 4.3.2. Логарифмическая функция правдоподобия минимизировалась в плоскости $\tau_{B_s^0} - \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$. На рис. 4.3.1-а,б показано распределение разницы, $\Delta\mathcal{L}$, функции правдоподобия по отношению к её минимуму:

$$\Delta\mathcal{L} = -\log\mathcal{L}_{tot}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) + \log\mathcal{L}_{tot}((\tau_{B_s^0})^{min}, (\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})^{min}).$$

Плотность вероятности для переменных $\tau_{B_s^0}$, $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ может быть представлена как:

$$\mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) = \propto e^{-\Delta\mathcal{L}}.$$

Распределение плотности вероятности $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ было получено свёрткой функции $\mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})$ с функцией плотности вероятности $f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0})$ при ограничении $\tau_{B_s^0} = \tau_{B^0}^2$ и нормировке к единице:

$$\mathcal{P}(\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) = \frac{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) d\tau_{B_s^0}}{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) d\tau_{B_s^0} d\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}},$$

² Время жизни B^0 мезона составляет $(1,56 \pm 0,03)$ пс [105], а отношение $\tau_{B_s^0}/\tau_{B^0} = 1 \pm \mathcal{O}(0,01)$ [26].

где

$$f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) = 1/(\sqrt{2\pi}\sigma_{\tau_{B^0}}) \exp(-(\tau_{B_s^0} - \tau_{B^0})^2/2\sigma_{\tau_{B^0}}^2).$$

Верхний предел на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$, вычисленный из $\mathcal{P}(\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})$ составил:

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,67 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности.}$$

Этот предел учитывает, как статистические неопределённости, так систематическую ошибку связанную с ошибкой во времени жизни B^0 мезона.

Систематическая неопределённость от других источников оценивалась путём свёртки функции $\mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})$ с функциями плотности вероятности соответствующих параметров:

$$\mathcal{P}(\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}) = \frac{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}, x_{sys}^1, \dots, x_{sys}^n) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) f(x_{sys}^1) \dots f(x_{sys}^n) d\tau_{B_s^0} dx_{sys}^1 \dots dx_{sys}^n}{\int \mathcal{P}(\tau_{B_s^0}, \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}, x_{sys}^1, \dots, x_{sys}^n) f_{(\tau_{B_s^0}=\tau_{B^0})}(\tau_{B_s^0}) f(x_{sys}^1) \dots f(x_{sys}^n) d\tau_{B_s^0} dx_{sys}^1 \dots dx_{sys}^n d\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}},$$

где x_{sys}^i является одним из n параметров дающих вклад в систематическую неопределённость, а $f(x_{sys}^i)$ является соответствующей плотностью вероятности.

В систематическую ошибку вносят вклад комбинаторный фон f_{bkg} , чистота B_s^0 выборки и параметр x_{cp} . Вклад других источников должен быть мал, так как они учитывались в систематической ошибке измерения времени жизни B_s^0 мезона.

Из распределения плотности вероятности для $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ (рис. 4.3.1-с), учитывающего систематическую ошибку, был получен верхний предел на относительную разницу ширины распада двух массовых состояний B_s^0 :

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,69 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности.}$$

Следует отметить, что среднее время жизни B_s^0 мезона не может быть использовано, как ограничение в таком типе анализа, так как оно зависит от $\Delta\Gamma_{B_s^0}$ и от $\Gamma_{B_s^0}$. Более того, эта зависимость отличается для разных каналов распада. В случае $D_s^{\pm}h^{\mp}$ среднее время жизни B_s^0 может быть представлено следующей формулой:

$$\tau_{B_s^0}(D_s^{\pm}h^{\mp}) = (1 - x_{cp}) \frac{1 + (\frac{1}{2}\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})^2}{\Gamma_{B_s^0}(1 - (\frac{1}{2}\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0})^2)} + x_{cp}/\Gamma_L. \quad (4.3.3)$$

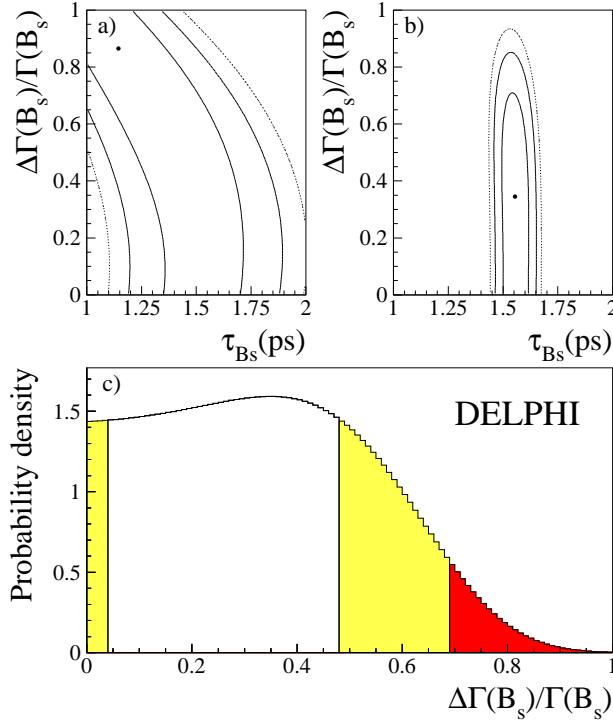


Рис. 4.3.1: а) 68%, 95% и 99% контуры уровней достоверности отрицательной логарифмической функции правдоподобия в плоскости $\tau_{B_s^0} - \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$, оцененные для $D_s^\pm h^\mp$ выборки. б) Такой же рисунок, как и а), но с условием $\tau_{B_s^0} = \tau_{B^0}$. Точка обозначает минимум. в) Распределение плотности вероятности для $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$; две жёлтые области показывают 68% уровень достоверности, красная область 95% уровень достоверности. Обозначение на рисунках: $\Delta\Gamma(B_s^0)/\Gamma(B_s^0) \equiv \Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$.

4.4 Поиск $B_s^0 - \overline{B_s^0}$ осцилляций

Классификация событий с B_s^0 мезонами

Для изучения B_s^0 осцилляций необходимо знание знака заряда b -кварка, как в момент рождения, так и в момент распада B_s^0 мезона. Алгоритм определения знака заряда b -кварка в момент рождения B_s^0 мезона основан на использовании девяти дискриминантных переменных. Один набор из трёх переменных определялся для полусферы, содержащей B_s^0 мезон, второй набор из пяти переменных использовался в противоположной полусфере и одна дискриминантная переменная была общей для обеих полусфер. Подробное описание всех девяти переменных приводится в **разделе 3.4.1**. События классифицировались на "смешанные" и "несмешанные" согласно знаку электрического заряда D_s (Q_{D_s}). "Смешанные" кандидаты отбирались требованием $x_{tag} \cdot Q_{D_s} < 0$, а "несмешанные" $x_{tag} \cdot Q_{D_s} > 0$. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\overline{b})$ -кварка по измерению x_{tag} , оценивалась на событиях Монте-Карло и составила $(71.4 \pm 0.4)\%$.

Соответствующие вероятности для комбинаторного фона были получены из анализа

экспериментальных данных вне зоны D_s сигнала: такие вероятности обозначались, как ϵ_{bkg}^{mix} и ϵ_{bkg}^{unmix} для "смешанных" и "несмешанных" событий соответственно.

Для D_s мезонов от фрагментации $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ пар аналогичные вероятности обозначаются, как $\epsilon_{c\bar{c}}^{mix}$, $\epsilon_{c\bar{c}}^{unmix}$ и их значения были взяты из Монте-Карло.

Амплитудный поиск B_s^0 - \overline{B}_s^0 осцилляций

Осцилляционный анализ выполнялся на основе амплитудного метода [99], который был подробно рассмотрен в разделе 3.4.3. Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанных" событий, с учётом временного разрешения и вероятностей маркировки, может быть представлена в следующем виде³:

$$P^{mix}(t_i) = f_{B_s^0,1D}^{eff} P_{B_s^0,1D}^{mix}(t_i) + f_{B_s^0,2D}^{eff} P_{B_s^0,2D}^{mix}(t_i) + f_{B,1D}^{eff} P_{B,1D}^{mix}(t_i) + f_{B,2D}^{eff} P_{B,2D}^{mix}(t_i) + f_{cc}^{eff} P_{cc}^{mix}(t_i) + f_{bkg}^{eff} P_{bkg}^{mix}(t_i), \quad (4.4.1)$$

где t_i является измеренным временем распада B_s^0 кандидатов.

Аналитические выражения для различных плотностей вероятности в выражении 4.4.2 приводятся с истинным временем распада t , используемым в качестве аргумента, в следующем виде:

- вероятность смешивания для B_s^0 :

$$P_{B_s^0,1D}^{mix}(t_i) = \{ \epsilon_b \mathcal{P}_{B_s^0,1D}^{mix}(t) + (1 - \epsilon_b) \mathcal{P}_{B_s^0,1D}^{unmix}(t) \} \otimes \mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i); \quad (4.4.2)$$

- вероятность смешивания для физического фона:

$$P_{B_s^0,2D}^{mix}(t_i) = \{ f_{B_s^0,2D} \epsilon_b / \tau_{B_s^0} \exp(-t/\tau_{B_s^0}) \} \otimes \mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i); \quad (4.4.3)$$

$$P_{B,1D}^{mix}(t_i) = \{ f_{B_d,1D} (\epsilon_b \mathcal{P}_{B_d,1D}^{mix}(t) + (1 - \epsilon_b) \mathcal{P}_{B_d,1D}^{unmix}(t)) + f_{B^+,1D} (1 - \epsilon_b) / \tau_{B^+} \exp(-t/\tau_{B^+}) + f_{\Lambda_b,1D} (1 - \epsilon_b) / \tau_{\Lambda_b} \exp(-t/\tau_{\Lambda_b}) \} \otimes \mathcal{R}_{B,1D}(t - t_i); \quad (4.4.4)$$

³Соответствующая функция плотности вероятности для "несмешанных" событий может быть представлена в аналогичной форме с заменой ϵ на $(1 - \epsilon)$.

$$P_{B,2D}^{mix}(t_i) = \{ f_{B_d,2D}(\epsilon_b \mathcal{P}_{B_d,2D}^{unmix}(t) + (1 - \epsilon_b) \mathcal{P}_{B_d,2D}^{mix}(t)) + f_{B^+,2D}(1 - \epsilon_b)/\tau_{B^+} \exp(-t/\tau_{B^+}) + f_{\Lambda_b,2D}(1 - \epsilon_b)/\tau_{\Lambda_b} \exp(-t/\tau_{\Lambda_b}) \} \otimes \mathcal{R}_{B,2D}(t - t_i); \quad (4.4.5)$$

- вероятность смешивания для компоненты с очарованными кварками:

$$P_{c\bar{c}}^{mix}(t_i) = \epsilon_{c\bar{c}}^{mix} \mathcal{P}_{c\bar{c}}(t_i); \quad (4.4.6)$$

- вероятность смешивания для комбинаторного фона:

$$P_{bkg}^{mix}(t_i) = \epsilon_{bkg}^{mix} \mathcal{P}_{bkg}(t_i). \quad (4.4.7)$$

Параметры, входящие во временное распределение для этого фона, были определены в фите по измерению времени жизни B_s^0 .

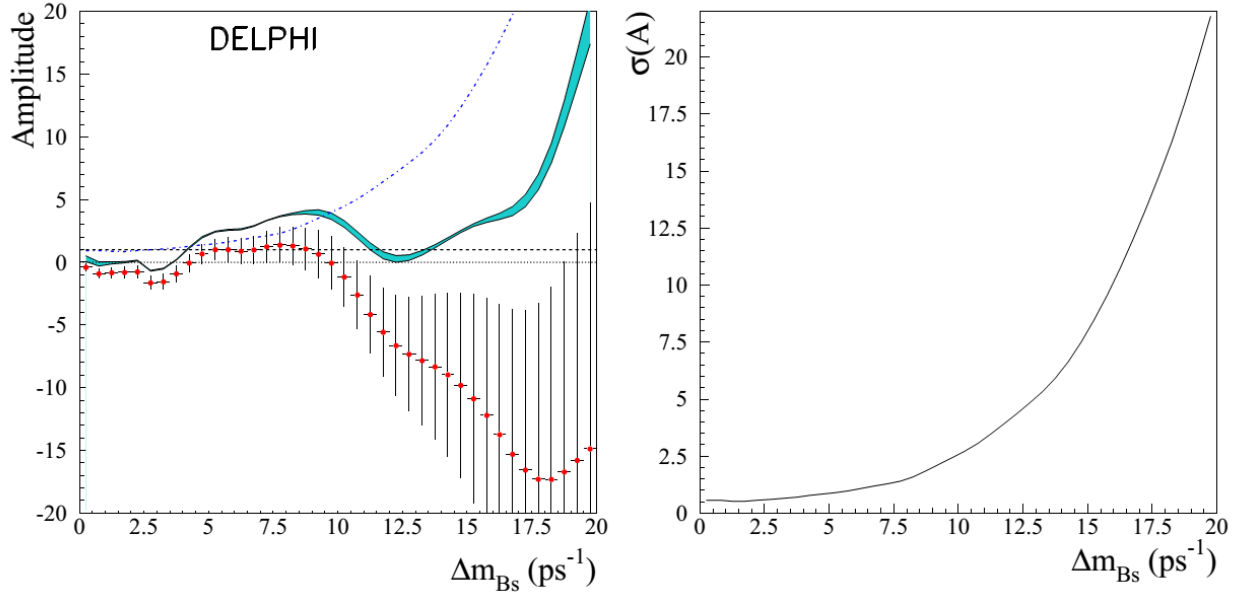


Рис. 4.4.1: (Слева) Изменение амплитуды осцилляций A в зависимости от $\Delta m_{B_s^0}$. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Штрих-пунктирная линия соответствует кривой чувствительности. Показаны так же линии $A=0$ и $A=1$. (Справа) Зависимость ошибки в амплитуде $\sigma(A)$ как функции $\Delta m_{B_s^0}$, включая систематические неопределённости.

В этом анализе нижний предел на частоту осцилляций $\Delta m_{B_s^0}$ (Fig.4.4.1), с учётом только

статистических неопределённостей, составил:

$$\Delta m_{B_s^0} > 4,2 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 3,1 \text{ пс}^{-1}. \quad (4.4.8)$$

Систематические неопределённости вычислялись изменением параметров, зафиксированных во время фита, согласно их измеренным или ожидаемым ошибкам, используя формулу 3.4.3. Как и в случае $D_s \ell$ анализа тремя источниками систематических ошибок являлись: чистота маркировки b -кварка в момент рождения B_s^0 мезона, степень чистоты B_s^0 выборки и разрешение измерения времени распада B_s^0 кандидатов.

Учёт систематической ошибки изменяет нижний предел на частоту осцилляций $\Delta m_{B_s^0} > 4,1 \text{ пс}^{-1}$ и чувствительность: $2,7 \text{ пс}^{-1}$.

В подобном анализе, выполненным в эксперименте ALEPH [106], нижний предел на величину $\Delta m_{B_s^0}$ составил $\Delta m_{B_s^0} > 3,9 \text{ пс}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью $4,1 \text{ пс}^{-1}$.

4.5 Итоги анализа адронных распадов B_s^0 мезонов

В эксперименте DELPHI в 1992 -1995 годах, в $3,6 \cdot 10^6$ зарегистрированных $Z^0 \rightarrow h^+h^-$ событиях, было реконструировано 2953 $D_s^\pm h^\mp$ кандидатов в двух модах распада:

$$D_s^- \rightarrow \phi \pi^-, \quad \phi \rightarrow K^+ K^-;$$

$$D_s^- \rightarrow K^{*0} K^-, \quad K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-.$$

В анализе адронных распадов B_s^0 мезонов было получено три результата.

Во-первых, измерено среднее время жизни B_s^0 мезона и во-вторых, установлен предел на относительную разницу ширин распада двух массовых состояний B_s^0 мезона:

$$\tau_{B_s^0} = 1,53_{-0,15}^{+0,16}(\text{стат.}) \pm 0,07(\text{сист.}) \text{ пс}, \quad (4.5.1)$$

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,69 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности}. \quad (4.5.2)$$

И наконец, установлен нижний предел на частоту B_s^0 осцилляций:

$$\Delta m_{B_s^0} > 4,1 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 2,7 \text{ пс}^{-1}. \quad (4.5.3)$$

Глава 5

Анализ полностью реконструированных B_s^0 мезонов

К концу 90-х годов поиск $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций так и не увенчался успехом, несмотря на все усилия в CERN, Fermilab и SLAC. Объединённые результаты экспериментов на LEP, CDF и SLD позволили установить [105] нижний предел на частоту осцилляций: $\Delta m_{B_s^0} > 14,3 \text{ пс}^{-1}$ на уровне достоверности 95%, при этом значение чувствительности составляло $14,7 \text{ пс}^{-1}$.

Прогресс в поиске $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ осцилляций определялся продвижением в область более высоких значений разницы масс собственных массовых состояний B_s^0 , которая зависит от точности измерения времени пролёта B_s^0 мезона до распада. В общем случае, временное разрешение σ_t содержит два члена, один из которых зависит от времени: $\sigma_t = \sqrt{\sigma_L^2 + (\sigma_p/p)^2 \times t^2}$. Здесь σ_L является разрешением измерения расстояния до распада, σ_p/p - относительная ошибка определения импульса и t время пролёта B_s^0 мезона до распада. Уменьшение амплитуды осцилляций ("damping"), из-за временного разрешения, можно записать следующим образом [99]:

$$\text{damping} = \exp(-(\Delta m_{B_s^0} \sigma_L)^2 / 2\sqrt{\pi})(x) \exp(x^2) \text{ERFC}(x), \quad (5.0.1)$$

где $x = 1/\sqrt{2}/\Delta m_{B_s^0} 1/(\sigma_p/p)$, а $\text{ERFC}(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_x^\infty e^{-t^2} dt$.

Полностью реконструированные B_s^0 распады имеют лучшее временное разрешение по двум причинам. Во-первых, так как восстанавливаются все частицы распада, импульс B_s^0 известен с высокой точностью, поэтому вкладом точности измерения импульса в σ_t можно пренебречь. В этом случае $\sigma_t = \sigma_L$ и выражение (5.0.1) упрощается: $\text{damping} = \exp(-(\Delta m_{B_s^0} \sigma_t)^2 / 2)$. Во-вторых, полностью реконструируемые распады, как правило, двух-частичные или почти двух-частичные и поэтому углы разлёта между частицами от распада больше, чем в многочастичных распадах. В конечном счёте это приводит к более

точному определению координат вершины распада.

Полностью реконструированные B_s^0 мезоны были впервые использованы диссертантом в анализе $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ осцилляций, представленном [108, 109] на зимней конференции "Rencontres de Moriond 1998". Впоследствии предварительные результаты этого анализа неоднократно представлялись на международных конференциях [89, 90, 100]. Окончательные результаты опубликованы в работе [101].

5.1 Отбор событий и реконструкция B_s^0 мезонов

В этом анализе B_s^0 мезоны реконструировались в 12 каналах распада:

$$\begin{aligned} B_s^0 &\rightarrow D_s^- \pi^+; & D_s^- &\rightarrow \phi \pi^-, \phi \pi^- \pi^+ \pi^-, f(980) \pi^-, K_s^0 K^-, K^{*0} K^-, K^{*0} K^{*-}; \\ B_s^0 &\rightarrow D_s^- a_1^+; & D_s^- &\rightarrow \phi \pi^-, K^{*0} K^-; \\ B_s^0 &\rightarrow \overline{D}^0 K^- \pi^+; & \overline{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; \\ B_s^0 &\rightarrow \overline{D}^0 K^- a_1^+; & \overline{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-, \end{aligned}$$

где ϕ , K_s^0 , $f(980)$, K^{*0} , K^{*-} и a_1 реконструировались в каналах распада только с заряженными частицами: $\phi \rightarrow K^+ K^-$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $f(980) \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$, $K^{*-} \rightarrow K_s^0 \pi^-$ и $a_1^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Очарованные D_s и D^0 мезоны реконструировались, используя заряженные частицы в одной и той же полусфере и как минимум с одним VD "хитом".

Кандидаты в D мезоны отбирались в интервалах масс [1, 93 – 2, 01] ГэВ/ c^2 для D_s и [1, 83 – 1, 90] ГэВ/ c^2 для D^0 мезонов. Требовалось, чтобы длина распада D мезона была положительной, а χ^2 для фитированной вершины распада превышал 10^{-5} (10^{-3} для $D^0 \rightarrow K \pi \pi \pi$ моды распада). Для каждого из каналов распада использовались различные критерии отбора, оптимизированные на событиях Монте-Карло. Детально критерии отбора событий и проверка согласованности экспериментальных данных и Монте-Карло изложены в [101].

Спектр инвариантных масс, полученный суммированием вкладов от всех реконструированных каналов, показан на рис.5.1.1. Экспериментальные данные показаны точками, а сплошная линия представляет результат фита. Фитирование области сигнала проводилось двумя функциями Гаусса с разными ширинами для эксклюзивного B_s^0 сигнала (основной узкий пик) и для частично восстановленных B_s^0 распадов (второй широкий сателлит пик). Основной вклад в сателлит пик вносят следующие каналы распада B_s^0 : $D_s^{*-} \pi^+$, $D_s^{*-} a_1^+$, $\overline{D}^{*}(2007)^0 K^- \pi^+$, $\overline{D}^{*}(2007)^0 K^- a_1^+$, $D_s^- \rho^+$ и $D_s^{*-} \rho^+$, где каскадные фотоны/пионы не реконструированы. Центральные значения и ширины обоих Гауссовских функций во время фита оставались свободными параметрами. Комбинаторный фон фитировался экспоненциаль-

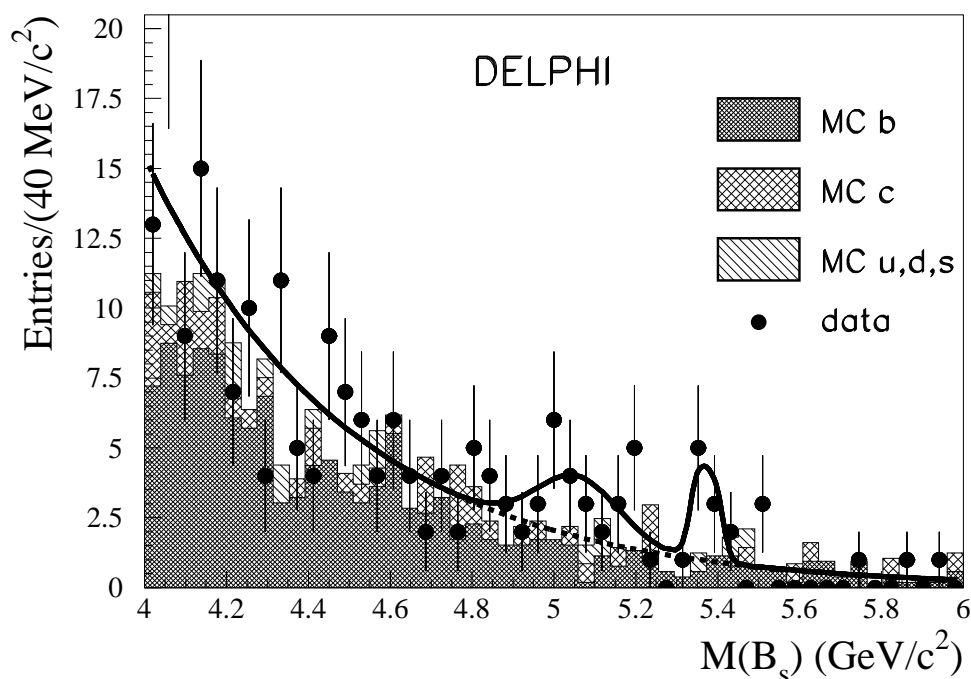


Рис. 5.1.1: Спектр инвариантных масс B_s^0 кандидатов реконструированных в 12 модах распада (здесь обозначение $B_s^0 \equiv B_s$). Реальные данные представлены точками с указанием ошибок, на которые наложен результат фита. Гистограммы показывают ожидаемые вклады только от различных источников фона, поскольку B_s^0 мезоны были исключены из Монте Карло. Пунктирная линия показывает результат фита этого фона.

ной функцией с градиентом наклона, полученным из Монте-Карло.

Ожидаемый спектр инвариантных масс от ложных B_s^0 кандидатов был получен на статистике $2,9 \cdot 10^6 b\bar{b}$ и $5,3 \cdot 10^6 q\bar{q}$ Монте-Карло событий¹, исключая из анализа истинные B_s^0 мезоны. Вклады от B адронов, от очарованных адронов и от частиц с лёгкими кварками демонстрируют градиент наклона экспоненциальной функции, согласующийся с полученным градиентом наклона из реальных данных. Для дополнительной проверки были использованы события "правильного" знака, вне области сигнала реконструированных D_s^- и \bar{D}^0 мезонов, и события "неправильного" знака². Градиенты наклона в обоих случаях совпадают с теми, что получены в реальных данных и Монте-Карло. По результатам фитирования распределения инвариантных масс, показанного на рис. 5.1.1, число B_s^0 мезонов составило 8 ± 4 и 15 ± 8 в основном и в сателлит пиках соответственно. Вероятность того, что основной пик является флуктуацией фона, составила $3 \cdot 10^{-4}$.

¹Под обозначением "q" подразумеваются u, d, s, c кварки.

²Для событий "неправильного" знака сумма знаков заряда продуктов распада B_s^0 кандидатов не равна нулю.

5.2 Реконструкция нестранных В мезонов

Для проверки алгоритмов восстановления B_s^0 мезонов аналогичная методика была применена для реконструкции нестранных В мезонов, распадающихся на \bar{D}^0 и небольшое количество пионов. Для этого были выбраны распады $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$, $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$ и $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- a_1^+$. Полученные распределения инвариантных масс для этих распадов приведены на рис.5.2.1. Эти распределения были отфитированы функциями Гаусса и экспоненциального распределения для сигнала и комбинаторного фона соответственно. Ещё одна функция Гаусса использовалась для фитирования дополнительного пика от следующих распадов: $B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2007)^0 \pi^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \rho^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2007)^0 \rho^+$, где π^0 и/или γ от $\bar{D}^*(2007)^0$ и/или от ρ распадов не были реконструированы. Основные критерии отбора аналогичны использованным при реконструкции B_s^0 мезонов.

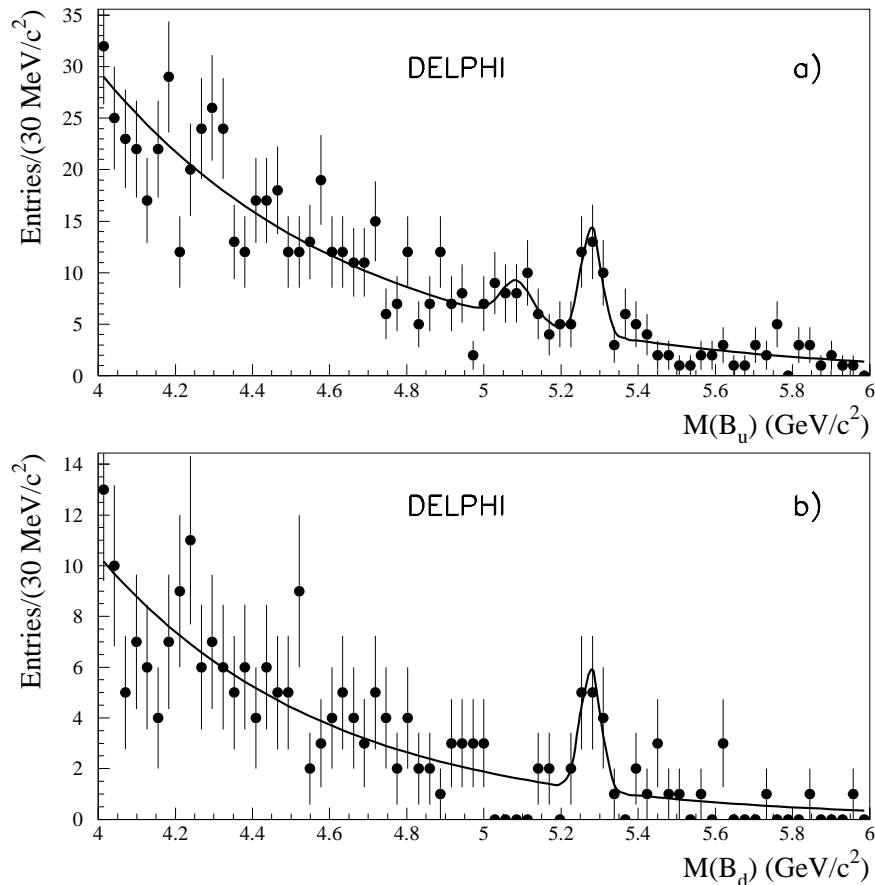


Рис. 5.2.1: Спектры инвариантных масс от распадов а) $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+$. Виден спутник пик от $B^+ \rightarrow D^*(2007)^0 \pi^+$, $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 \rho^+$ и $B^+ \rightarrow \bar{D}^*(2007)^0 \rho^+$ распадов. б) $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- \pi^+$ и $B^0 \rightarrow D^*(2010)^- a_1^+$. На рисунках $B_u \equiv B^+$ и $B_d \equiv B^0$.

5.3 Кинематические отражения от V^0 and $\bar{\Lambda}_b^0$ распадов

Для нескольких каналов распада V_s^0 физическим фоном являются распады нестранных V мезонов и $\bar{\Lambda}_b^0$ барионов, в которых один из π мезонов или антипротон ошибочно идентифицировались, как K мезон (этот эффект получил название "кинематическое отражение"). Основными распадами, дающими кинематические отражения являются: $V^0 \rightarrow D^- \pi^+ (a_1^+)$, $D^- \rightarrow K^{*0} \pi^-$, (имитирующие распады $V_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ (a_1^+)$, $D_s^- \rightarrow K^{*0} K^-$) и $V^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \pi^+$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ или $K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ (имитирующие распад $V_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$). В области основного пика ожидалось, что 0.32 ± 0.13 события являются кинематическими отражениями (с 19% вкладом от распадов $\bar{\Lambda}_b^0$). Для второго пика кинематическими отражениями являются распады, в которых D мезон сопровождается ρ мезоном. Этот физический фон составил 1.3 ± 0.7 события. Все оценки получены с использованием событий Монте-Карло с V^0 и $\bar{\Lambda}_b^0$ адронами, "прошедших" через полную процедуру реконструкции, использованную при обработке экспериментальных данных. Соответствующие ошибки включают неопределённости в вероятностях распада мезонов и статистику Монте-Карло.

5.4 Поиск V_s^0 - \bar{V}_s^0 осцилляций

Для поиска V_s^0 осцилляций необходимо знание знака заряда b -кварка, как в момент рождения, так и в момент распада V_s^0 мезона. Алгоритм определения знака заряда b -кварка в момент рождения подробно рассмотрен в разделе 3.4.1.

События классифицировались как "смешанные" и "несмешанные" согласно знаку электрического заряда D_s мезона (Q_{D_s}), для каналов содержащих D_s мезон, или согласно заряду K мезона, для $\bar{D}^0 K^- \pi^+$ каналов, относительно знака переменной x_{tag} . "Смешанные" кандидаты отбирались требованием $x_{tag} \cdot Q_{D_s} < 0$, а "несмешанные" $x_{tag} \cdot Q_{D_s} > 0$. Вероятность ϵ_b правильного выбора $b(\bar{b})$ -кварка по измерению x_{tag} , была оценена на событиях Монте-Карло и составила $(74,5 \pm 0,5)\%$.

Соответствующие вероятности для комбинаторного фона ϵ_{bkg}^{mix} и ϵ_{bkg}^{unmix} были получены из анализа экспериментальных данных вне зоны D сигналов. Для событий от кинематических отражений вероятности ϵ_{ref}^{mix} и ϵ_{ref}^{unmix} были оценены методом Монте-Карло.

5.4.1 Точность восстановления времени распада V_s^0 мезонов

В каждом событии время распада V_s^0 мезона определялось по формуле (3.2.1) путём измерений расстояния его пролёта до распада ($L_{V_s^0}$) и импульса ($p_{V_s^0}$). Вершина распада V_s^0 мезона определялась пересечением траектории D_s^- или \bar{D}^0 мезона с другими заряженными треками, предположительно, являющимися продуктами распада V_s^0 мезона. Для основного пика импульс V_s^0 мезона точно известен, так как все продукты распада ре-

конструируются. Для сателлит пика одна или две нейтральные частицы (π^0 и/или γ) от распада B_s^0 мезона не детектируются. Согласно анализу событий Монте-Карло, сателлит пик состоит из неполностью реконструированных распадов $D_s^{*-}\pi^+$, $D_s^{*-}a_1^+$, $D_s^-\rho^+$, $D_s^{*-}\rho^+$ и $\bar{D}^*(2007)^0K^-\pi^+$, $\bar{D}^*(2007)^0K^-a_1^+$. Первые четыре канала распада реконструируются, как $D_s^-\pi^+(a_1^+)$, а два последних, как $\bar{D}^0K^-\pi^+(a_1^+)$ события. Кинематический фит с использованием фиксированных масс B_s^0 мезона и промежуточных состояний в предположении наличия γ от D_s^{*-} и $\bar{D}^*(2007)^0$ распадов, проводился для событий находящихся в области масс $\pm 2\sigma$ от фитированного значения массы сателлит пика. Экспериментальные данные 1992-1993 гг. и 1994-1995 гг. анализировались отдельно из-за различной конфигурации VD для этих периодов набора данных.

Временное разрешение $\mathcal{R}_{B_s^0}(t - t_i)$, определяемое как разница между истинным (t) и измеренным (t_i) временами распада B_s^0 мезонов, аппроксимировалось двумя функциями Гаусса:

$$\mathcal{R}_{B_s^0}(t - t_i) = (1 - f_2)G_1(t - t_i, \sigma_1) + f_2G_2(t - t_i, \sigma_2), \quad (5.4.1)$$

где $G_1(t - t_i, \sigma_1)$ и $G_2(t - t_i, \sigma_2)$ функции Гаусса с разрешениями σ_1 и σ_2 . В общем случае разрешения σ_i зависят от неопределённости в импульсе. Однако в этом анализе импульс B_s^0 мезона известен с хорошей точностью, поэтому этой зависимостью можно пренебречь. Коэффициент f_2 является вкладом второй функции Гаусса, которая по определению имеет худшее разрешение. Величины соответствующих параметров, полученные методом Монте-Карло, приведены в таблице 5.4.1. Как видно, временное разрешение для B_s^0 мезонов в сателлит пике лишь слегка хуже, чем в основном. Временное распределение $\mathcal{P}_{bkg}(t_i)$ ком-

Основной пик				
Каналы распада		σ_1 (пс)	σ_2 (пс)	f_2
Все B_s^0 каналы	1992-1993	0,068	0,18	0,27
Все B_s^0 каналы	1994-1995	0,065	0,12	0,42
Сателлит пик				
$D_s^{*-}\pi^+(a_1^+)$, $\bar{D}^*(2007)^0K^-\pi^+(a_1^+)$	1992-1993	0,066	0,15	0,48
$D_s^{*-}\pi^+(a_1^+)$, $\bar{D}^*(2007)^0K^-\pi^+(a_1^+)$	1994-1995	0,081	0,17	0,30
$D_s^-\rho^+$, $D_s^{*-}\rho^+$	1992-1993	0,085	0,21	0,65
$D_s^-\rho^+$, $D_s^{*-}\rho^+$	1994-1995	0,092	0,20	0,57

Таблица 5.4.1: Точность восстановления времени распада B_s^0 мезонов в экспериментальных данных 1992-1993 и 1994-1995 годов. Распределения фитировались суммой двух функций Гаусса.

бинаторного фона под основным пиком было взято из фита временных распределений событий "неправильного" знака и также событий "правильного" знака, лежащих вне зоны

сигнала. Было проверено, что такое временное распределение фона совпадает с распределением фона в Монте-Карло событиях под основным пиком B_s^0 . Временное распределение $\mathcal{P}_{bkg}(t_i)$ комбинаторного фона под сателлит пиком было взято непосредственно из Монте-Карло, из-за зависимости измеренной массы B_s^0 от процедуры восстановления импульса. Временное распределение $\mathcal{P}_{ref}(t_i)$ событий кинематического отражения было также взято из Монте-Карло.

5.4.2 Амплитудный метод поиска B_s^0 - \overline{B}_s^0 осцилляций

Осцилляционный анализ выполнялся на основе амплитудного метода [99], который был рассмотрен в разделе 3.4.3. Функция плотности вероятности распада B_s^0 кандидатов в момент времени t_i для "смешанных" событий может быть записана в следующем виде³:

$$P^{mix}(t_i) = f_{B_s^0} P_{B_s^0}^{mix}(t_i) + f_{ref} P_{ref}^{mix}(t_i) + f_{bkg} P_{bkg}^{mix}(t_i), \quad (5.4.2)$$

где t_i является измеренным временем распада B_s^0 кандидатов, а $f_{B_s^0}$, f_{ref} and f_{bkg} обозначают относительные вклады B_s^0 мезона, кинематических отражений и комбинаторного фона соответственно. Вместе они удовлетворяют условию $f_{B_s^0} + f_{ref} + f_{bkg} = 1$. Аналитические выражения для различных плотностей вероятности в выражении (5.4.2) могут быть представлены как:

- вероятность смешивания B_s^0 :

$$P_{B_s^0}^{mix}(t_i) = \{ \epsilon_b \mathcal{P}_{B_s^0}^{mix}(t) + (1 - \epsilon_b) \mathcal{P}_{B_s^0}^{unmix}(t) \} \otimes \mathcal{R}_{B_s^0}(t - t_i); \quad (5.4.3)$$

- вероятность смешивания кинематических отражений:

$$P_{ref}^{mix}(t_i) = \epsilon_{ref}^{mix} \mathcal{P}_{ref}(t_i); \quad (5.4.4)$$

- вероятность смешивания комбинаторного фона:

$$P_{bkg}^{mix}(t_i) = \epsilon_{bkg}^{mix} \mathcal{P}_{bkg}(t_i). \quad (5.4.5)$$

Параметры ϵ_b , ϵ_{ref}^{mix} и ϵ_{bkg}^{mix} были определены в начале главы 5.4.

В амплитудный анализ были включены все события находящиеся в интервале масс от 4,83 до 5,46 ГэВ/ c^2 (рис. 5.1.1). Изменение уровня фона в зависимости от реконструированной массы также было учтено в анализе. Слева на рис. 5.4.1 показано изменение амплитуды A в зависимости от значения $\Delta m_{B_s^0}$. Поскольку статистика слишком мала,

³Соответствующая функция плотности вероятности для "несмешанных" событий может быть представлена в аналогичной форме с заменой ϵ на $(1 - \epsilon)$.

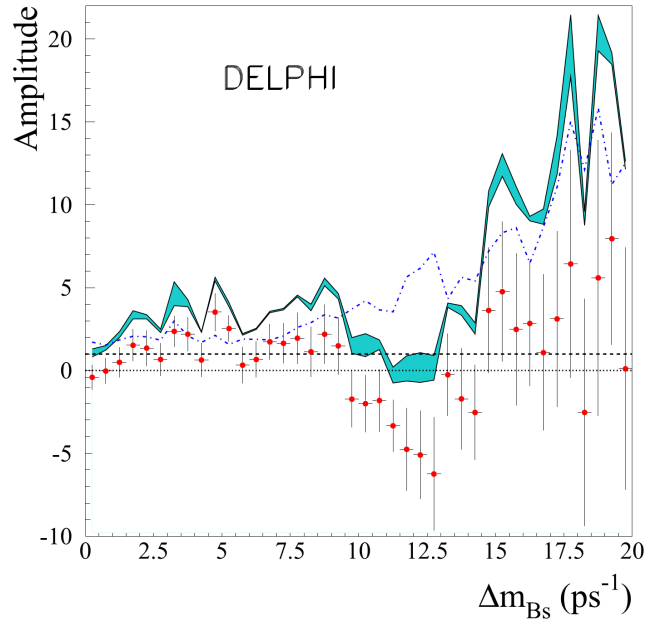


Рис. 5.4.1: Изменение амплитуды осцилляций A в зависимости от $\Delta m_{B_s^0}$. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Штрих-пунктирная линия соответствует кривой чувствительности.

этот анализ даёт [100] пренебрежимо малое ограничение на величину $\Delta m_{B_s^0}$:

$$\Delta m_{B_s^0} > 1,5 \text{ ps}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 0,4 \text{ ps}^{-1}.$$

С другой стороны, несмотря на малую статистику, наиболее важной особенностью этого метода является относительно низкая ошибка в амплитуде A при высоких значениях $\Delta m_{B_s^0}$ по сравнению с инклюзивными методами. Точность измерения времени распада B_s^0 мезонов (таблица 5.4.1) для большинства мезонов основного пика составляет порядка $0,07 \text{ ps}^{-1}$ и $(0,07 - 0,09) \text{ ps}^{-1}$ в сателлит пике, в зависимости от канала распада. Такое разрешение более, чем в 2 раза лучше, чем разрешение измерения времени распада B_s^0 мезонов в инклюзивных методах. Благодаря отличному временному разрешению анализ эксклюзивных B_s^0 мезонов обеспечивает чувствительность к значительно большим значениям $\Delta m_{B_s^0}$, чем анализ полулептонных распадов B_s^0 , доминирующий в области малых значений $\Delta m_{B_s^0}$. Зависимость ошибки амплитуды осцилляций $\sigma(A)$ от $\Delta m_{B_s^0}$ изучалась на выборках Монте-Карло событий с характеристиками B_s^0 мезонов соответствующими измеренным в экспериментальных данных. Из-за лучшего временного разрешения, величина⁴ $\sigma(A)$ в анализе эксклюзивных B_s^0 мезонов увеличивается медленно (рис. 5.4.1-а). Отноше-

⁴Ошибка $\sigma(A)$ из-за ограниченной статистики может быть асимметричной: для того, что бы сделать ошибку симметричной было взято наибольшее значение.

ние соответствующих ошибок $\sigma(A)$ анализа полностью реконструированных B_s^0 мезонов и анализа полулептонных распадов B_s^0 мезонов составляет 5 (2) при малых (больших) значениях $\Delta m_{B_s^0}$ (рис. 5.4.1-b).

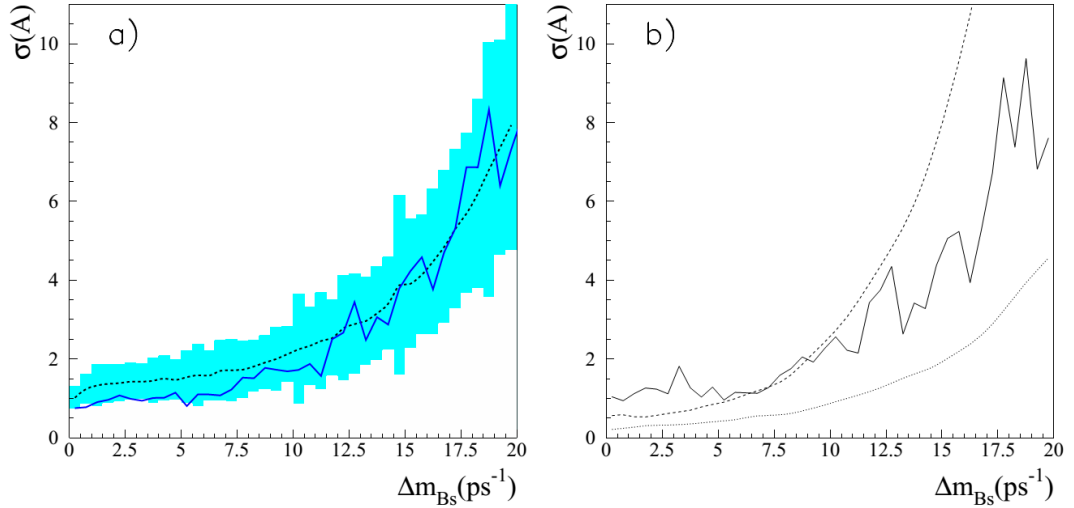


Рис. 5.4.2: а) Сплошная линия показывает изменение ошибки амплитуды осцилляций $\sigma(A)$ в зависимости от $\Delta m_{B_s^0}$. Пунктирная линия показывает изменение усреднённой ошибки $\sigma(A)$, полученной на 100 Монте-Карло выборках B_s^0 мезонов со статистикой эквивалентной статистике экспериментальных данных. Цветном показана область $\pm 2\sigma(A)$ вокруг среднего без учёта систематических ошибок. б) Сравнение ошибок $\sigma(A)$ в зависимости от $\Delta m_{B_s^0}$ для трёх анализов: сплошная линия соответствует эксклюзивному B_s^0 анализу, а штриховая и пунктирные линии показывают результаты $D_s^\pm h^\mp$ и $D_s^\pm 1^\mp$ анализов соответственно.

Результаты этого анализа были представлены на зимней конференции [108,109] "Rencontres de Moriond 1998" и на летней конференции [100] ICHEP'98 в Ванкувере. Впоследствии подобный анализ был повторён экспериментами ALEPH [110] в CERN и CDF [111] в Fermilab.

Следует подчеркнуть, что именно использование полностью реконструированных B_s^0 мезонов явилось решающим в последующем открытии $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в эксперименте CDF в 2006 году. Из публикации [111] CDF: "Адронные и полулептонные моды распада являются взаимодополняющими. Полулептонные распады доминируют в области малых значений $\Delta m_{B_s^0}$. Полностью реконструированные B_s^0 мезоны имеют наилучшее временное разрешение и большое количество таких распадов восстановленных в эксперименте является уникальной особенностью CDF, обеспечивающей чувствительность к значительно большим значениям $\Delta m_{B_s^0}$, чем в других экспериментах. Мы зарегистрировали сигналы от 5600 полностью реконструированных адронных распадов B_s^0 , от 3100 частично реконструированных адронных распадов B_s^0 и от 61500 частично реконструированных полулептонных

распадов $B_s^{0''}$.

5.5 Итоги анализа полностью реконструированных B_s^0 мезонов

В эксперименте DELPHI в 1992 -1995 годах зарегистрировано $3.5 \cdot 10^6$ адронных распадов Z^0 , в которых было реконструировано два набора B_s^0 кандидатов. Первая выборка представлена 11 (включая 30% фон) полностью реконструированных событий, а вторая состояла из 33 (включая 50% фон) кандидатов, в которых не были восстановлены π^0 и/или γ .

Кандидаты отбирались в 12 модах распада B_s^0 :

$$\begin{aligned} B_s^0 &\rightarrow D_s^- \pi^+; & D_s^- &\rightarrow \phi \pi^-, \phi \pi^- \pi^+ \pi^-, f(980) \pi^-, K_s^0 K^-, K^{*0} K^-, K^{*0} K^{*-}; \\ B_s^0 &\rightarrow D_s^- a_1^+; & D_s^- &\rightarrow \phi \pi^-, K^{*0} K^-; \\ B_s^0 &\rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+; & \bar{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; \\ B_s^0 &\rightarrow \bar{D}^0 K^- a_1^+; & \bar{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-. \end{aligned}$$

Этот анализ представлял собой первую попытку использования эксклюзивных B_s^0 кандидатов в поиске B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций. Из-за малой статистики, ограничение на величину $\Delta m_{B_s^0}$ частоты B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций пренебрежимо мало:

$$\Delta m_{B_s^0} > 1,5 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 0,4 \text{ пс}^{-1}.$$

Однако, в отличие от двух инклюзивных анализов, рассмотренных выше ($D_s^{\pm 1\mp}$ и $D_s^{\pm} h^{\mp}$), точность измерения времени распада B_s^0 мезонов для большинства мезонов основного пика составляет порядка $0,07 \text{ пс}^{-1}$ и $(0,07 - 0,09) \text{ пс}^{-1}$ в сателлит пике, в зависимости от канала распада. Такое разрешение более, чем в 2 раза лучше, чем разрешение измерения времени распада B_s^0 мезонов в инклюзивных анализах. Благодаря отличному временному разрешению анализ эксклюзивных B_s^0 мезонов обеспечивает чувствительность к значительно большим значениям $\Delta m_{B_s^0}$, чем анализ полулептонных распадов B_s^0 , доминирующий в области малых значений $\Delta m_{B_s^0}$. Отношение ошибок $\sigma(A)$ анализа полностью реконструированных B_s^0 мезонов по отношению к соответствующим ошибкам в анализе полулептонных распадов B_s^0 мезонов составляет 5 (2) при малых (больших) значениях $\Delta m_{B_s^0}$ (рис.5.4.2-b).

Анализ эксклюзивных B_s^0 мезонов явился решающим для последующего открытия B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций в эксперименте CDF в 2006 году.

Глава 6

Итоги проверки предсказаний СМ для B_s^0 мезона

Сравнение времени жизни B_s^0 мезона проводилось с мировыми значениями, вычисляемыми группой HFAG¹ (Heavy Flavor Averaging Group) [11] на основе всех имеющихся на определённый момент измерений. Результаты, полученные группой HFAG, включаются в PDG (Particle Data Group) [9].

Время жизни B_s^0 мезона

Вследствие того, что B_s^0 (или \bar{B}_s^0) мезоны являются суперпозицией двух собственных массовых состояний:

$$|B_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_{sH}^0\rangle + |B_{sL}^0\rangle) \quad ; \quad |\bar{B}_s^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|B_{sH}^0\rangle - |B_{sL}^0\rangle), \quad (6.0.1)$$

среднее время жизни B_s^0 мезона может быть корректно вычислено, измерив по отдельности времена жизни $\tau_{B_{sL}^0}$ и $\tau_{B_{sH}^0}$ каждого из массовых состояний. Из имеющихся данных 2016 года группой HFAG [11] были получены следующие величины:

$$\tau_{B_{sL}^0} = \frac{1}{\Gamma_L} = \frac{1}{\Gamma_s + \Delta\Gamma_s/2} = 1,414 \pm 0,006 \text{ пс}; \quad (6.0.2)$$

$$\tau_{B_{sH}^0} = \frac{1}{\Gamma_H} = \frac{1}{\Gamma_s - \Delta\Gamma_s/2} = 1,609 \pm 0,010 \text{ пс}; \quad (6.0.3)$$

$$\tau_{B_s^0} = \frac{1}{\Gamma_s} = \frac{2}{\Gamma_L + \Gamma_H} = 1,505 \pm 0,005 \text{ пс}; \quad (6.0.4)$$

$$\frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B^0}} = 0,990 \pm 0,004. \quad (6.0.5)$$

¹В марте 2017 года группа сменила аббревиатуру и теперь называется HFLAV.

Указанные выше значения относятся к концу 2016 года, когда была уже измерена частота осцилляций $\Delta m_{B_s^0}$ и заработал специализированный эксперимент LHCb.

Более правильно сравнивать, измеренное [101] в DELPHI значение $\tau_{B_s^0} = 1,46 \pm 0,11$ пс, полученное усреднением результатов анализа полуплептонных и адронных распадов B_s^0 мезонов, со временем жизни B_s^0 мезона, вычисленным группой HFAG простым усреднением без учёта пропорций $\tau_{B_{sL}^0}$ и $\tau_{B_{sH}^0}$. Последнее такое усреднение [112] проводилось в 2005 году за год до открытия B_s^0 - \bar{B}_s^0 осцилляций. Как видно из таблицы 6.0.1, измеренные в DELPHI времена жизни B_s^0 , B^0 мезонов и их отношение, находятся в прекрасном согласии со средними значениями не только 2005 года, но и последующих измерений.

B мезон	Время жизни (пс)			
	Теория	DELPHI	HFAG 2005	HFAG 2016
$\tau_{B_s^0}$	–	$1,46 \pm 0,11$	$1,461 \pm 0,040$	$1,505 \pm 0,005$
τ_{B^0}	–	$1,53 \pm 0,04$	$1,527 \pm 0,008$	$1,520 \pm 0,004$
$\frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B^0}}$	$1,00 \pm 0,01$	$0,95 \pm 0,07$	$0,957 \pm 0,027$	$0,990 \pm 0,004$

Таблица 6.0.1: Времена жизни B_s^0 и B^0 мезонов и их отношение. В таблице приведены мировые значения 2005 и 2016 годов.

Полные ширины B_s^0 и B^0 мезонов предсказывались [18, 27, 28] очень близкими с разницей порядка 1% , что подтверждается экспериментальным отношением $\tau_{B_s^0}/\tau_{B^0} = \Gamma_d/\Gamma_s$ составляющим [11] $(1 \pm 0,4)\%$. В работе [17] это отношение предсказывается равным $1,00050 \pm 0,00108 \pm 0,0225 \times \delta$, где δ отвечает за возможное нарушение кварк-адронной дуальности. В этом контексте $2,5\sigma$ разница между теорией и экспериментом интерпретируется, либо как нарушение дуальности, либо как новая физика. Основной вывод этой работы состоит в необходимости повышения точности измерения отношения $\tau_{B_s^0}/\tau_{B^0}$.

Верхний предел на $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$

По результатам анализа полуплептонных и адронных распадов B_s^0 мезонов установлено [101] ограничение на относительную разницу ширин распада собственных массовых состояний B_s^0 мезона:

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,45 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности}$$

По состоянию на декабрь 2016 года значение $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ составляло [11] $0,129 \pm 0,009$.

$B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляции

В диссертацию включены три анализа поиска $B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляций, с использованием частично восстановленных полулептонных [85–90, 113], [91] и адронных [87, 89, 90, 100, 113], [101] распадов B_s^0 мезонов, а также полностью реконструированных [89, 90, 100, 108, 109, 113], [101] B_s^0 мезонов. Дополнительно в эксперименте были использованы более инклюзивные методы поиска $B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляций без реконструкции D и B_s^0 мезонов: анализировались события содержащие лептон с высоким поперечным импульсом p_t [15, 16] и события с инклюзивно реконструированными вершинами [114].

Нижний предел на $\Delta m_{B_s^0}$

По результатам всех пяти анализов поиска $B_s^0-\overline{B}_s^0$ осцилляций установлен (рис. 6.0.1) нижний предел на частоту осцилляций B_s^0 мезона: $\Delta m_{B_s^0} > 8,5 \text{ ps}^{-1}$ на 95% уровне достоверности.

По состоянию на лето 2016 года значение $\Delta m_{B_s^0}$ составляло $17,757 \pm 0,021 \text{ ps}^{-1}$.

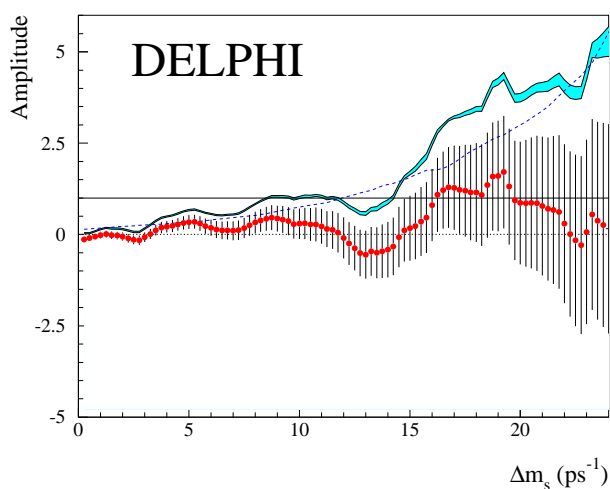


Рис. 6.0.1: Зависимость амплитуды осцилляций A от $\Delta m_{B_s^0}$ ($\Delta m_{B_s^0} \equiv \Delta m_s$). Точками с ошибками показаны экспериментальные данные. Цветная область, с изменяющимся контуром, соответствует зависимости амплитуды $A + 1,645\sigma(A)$ с учётом систематических ошибок. Пунктирная линия соответствует кривой чувствительности.

До открытия осцилляций в 2006 году нижний предел частоту осцилляций B_s^0 мезона составлял $\Delta m_{B_s^0} > 14,4 \text{ ps}^{-1}$ на 95% уровне достоверности с чувствительностью $18,2 \text{ ps}^{-1}$ (нижний рис. 6.0.2). Эти значения были получены объединением результатов измерений различных экспериментов. На верхнем рис. 6.0.2 показаны вклады отдельных экспериментов ² с указанием использованного метода измерения $\Delta m_{B_s^0}$.

Эволюция (2000/2005/2006 гг.) мировых "усилий" по измерению $\Delta m_{B_s^0}$ показана на рис. 6.0.3. Как видно указание на сигнал в интервале $(15 - 20) \text{ ps}^{-1}$ появилось ещё во времена работы LEP.

²DELPHI представлено четырьмя измерениями вместо пяти, так как $D_s^\pm h^\mp$ анализ был объединён с эксклюзивным B_s^0 анализом.

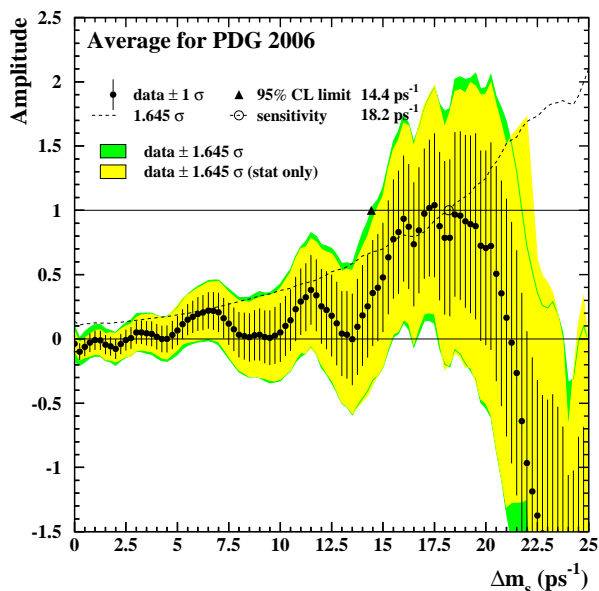
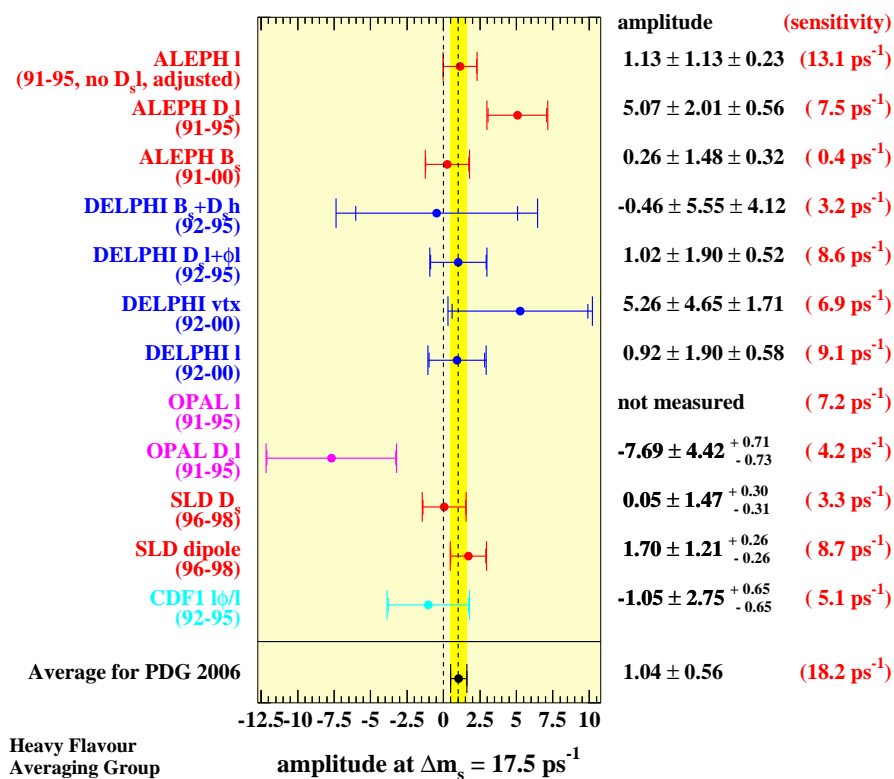


Рис. 6.0.2: Значения амплитуды A осцилляций $B_s^0-\overline{B}_s^0$ в 2006 году до измерения $\Delta m_{B_s^0}$ на CDF. Верхний рисунок: вклады отдельных экспериментов с указанием использованного метода измерения $\Delta m_{B_s^0}$. Нижний рисунок: зависимость амплитуды осцилляций A от $\Delta m_{B_s^0}$. Точками с ошибками представлены экспериментальные данные. Пунктирная линия представляет кривую чувствительности. На рисунках $\Delta m_s \equiv \Delta m_{B_s^0}$. Рисунки взяты из [115].

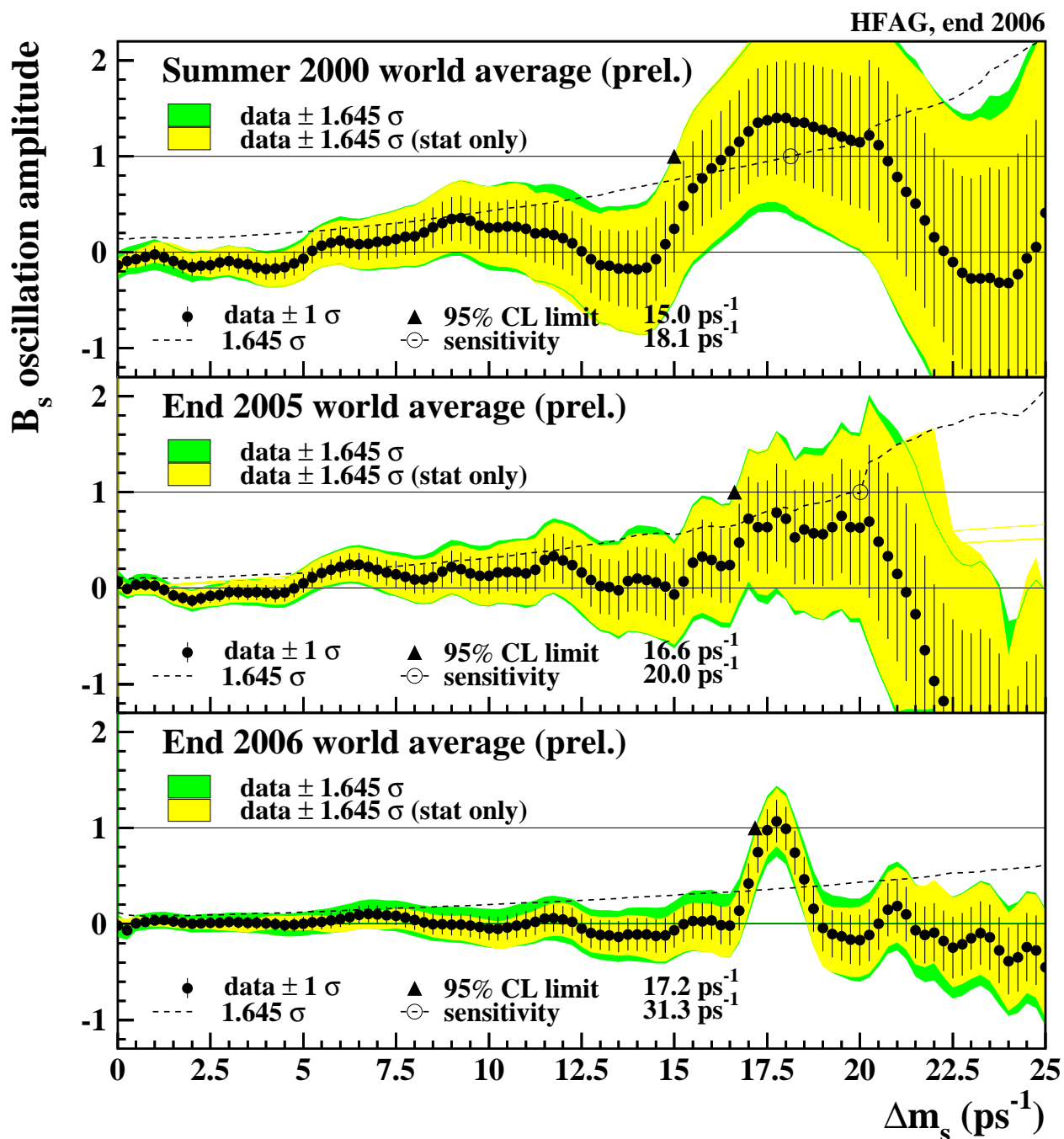


Рис. 6.0.3: Указание на сигнал в интервале $(15 - 20) \text{ ps}^{-1}$ появилось ещё во времена работы LEP, но только высокостатистические данные с Тэватрона в Fermilab позволили реально провести измерение в этом интервале. На трёх рисунках показаны спектры комбинированной B_s^0 амплитуды в 2000 (завершение эпохи LEP), 2005 и 2006 (измерение $\Delta m_{B_s^0}$ на Тэватроне) годах. На рисунке $\Delta m_s \equiv \Delta m_{B_s^0}$. Рисунок взят из обзора HFAG [116].

Глава 7

Исследование спиновой структуры нуклона

Вопросы разложения проекции спина нуклона $1/2$ (в единицах \hbar) на составляющие из спиральностей и угловых моментов партонных стали вызывать огромный интерес, как в экспериментальной, так и теоретической адронной физике, после публикации [40, 41] коллаборацией EMC в CERN неожиданного результата о том, что вклад от спиральностей кварков в полный спин нуклона мал. Последовал, как теперь хорошо известно, "спиновый кризис". В попытках найти его решение интенсивные исследования по спиновой физике проводились в CERN [47, 117], SLAC [118], DESY [119], JLAB [120] и BNL [121, 122].

Из экспериментальных данных распределения спиральностей партонных в нуклоне извлекаются на основе пертурбативной КХД. В настоящее время известно, что вклад спиральностей от кварков составляет порядка 25%, что значительно ниже величины 60% ожидаемой из правила сумм Ellis–Jaffe [42]. Релятивистское движение кварков приводит к уменьшению 100%-го вклада, предсказываемого наивной кварковой моделью [35, 36]. Несмотря на теоретические дебаты, как лучше представлять калибровочно-инвариантное разложение спина нуклона, общим мнением является, что, помимо спиральностей кварков, необходимо учитывать также и вклад спиральности глюонов ΔG - измеряемой калибровочно-инвариантной величины [123].

Накопленные данные по инклюзивному поляризованному ГНР, покрывают более узкий интервал виртуальности фотона, Q^2 , по сравнению с неполяризованным ГНР. Поэтому КХД анализ этих данных [124] имеет ограниченную чувствительность к распределению спиральности глюонов, $\Delta g(x)$, функции доли x импульса нуклона, приходящейся на взаимодействующий глюон, и к её первому моменту ΔG . Вследствие этого, извлечённые из КХД анализа распределения $\Delta g(x)$, были дополнены измерениями отношения $\Delta g(x)/g(x)$, называемого поляризацией глюонов. В этом отношении функция $g(x)$ является неполяризованным распределением глюонов.

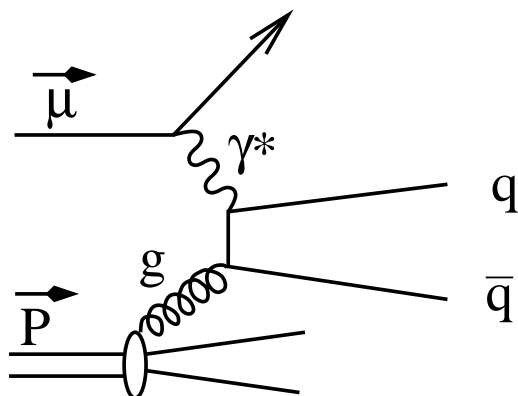


Рис. 7.0.1: Диаграмма ФГС (PGF), используемая для прямого измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ в мюонном пучке.

7.1 Прямые методы измерения $\Delta g/g$ на пучке мюонов

Используя глубоко неупругое рассеяние лептонов (параграф 1.2), как инструмент исследования, поляризация глюонов $\Delta g/g$ может быть измерена через партонный процесс с участием глюонов. Так как глюоны не несут электрического заряда в нулевом приближении они не могут взаимодействовать с фотоном. В следующем порядке взаимодействие возможно путём обмена кварком между фотоном и глюоном, приводящее к рождению $q\bar{q}$ пары, как это показано на рис. 7.0.1. Такой процесс $\gamma^* g \rightarrow q\bar{q}$ называется реакцией Фотон-Глюонного Слияния (ФГС). Для его изучения следует отбирать ГНР события с определёнными конечными состояниями адронов. Следует отметить, принципиальную разницу между Бьеркеновской переменной x_B и переменной x , которая является долей импульса нуклона, приходящейся на взаимодействующий глюон.

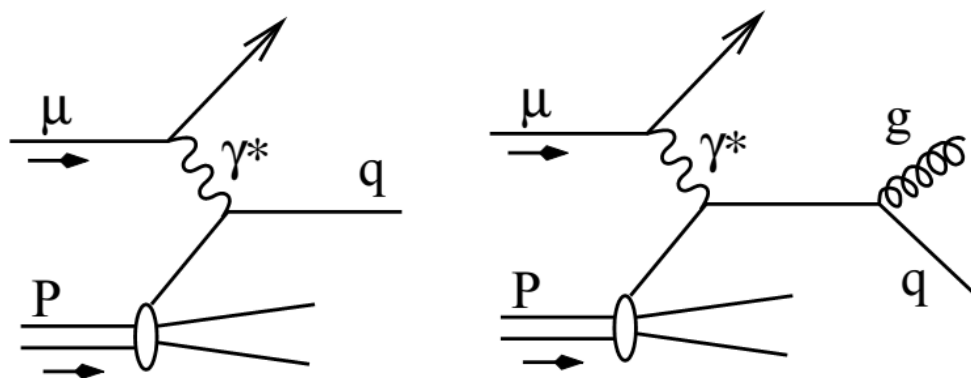


Рис. 7.1.1: Диаграммы фоновых процессов к реакции ФГС при измерении $\Delta g/g$ методом больших p_T : слева реакция ГНР в ЛП КХД (LO), а справа комptonовское КХД рассеяние (QCDC).

В реакции ЛП КХД (рис. 7.1.1) величина Бьеркеновской переменной x_B совпадает с

долей импульса, которую переносит взаимодействующий кварк нуклона. Это наглядно получается из закона сохранения четырёх-импульса в вершине взаимодействия:

$$\begin{aligned}
 x_q P + q &= p_q \\
 \Rightarrow m_q^2 + 2x_q P \cdot q - Q^2 &= m_q^2 \\
 \Rightarrow x_q &= \frac{Q^2}{2P \cdot q} \equiv x_B
 \end{aligned} \tag{7.1.1}$$

Последнее уравнение доказывает, что доля импульса, взаимодействующего кварка нуклона, идентична Бьёркеновской переменной x_B . В процессах в следующем за ЛП КХД, как, например, в реакции ФГС (рис. 7.0.1), невозможно точно вычислить долю импульса нуклона x , переносимую взаимодействующим глюоном:

$$\begin{aligned}
 xP + q &= p_q + p_{\bar{q}} = \hat{s} \\
 \Rightarrow 2xP \cdot q - Q^2 &= \hat{s} \\
 \Rightarrow x &= \frac{\hat{s} + Q^2}{2P \cdot q} = \frac{\hat{s} + Q^2}{2M\nu}
 \end{aligned} \tag{7.1.2}$$

Энергия \hat{s} (переменная Мальдельштама) в системе центра масс партонного процесса не может быть вычислена из кинематики реконструированных частиц. Это означает, что измерение $\Delta g/g$ является по сути измерением $\langle \Delta g/g \rangle$ в определённом интервале x , который вычисляется методом Монте-Карло. Как показано в [125], кинематика реконструированных адронов может быть использована лишь для приблизительной оценки x . Очевидно, что $x > x_B = Q^2/(2P \cdot q)$.

7.1.1 Метод "больших p_T "

Прямые измерения средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$ в ограниченном интервале x были выполнены в экспериментах SMC [126], HERMES [127] и COMPASS [128] в модельно зависимом приближении анализа ФГС реакции. В этих экспериментах изучались события, содержащие пару адронов с большими (1 - 2) ГэВ/ c поперечными импульсами¹. Большие поперечные импульсы по отношению к виртуальному фотону позволяют увеличить [125] вклад ФГС реакции в отбираемых событиях. Процесс в ЛП КХД оказывается существенно подавленным, поскольку в этом случае адроны рождаются преимущественно вдоль оси виртуального фотона (рис. 7.1.1). Серьёзным фоном для ФГС реакции (рис. 7.0.1) является КХД комптоновский процесс (рис. 7.1.1), так как адроны в этом случае образуются со

¹High p_T Method.

схожей топологией. На рис. 7.1.2 показаны вклады различных процессов, в сечение ГНР, при анализе методом "больших p_T " [128].

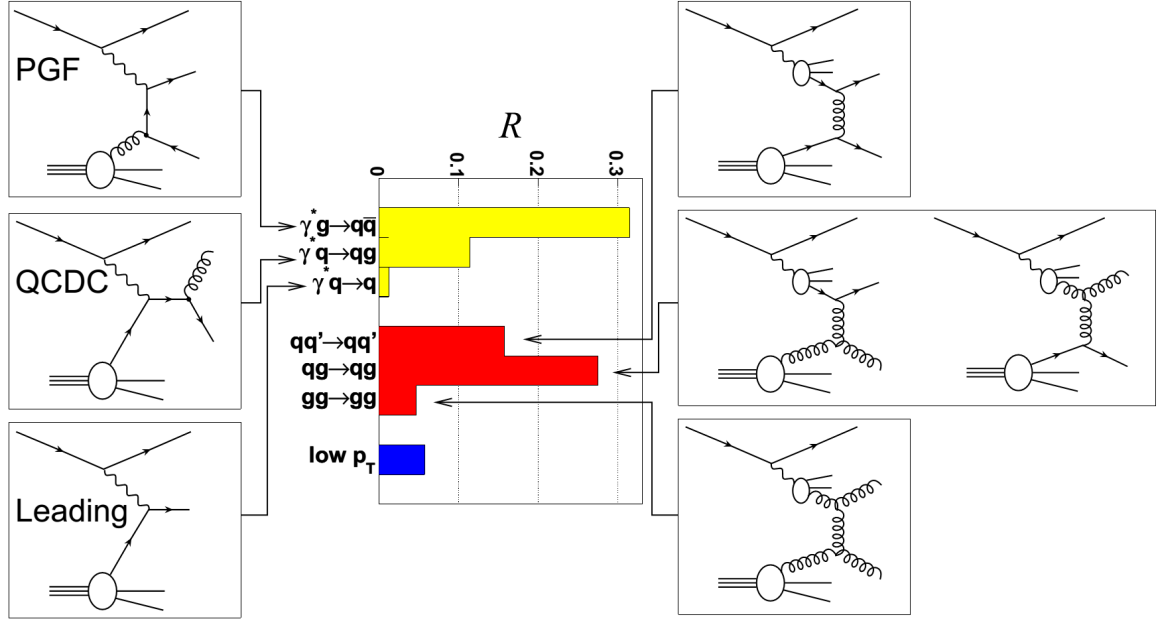


Рис. 7.1.2: Вклады различных процессов при анализе методом "больших p_T " вне зависимости от величины Q^2 . При $Q^2 > 1$ (ГэВ/с) 2 вклад процессов с флуктуирующим фотоном является пренебрежимо малым. Русские аналоги обозначений PGF, QCDC и LO(Leading) приведены в подписях к рисункам 7.0.1 и 7.1.1.

Слева на рисунке показаны диаграммы и вклады, согласно Монте-Карло, для ФГС, комптоновского КХД рассеяния и ЛП КХД реакций. Справа на рисунке показаны диаграммы и вклады процессов, когда виртуальный фотон флуктуирует в адрон, а партон из такого адрона взаимодействует с партоном из нуклона. И наконец, в центре указан вклад $low p_T$ событий от флуктуирующих фотонов.

Измеряемая экспериментально первичная асимметрия A^{raw} связана [128] с поляризацией глюонов $\Delta g/g$ соотношением:

$$A^{raw} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = f P_B P_T (R_{PGF} a_{LL}^{PGF} \frac{\Delta g}{g} + A_B), \quad (7.1.3)$$

где $N^{\uparrow\downarrow}$ обозначает число зарегистрированных событий, в конфигурации с противоположными направлениями поляризаций пучка и мишени, а $N^{\uparrow\uparrow}$ – в конфигурации совпадения направлений поляризаций. Обозначения P_T , P_B и f относятся к поляризациям мишени, пучка и коэффициенту растворения рабочего вещества мишени соответственно.

Асимметрия фона A_B может быть вычислена как:

$$\begin{aligned}
A_B = & R_{QCDC} a_{LL}^{QCDC} A^{QCDC} \\
& + R_{LO} a_{LL}^{LO} A^{LO} \\
& + R_{\text{low}_{p_T}} a_{LL}^{\text{low}_{p_T}} A^{\text{low}_{p_T}} \\
& + \sum_{p,p'=u,d,s,\bar{u},\bar{d},\bar{s},G} R_{pp'} a_{LL}^{pp'} \frac{\Delta p}{p} \frac{\Delta p'}{p'}.
\end{aligned} \tag{7.1.4}$$

Коэффициенты R являются вкладами различных процессов в сечение ГНР, а партонные асимметрии (параграф 7.1.2) обозначены, как a_{LL} . Величина R_{PGF} составляет (рис. 7.1.2) приблизительно 0,3. Коэффициент $R_{pp'}$ обозначает вклад событий, в которых партон p из нуклона взаимодействует с партоном p' из флуктуирующего фотона. Для его оценки необходимо знание поляризации партонов во флуктуирующем фотоне. Поскольку такой информации нет и только предельные значения могут быть подсчитаны [129], это приводит к дополнительному вкладу в систематическую ошибку.

Метод "больших p_T " обеспечивает хорошую статистическую точность, однако сильно зависит от моделирования фоновых КХД процессов. Генератор PYTHIA [130] был использован экспериментами HERMES и COMPASS для анализа событий с $Q^2 < 1$ (ГэВ/с)². Генератор LEPTO [131] использовался в экспериментах SMC и COMPASS для анализа событий с $Q^2 > 1$ (ГэВ/с)² [132]. Пертурбативный масштаб в этом методе составляет $\mu^2 \approx (p_T^{h1})^2 + (p_T^{h2})^2 \approx 3$ (ГэВ/с)².

7.1.2 Метод "открытого очарования"

Вклад очарованного кварка во внутреннюю структуру протона, при рассматриваемых энергиях COMPASS в системе центра масс, считается пренебрежимо малым. Образование $c\bar{c}$ пар в процессе фрагментации сильно подавлено по сравнению с рождением более лёгких $q\bar{q}$ пар. Вследствие этого, реакция фотон-глюонного слияния $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$ (рис.7.0.1) рассматривается, как доминирующий механизм рождения $c\bar{c}$ пар и служит основой для измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ методом "открытого очарования"². Рождённая $c\bar{c}$ пара образует в основном D мезоны, предполагая спин-независимую фрагментацию. С другой стороны возможна фрагментация и в J/ψ мезон, который является связанным $c\bar{c}$ состоянием, и легко детектируется по распаду на два лептона: e^+e^- или $\mu^+\mu^-$. Однако рождённая механизмом ФГС $c\bar{c}$ пара, находится в цветовом октетном состоянии и необходим обмен дополнительным глюоном для образования J/ψ мезона. Такой механизм рождения J/ψ ещё не слишком хорошо понят и рассчитан.

²Open Charm Method.

Доминирующая роль реакции фотон-глюонного слияния ФГС в кинематической области COMPASS подтверждается результатами измерения коллаборацией EMC структурной функции нуклона F_2^{cc} [133, 134]), а также изучением образования очарованных мезонов самой коллаборацией COMPASS [135]. Измерение поляризации глюонов основанное на этом предположении хотя и ограничено статистически из-за сечения составляющего порядка 100 нбн, имеет большое преимущество тем, что в нижнем порядке по сильной константе связи нет вклада от других процессов.

В методе "открытого очарования" в каждом событии реконструируется только один очарованный D^0 мезон. Очевидным каналом реконструкции D^0 мезонов является двухчастичный распад $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ с наиболее низким уровнем комбинаторного фона. Псевдоскалярные D^0 мезоны могут быть продуктами распада векторных D^* мезонов. Поэтому, анализируемые события, разделяются на две группы. Первая выборка с распадами векторных $D^*(2010)^+$ мезонов ($D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi_{\text{slow}}^+ \rightarrow (K^- \pi^+) \pi_{\text{slow}}^+$) называется "меченой", а вторая с распадами только псевдоскалярных D^0 мезонов ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) называется "немеченой". Отобранные события, с очарованными мезонами, используются для извлечения асимметрии сечения виртуального фотона $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ и измерения средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$. Следует подчеркнуть, что до настоящего времени COMPASS является единственным экспериментом, в котором было выполнено [48, 136, 137] измерение $\Delta g/g$ методом "открытого очарования".

Так как механизм ФГС представляет собой квазиреальное фоторождение ($Q^2 \rightarrow 0$), пертурбативный масштаб для отобранных событий μ^2 , не может быть привязан к Q^2 , как в QCD анализе инклюзивных данных. Вместо этого в качестве пертурбативного масштаба выбирается поперечная масса очарованного кварка, $\mu^2 \equiv 4M_T^2 = 4(m_c^2 + p_T^2)$, где p_T поперечный импульс D^0 мезона по отношению к виртуальному фотону.

В обоих методах - "открытого очарования" и "больших p_T " - измеряется двойная спиновая асимметрия, чтобы извлечь поляризацию глюонов. Связь двойной спиновой асимметрии A^{raw} с $\Delta g/g$ определяется выражением:

$$A^{\text{raw}} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = f P_B P_T (a_{LL} \frac{\sigma}{\sigma + \sigma_B} \frac{\Delta g}{g} + A_B.) \quad (7.1.5)$$

здесь σ и σ_B обозначают сечения реакции фотон-глюонного слияния ФГС и фона соответственно. Партонная асимметрия определяется как:

$$a_{LL} = \frac{\sigma_{\mu g}^{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\mu g}^{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\mu g}^{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\mu g}^{\uparrow\uparrow}}. \quad (7.1.6)$$

и зависит от следующих переменных: энергии \hat{s} в системе центра масс $\gamma^* g$ системы, угла

θ^* вылетающего кварка по отношению к оси $\gamma^* - g$ системы, Q^2 и y . На рис. 7.1.3 показано распределение a_{LL} , проинтегрированное по $\cos\theta^*$, в зависимости от энергии \hat{s} при $y = 0,5$, $Q^2 = Q_{min}^2 = m^2 y^2 / (1 - y) \approx 5.5 \cdot 10^{-3}$ (ГэВ/с)².

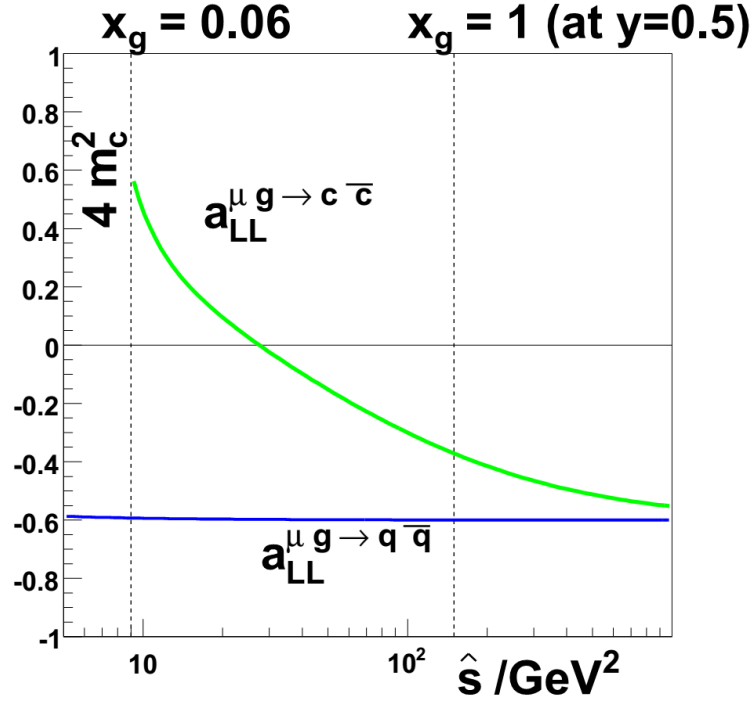


Рис. 7.1.3: Партонная асимметрии a_{LL} в зависимости от энергии в системе центра масс реакции ФГС. Показаны распределения асимметрии для обоих методов - "открытого очарования" и "больших p_T ". На рисунке $x_g \equiv x$.

Величины партонной асимметрии a_{LL} , получаемые для рождения пары лёгких $q\bar{q}$ и очарованных $c\bar{c}$ кварков, сильно отличаются. Для тяжёлых кварков асимметрия положительна на пороге ($= 4m_c^2$) и становится отрицательной при больших значениях \hat{s} . Для лёгких кварков асимметрия отрицательна при всех значениях \hat{s} . Формулы для расчёта партонной асимметрии a_{LL} в ЛП КХД могут быть найдены в [138].

Отношение $\sigma_{\text{ФГС}} / (\sigma_{\text{ФГС}} + \sigma_B)$ в методе "больших p_T " определяется методом Монте-Карло и составляет $\sim 0,3$. В методе "открытого очарования" эта величина зависит от экспериментального разрешения измерения массы D^0 мезонов и составляет $\sim 0,5$ для "меченой" и $\sim 0,1$ для "немеченой" выборок. Однако более важным, чем разница в цифрах, является тот факт, что в методе "открытого очарования" отношение $\sigma_{\text{ФГС}} / (\sigma_{\text{ФГС}} + \sigma_B)$ определяется непосредственно из экспериментальных данных, в то время как в методе "больших p_T " эта величина модельно зависима и всецело основывается на расчётах методом Монте-Карло вклада от различных источников фона.

Измерение методом "открытого очарования" двойной спиновой асимметрии обеспечивает наиболее прямой и модельно-независимый способ извлечения величины $\Delta g/g$.

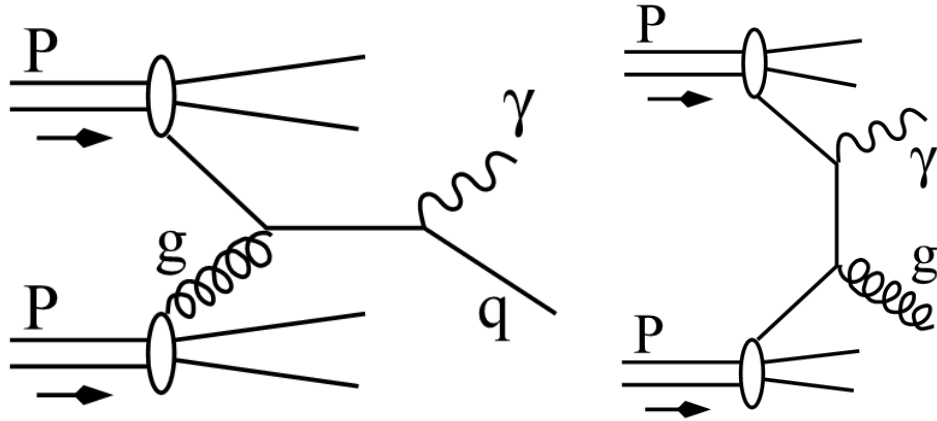


Рис. 7.2.1: Слева представлена диаграмма реакции $q\bar{q} \rightarrow q\gamma$ прямого образования фотонов, используемой для изучения поляризации глюонов в $\vec{p}\vec{p}$ столкновениях. Справа показана диаграмма $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ фонового процесса.

7.2 Измерение $\Delta g/g$ на $\vec{p}\vec{p}$ коллайдере RHIC

Как и в ГНР, в этом случае анализируются различные реакции с доступом к поляризации глюонов: так в процессе $q\bar{q}$ двойная спиновая асимметрия чувствительна к $\Delta g/g$, а в процессе gg даже к $(\Delta g/g)^2$. В $\vec{p}\vec{p}$ столкновениях в реакции прямого образования фотонов $q\bar{q} \rightarrow q\gamma$ (рис. 7.2.1) кварк из одного из протонов взаимодействует с глюоном из другого протона. Экспериментально этот процесс выделяется отбором $\vec{p}\vec{p} \rightarrow \gamma + jet + X$ событий. Импульс исходного кварка в реакции прямого образования фотонов неизвестен, поэтому измеряемая асимметрия будет свёрткой кварковой плотности Δq из одного протона и глюонной плотности Δg из другого. Дополнительной проблемой является фон от реакции $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ (рис. 7.2.1). Однако этот фон может быть вычислен и вычтен, так как речь идёт о свёртке кварковых плотностей Δq из одного протона и $\Delta \bar{q}$ из другого.

Набор данных в $\vec{p}\vec{p}$ столкновениях проводился в экспериментах PHENIX [121] и STAR [122] на коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в BNL (Brookhaven National Laboratory). Одним из преимуществ $\vec{p}\vec{p}$ экспериментов на RHIC является более высокая энергия в системе центра масс (до $\sqrt{s} = 200$ ГэВ) по сравнению с энергией $\sqrt{s} = \sqrt{2ME} = \sqrt{2} \cdot 0.938 \cdot 160 = 17$ ГэВ мюонного пучка в экспериментах на COMPASS. Это преимущество приводит к более надёжной интерпретации данных в рамках пертурбативной КХД. С другой стороны наличие двух адронов в первоначальной реакции сильно усложняет анализ данных по сравнению с ГНР, где с протоном взаимодействует бесструктурная частица.

Глава 8

Измерение поляризации глюонов в эксперименте COMPASS

8.1 Эксперимент COMPASS на SPS

COMPASS [139], эксперимент на фиксированной мишени, расположен на мюонном канале M2 ускорителя SPS в европейской лаборатории CERN. Мюоны с энергией 160 ГэВ рассеиваются на дейтронной (протонной) мишени, находящейся внутри сверхпроводящего магнита. Мишень состоит из двух (трёх) ячеек, которые поляризуются методом динамической поляризации ядер, либо вдоль, либо перпендикулярно направлению движения пучка. Рабочим веществом мишени являлись дейтерированный литий ${}^6\text{LiD}$ или аммоний NH_3 , которые обладают высокой поляризационной способностью.

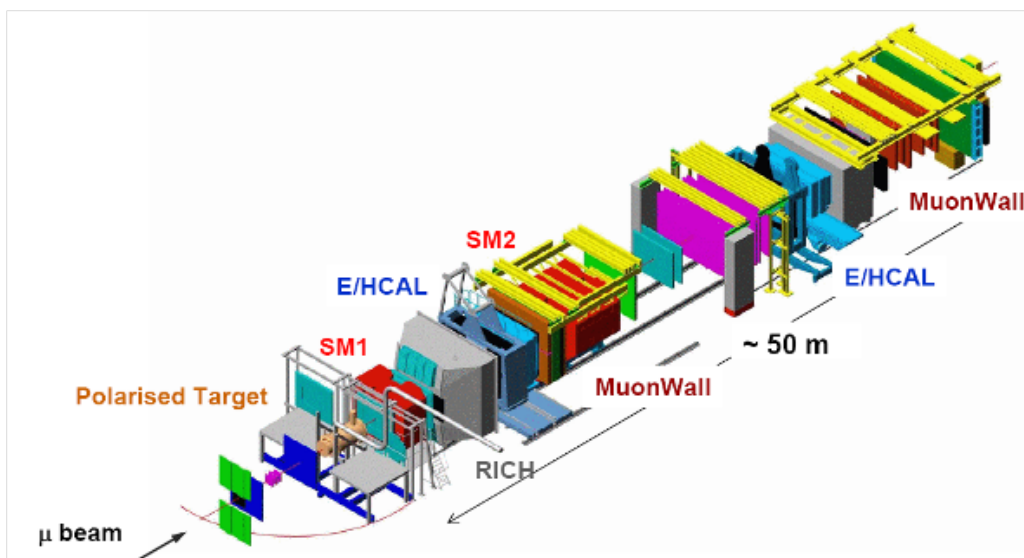


Рис. 8.1.1: Схематический вид установки COMPASS.

Установка включает в себя два дипольных магнита, SM1 и SM2, расположенных на

расстоянии 14 м друг от друга и имеющих интегралы магнитных полей 1 Тм и 4,4 Тм, соответственно. Использование двух диполей продиктовано необходимостью детектировать частицы в широком импульсном и угловом диапазонах. Обладая низкой отклоняющей способностью и большой угловой апертурой, SM1 служит для восстановления импульса мягких частиц, исходящих из мишени. Основное предназначение SM2 заключается в определении импульса рассеянного мюона (μ'). По терминологии эксперимента, SM1 и окружающее его детекторы принято называть "первый спектрометр"; соответственно SM2, ближние к нему детекторы и мюонная часть установки носят название "второй спектрометр".

В зависимости от расстояния до мишени и положения по отношению к пучку, используются различные типы координатных детекторов. Так, для восстановления треков в области пучка, по обе стороны от мишени, используются детекторы, собранные на основе сцинтилляционных волокон SciFi [140]. Дополнительно к ним, в области до мишени, установлены кремниевые микростриповые детекторы [141]. Оба типа детекторов имеют высокое пространственное разрешение и обладают устойчивостью к интенсивному потоку частиц, проходящих через активную зону детектора.

По мере удаления от оси пучка интенсивность потока частиц уменьшается, что позволяет использовать микроструктурные газовые камеры. Этот тип координатных детекторов в эксперименте представлен 3-мя станциями MICROMEGAS [142], установленных между мишенью и SM1, и 10-ю станциями GEM [143], расположенными вдоль пучка от SM1. Регистрация частиц в области больших углов рассеяния осуществляется многопроволочными пропорциональными и дрейфовыми камерами. Основная нагрузка по восстановлению траекторий мягких адронов, отклонённых SM1 на большие углы, лежит на "straw" – камерах [144]. Одна из станций "straw" расположена непосредственно за SM1, где она работает в связке с многослойными дрейфовыми камерами, имеющими меньшие размеры. Пропорциональные камеры являются основным трековым детектором во втором спектрометре. Они играют важную роль в восстановлении траекторий μ' рассеянных мюонов в районе триггерных годоскопов за адронным поглотителем.

Для работы в пучке высокой интенсивности все детекторы, кроме пучковых, имеют либо мёртвую зону, либо отверстие в месте их пересечения с мюонами, прошедшими сквозь мишень без взаимодействия. Установка детекторов осуществляется по принципу: детекторы с малой апертурой, как правило более быстрые и прецизионные, закрывают неактивную зону широкоапертурных детекторов. Так, станции GEM закреплялись на один остов с пропорциональными камерами, тем самым закрывая деактивированную зону последних. В свою очередь SciFi регистрируют частицы в центральной мёртвой зоне GEM.

И первый, и второй спектрометры включают в себя адронные калориметры. Оба калориметра используются в триггере, а также служат в качестве поглотителя адронов для мюонных детекторов, расположенных за ними. Первый мюонный детектор MW1 состоит

из двух станций дрейфовых детекторов (так называемых “Tagocci”-камер) [145] с расположенным между ними слоем железа. Детектор служит для регистрации мюонных треков, не попадающих в апертуру SM2. Второй мюонный детектор MW2 собран из дрейфовых трубок и регистрирует мюоны, проходящие через SM2.

Помимо адронных калориметров, триггерная система включает в себя группы годоскопов [146], которые регистрируют мюон, исходящий из мишени. Чтобы исключить срабатывание триггера от адронов, по крайней мере один из годоскопов группы помещён за адронным поглотителем. Таким образом, сигнал на запуск системы считывания подаётся триггером при наличии в событии мюона в определённом угловом или энергетическом интервале. Для подавления числа триггерных срабатываний, вызванных мюонами гало (пучковые мюоны, проходящие мимо мишени), перед мишенью были установлены вето-годоскопы, работающие на анти-совпадение с основным триггером.

В первом спектрометре установлен детектор "черенковского" излучения RICH [147], который производит идентификацию адронов в диапазоне энергий 3–50 ГэВ.

Поляризованная мишень

Одной из основных компонент эксперимента является поляризованная мишень, показанная на рис. 8.1.2. Детальный обзор техники поляризованных мишеней представлен в [149]. Большая твердотельная мишень расположена внутри большого сверхпроводящего соленоида создающего магнитное поле 2,5 Т с однородностью $\delta B/B$ лучше, чем 10^{-4} . В 2002-2004 годах угловой аксептанс составлял ± 69 мрад для начала и ± 170 мрад для конца материала мишени. Начиная с 2006 года был установлен новый широкоапертурный магнит [150]. Этот магнит обеспечил угловой аксептанс ± 180 мрад для начала материала мишени, что обеспечило значительное улучшение аксептанса для адронов и совпадало с аксептансом ± 180 мрад самого спектрометра.

Материал мишени

С 2002 по 2006 годы рабочим веществом мишени являлся дейтерированный литий ${}^6\text{LiD}$ обогащённый дейтронами, а начиная с 2007 аммоний NH_3 , обогащённый протонами. Сама мишень помещалась в резервуар заполненный ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. Мишень охлаждалась до температуры ниже 100 мК с помощью ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ рефрижератора растворения. Поляризация мишени проводилась методом динамической поляризации ядер (ДПЯ) [151] и измерялась непрерывно набором датчиков ядерного магнитного резонанса (ЯМР) окружавших материал мишени. Достигнутая поляризация мишени P_t составляла 0,5 для дейтронов (${}^6\text{LiD}$) и 0,9 для протонов (NH_3) с относительной неопределённостью 5% и 2% соответственно.

В 2002-2004 годах материал мишени заключался в две ячейки 60 см длины с радиусом 1,5 см, которые поляризовались в противоположных направлениях. Направление поляри-

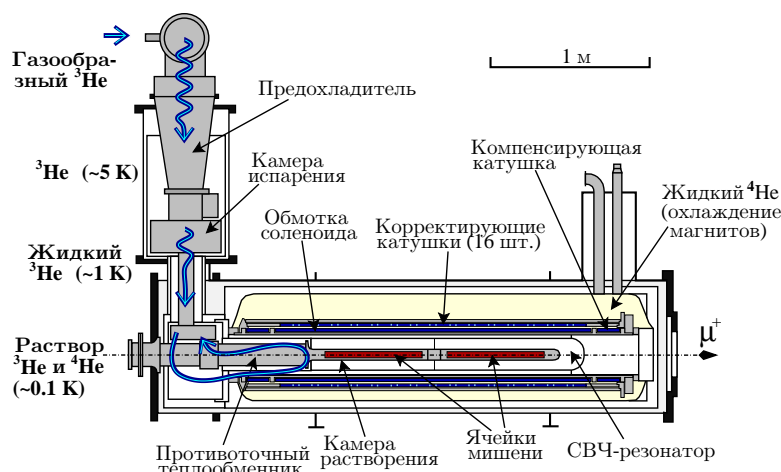


Рис. 8.1.2: Схематический вид сбоку на поляризованную мишень [148] COMPASS. Стрелками показан маршрут циркуляции хладагента ${}^3\text{He}$ внутри мишени. Основными компонентами системы являются: криогенное оборудование, сверхпроводящий магнит, два многомодовых СВЧ-резонатора и приспособление для измерения поляризации (Q-метр)

зации менялось 3 раза в день изменением направления поля магнита мишени. С 2006 года материал мишени заключался в три ячейки: центральная размером 60 см, расположенная между двух 30 см ячеек. Материал внутри центральной ячейки поляризовался в противоположном направлении поляризации остальных двух ячеек. Использование трёх ячеек позволило снизить неопределённости связанные с изменением аксептанса спектрометра вдоль мишени, поэтому только один раз в день менялось направление поляризации. Для того, чтобы минимизировать возможные эффекты аксептанса, связанные с направлением поля соленоида, поляризация каждой ячейки менялась несколько раз в год изменением микроволновой частоты ДПЯ.

Так как не все нуклоны в материале мишени поляризуются, то вводится понятие ко-эффектента растворения. Этот коэффициент определяется в терминах числа ядер n_A с массовым числом A и соответствующим полным (включая радиационные эффекты) спин-независимым сечением σ_A^{tot} на нуклон для всех задействованных элементов:

$$f_{\text{H,D}} = \frac{n_{\text{H,D}} \cdot \sigma_{\text{H,D}}^{\text{tot}}}{\sum_A n_A \cdot \sigma_A^{\text{tot}}}$$

Коэффициент растворения зависит от x_B . При малых x_B он больше для событий с адронами в конечном состоянии из-за отсутствия радиационной эластичной поправки. При средних величинах x_B для ${}^6\text{LiD}$ и NH_3 он составляет 0,37 и 0,14 с относительной неопределённостью 2% и 1% соответственно.

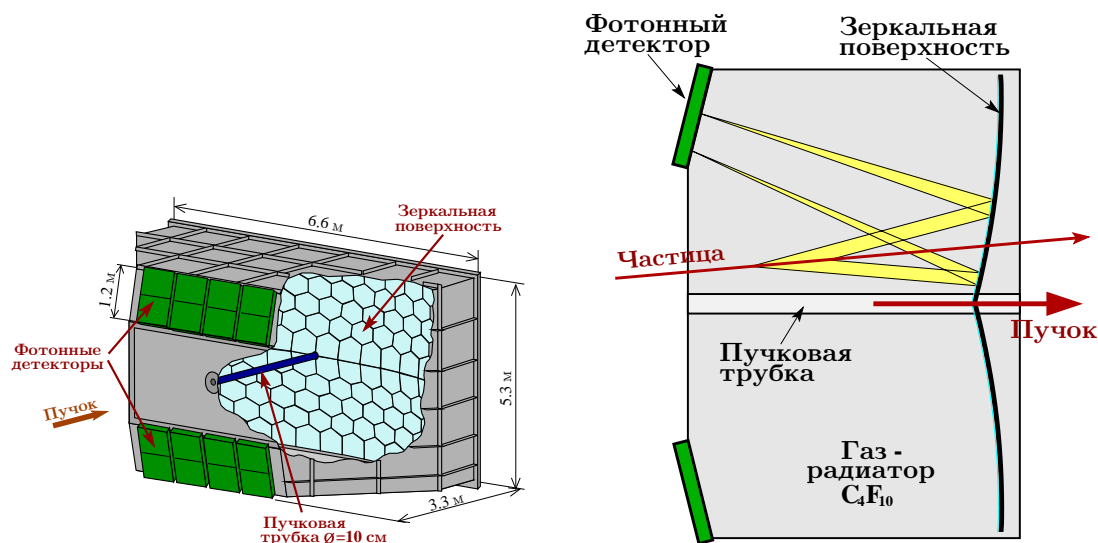


Рис. 8.1.3: Слева: основные компоненты детектора RICH. Справа: принцип работы детектора (вид сбоку).

Черенковский детектор RICH

Идентификация заряженных частиц в эксперименте осуществляется детектором RICH (Ring Imaging Cherenkov Counter) [147]. Принцип работы RICH основан на регистрации излучения Вавилова-Черенкова, возникающего при движении частицы в среде со скоростью v , превышающей скорость распространения света в этой среде. Косинус угла выхода "черенковских" фотонов к направлению движения частицы выражается простой формулой:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n}, \quad (8.1.1)$$

где $\beta = v/c$ и n – показатель преломления среды. Частица начинает излучать лишь в том случае, когда $\beta > 1/n$. Таким образом пороговая скорость зависит только от показателя преломления среды.

Показатель преломления среды, а следовательно и угол θ_C , являются функциями частоты. Поэтому имеет смысл выделять достаточно узкий диапазон частот, где n можно считать постоянным. Так, например, в COMPASS RICH оптимизирован на ультрафиолетовый диапазон $\lambda \approx 165$ нм. Для этого из газа-радиатора были удалены с высокой степенью чистоты примеси кислорода и водяных паров. Зеркала также обладают высокой отражающей способностью в этом диапазоне.

Для эксперимента COMPASS детектор был разработан и собран группой из города Trieste, Италия [147]. RICH расположен в первом спектрометре на расстоянии примерно 1.5 м за SM1 и имеет ту же угловую апертуру, что и SM1. Размеры корпуса в поперечном пучку направления составляют $6,6 \times 5,3$ м², длина – 3,3 м. Объем резервуара ~ 80 м³. Основные компоненты RICH и принцип работы представлены на рис. 8.1.3.

В качестве радиатора использовался тяжёлый газ C_4F_{10} при атмосферном давлении и температуре 25° . Показатель преломления газа $n = 1,00153$. Однако величина $n - 1$ является очень чувствительной даже к слабым изменениям давления и температуры.

RICH способен проводить идентификацию частиц в импульсном диапазоне 2,5–50 ГэВ. Пороговые импульсы, при которых частица начинает излучать черенковские фотоны, равны 2,5, 8,9 и 17,0 ГэВ для π , K и p , соответственно.

8.2 Измерение $\Delta g/g$ методом "открытого очарования"

COMPASS является единственным экспериментом, в котором было предложено [139] и выполнено измерение $\Delta g/g$ методом "открытого очарования" [48, 136, 137]. Оригинальность исследования состоит во-первых, в использовании адронов с тяжёлым кварком для исследования внутренней структуры нуклона. Во-вторых, в физике тяжёлых кварков наличие вершинного детектора является необходимым условием подавления фона путём отделения вторичной вершины распада адрона с тяжёлым кварком от первичной вершины его рождения. В COMPASS из-за большой поляризованной мишени использование вершинного детектора не представлялось возможным.

Предварительные результаты этого анализа неоднократно представлялись диссертантом на международных конференциях [152–156], коллаборационных совещаниях [157–160] и совещаниях по анализу данных [161–170]. Промежуточные результаты измерений представлены в работах [136, 137, 171], а окончательные результаты опубликованы в работе [48].

Распределение глюонов в нуклоне доступно через механизм ФГС $\gamma^* g \rightarrow c\bar{c}$ глубоко-неупругого рассеяния, в котором измеряемая фотон-нуклонная асимметрия виртуального фотона¹ $A^{\gamma N}$ позволяет извлечь поляризацию глюонов $\Delta g/g$. Рождённые в этой реакции $c\bar{c}$ пары, в основном фрагментируют в векторные и псевдоскалярные нестранные очарованные мезоны в соотношениях: $D^*(2010)^\pm : D^*(2007)^0 : D^\pm : D^0 = 3:3:1:1$. Все нейтральные и 68% заряженных векторных мезонов распадаются на псевдоскалярный D^0 мезон, сопровождаемый либо π^\pm , либо π^0 , либо γ :

$$D^*(2007)^0 \rightarrow D^0\pi^0, \quad D^*(2007)^0 \rightarrow D^0\gamma, \quad D^*(2010)^\pm \rightarrow D^0\pi^\pm.$$

Таким образом, D^0 мезоны в механизме ФГС рождаются наиболее обильно по сравнению с другими очарованными частицами. Важной особенностью каскадного рождения D^0 мезонов является возможность использования ограничения на разницу масс $\Delta M = M_{D^*} - M_{D^0}$ для подавления комбинаторного фона. Поскольку спектрометр установки COMPASS не содержал вершинного детектора, то использование ограничения на разницу масс ΔM позволяло частично восполнить этот недостаток.

В дальнейшем выборки D^0 мезонов, являющихся продуктами каскадного распада век-

¹В дальнейшем для простоты будет использоваться выражение "фотон-нуклонная асимметрия".

торных D^* мезонов, будут называться "мечеными", а выборки с некаскадными псевдоскалярными D^0 -мезонами – "немечеными". В этом анализе извлечение поляризации глюонов из фотон-нуклонной асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ было выполнено не только в ЛП КХД, но и впервые в следующем за ЛП КХД приближении.

Набор экспериментальных данных для исследования вклада глюонов и полный спин нуклона проводился в 2002–2004 и 2006–2007 годах в рассеянии мюонов с энергией 160 ГэВ на поляризованных дейтронной и протонной мишенях.

8.2.1 Отбор событий с D^0 мезонами

На начальном этапе анализа отбирались взаимодействия $\mu N \rightarrow \mu' X$ с первичной вершиной, лежащей внутри мишени, и восстановленной как минимум по трём частицам, одна из которых была идентифицирована, как рассеянный мюон. Дополнительно требовалось, чтобы провзаимодействовавший мюон пучка пересекал - при экстраполяции - оба торца мишени.

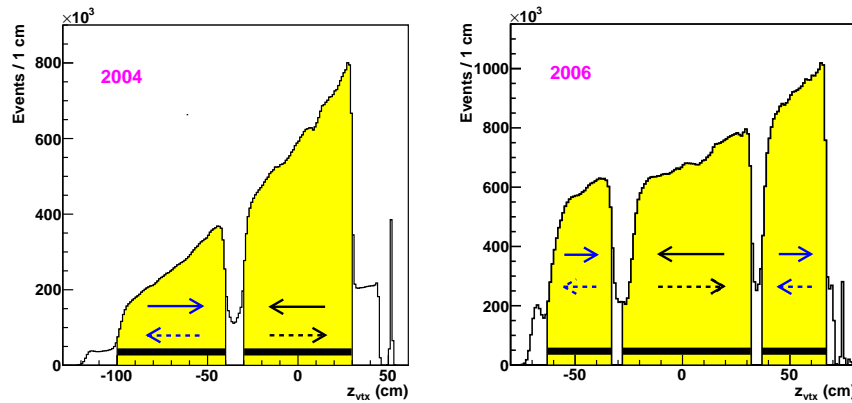


Рис. 8.2.1: Распределения z_{vtx} для первичных вершин вдоль оси пучка для мишени с двумя ячейками (слева) и с тремя ячейками (справа). Широкие чёрные горизонтальные линии показывают размер ячеек, а стрелки обозначают направление поляризации.

Направление треков, экстраполированных в вершину взаимодействия в мишени, определялось с точностью 0,2 мрад, а относительная точность определения импульса составляла 1,2% (0,5%) для первой (второй) части спектрометра соответственно. Разрешение первичной вершины по координате z_{vtx} составляло от 5 мм до 25 мм вдоль оси мишени, что позволяло приписать вершину определённой ячейке мишени, характеризующейся определённым направлением поляризации. На рис. 8.2.1 показано распределение координаты z_{vtx} вдоль оси пучка для событий, прошедших упомянутые выше критерии отбора. Относительное увеличение числа событий в мишени с тремя ячейками связано с увеличением аксептанса установки после модернизации 2005 года.

Из-за кулоновского рассеяния в мишени пространственное разрешение реконструированных вершин недостаточно для разделения первичной вершины взаимодействия и вершины распада D^0 мезона. Поэтому очарованные мезоны реконструировались, в первую очередь, по инвариантной массе продуктов распада. Каналы распада D^0 мезонов, по которым проводилась их реконструкция, указаны в таблице 8.2.1. Каждому каналу распада соответствовала своя выборка D^0 мезонов (таблица 8.2.2). В четырёх из них – $D_{K\pi}^*$, $D_{K_{\text{sub}}\pi}^*$, $D_{K\pi\pi^0}^*$ и $D_{K\pi\pi\pi}^*$ – очарованный D^0 мезон являлся продуктом распада D^* мезона и сопровождался пионом низкой энергии $D^* \xrightarrow{67,7\%} D^0\pi_s$.

Номер канала	Канал распада D^0
1	$D^0 \xrightarrow{3.89\%} K^-\pi^+ + \text{з.с.}$
2	$D^0 \xrightarrow{13.9\%} K^-\pi^+\pi^0 + \text{з.с.}$
3	$D^0 \xrightarrow{8.09\%} K^-\pi^+\pi^+\pi^- + \text{з.с.}$

Таблица 8.2.1: Каналы распада реконструированных D^0 мезонов с соответствующими вероятностями их распада. Зарядово-сопряжённые (з.с.) состояния \bar{D}^0 также использовались в анализе.

Выборка	"Немеченые"	"Меченые"			
	$D_{K\pi}^0$	$D_{K\pi}^*$	$D_{K_{\text{sub}}\pi}^*$	$D_{K\pi\pi^0}^*$	$D_{K\pi\pi\pi}^*$
Номер канала	1	1	1	2	3

Таблица 8.2.2: Выборки D^0 мезонов использованные в анализе. Для каждой из них указана соответствующий канал распада D^0 из таблицы 8.2.1. "Меченые" псевдоскалярные D^0 мезоны являются продуктами распада векторных D^* мезонов; мода распада самого D^0 мезона обозначена везде нижним индексом. Обозначение K_{sub} указывает на К мезон с импульсом ниже порога идентификации К мезонов детектором RICH.

Идентификация частиц осуществлялась RICH детектором. Используя измеренный импульс заряженной частицы и распределения "черенковских" фотонов, вычислялось значения функции правдоподобия для различных массовых гипотез и фона.

Для формирования окончательных выборок были использованы кинематические критерии отбора указанные в таблице 8.2.3. "Немеченая" выборка $D_{K\pi}^0$ содержит события с $K\pi$ парами в массовом интервале указанном в таблице 8.2.3 и, которые не являются продуктами распада D^* мезонов (рис. 8.2.3). Из-за большого комбинаторного фона, в частности подавления фона от электронов требовалось, чтобы импульс пиона превышал 7 ГэВ/с. В случае четырёх "меченых" выборок векторный D^* мезон восстанавливался по наличию пиона низкой энергии $p_{\pi_s} < 8$ ГэВ/с, сопровождающего D^0 кандидат. Наличие такого пиона дало возможность использовать два дополнительных критерия. Во-первых,

Переменные	Кинематические интервалы				
	"Немеченые"	"Меченые"			
	$D_{K\pi}^0$	$D_{K\pi}^*$	$D_{K\pi\pi^0}^*$	$D_{K_{sub}\pi}^*$	$D_{K\pi\pi}^*$
$(M_{K\pi}^{\text{rec}} - M_{D^0}) [\text{MeV}/c^2]$	[-400, +400]	[-600, +600]		[-400, +400]	
$ \cos\theta^* $	< 0,65	< 0,90		< 0,85	
z_{D^0}	[0, 20, 0, 85]	[0, 20, 0, 85]	[0, 25, 0, 85]	[0, 30, 0, 85]	
$p_K [\text{GeV}/c]$	[9, 5, 50]	[9, 5, 50]	[2, 5, 9, 5]	[9, 5, 50]	
$p_\pi [\text{GeV}/c]$	[7, 50]	[2, 5, 50]			
$\Delta M [\text{MeV}/c^2]$	---	[3, 2, 8, 9]		[4, 0, 7, 5]	
$p_{\pi_s} [\text{GeV}/c]$	---	< 8			

Таблица 8.2.3: Список кинематических критериев, использованных для формирования каждой выборки. D^0 кандидаты, не удовлетворившие этим критериям, были исключены из анализа. Здесь $\Delta M = M_{K\pi\pi_s}^{\text{rec}} - M_{K\pi}^{\text{rec}} - M_\pi$, где верхний индекс "rec" относится к реконструированной массе.

использование RICH позволяет подавить примесь электронов в кандидатах на пион низкой энергии, что уменьшает комбинаторный фон в два раза. Во-вторых, использовалось ограничение на разницу масс $\Delta M = M_{K\pi\pi_s}^{\text{rec}} - M_{K\pi}^{\text{rec}} - M_\pi$, где $M_{K\pi\pi_s}^{\text{rec}}$ и $M_{K\pi}^{\text{rec}}$ являются реконструированными массами D^* и D^0 кандидатов соответственно. Разница масс может быть измерена с хорошей точностью, поэтому ограничение на ΔM дополнительно приводит к существенному снижению фона.

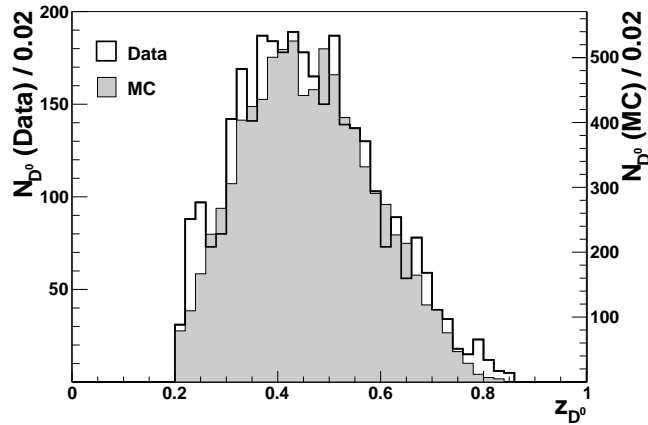


Рис. 8.2.2: Распределения относительной энергии D^0 мезонов, z_{D^0} , для $D_{K\pi}^*$ событий реальных данных (после вычета фона) и соответствующих $D_{K\pi}^*$ событий Монте-Карло. D^0 мезоны отбирались в интервале $\pm 80 \text{ ГэВ}/c^2$ от их номинальной массы.

Для дальнейшего подавления фона требовалось, чтобы $|\cos\theta^*| < 0,9$ для "меченых" выборок $D_{K\pi}^*$ и $D_{K\pi\pi^0}^*$, $|\cos\theta^*| < 0,65$ для выборки $D_{K\pi}^0$ и $|\cos\theta^*| < 0,85$ для всех остальных выборок. Здесь θ^* является полярным углом К мезона в системе центра масс продуктов

распада D^0 мезона по отношению к импульсу D^0 в лабораторной системе. Эти критерии подавляют в основном фоновые события и улучшают статистическую значимость сигнала.

Ещё одним критерием было ограничение на долю энергии z_{D^0} , приходящуюся на очарованный мезон. Так как пара очарованных кварков рождается в центре масс γ^*g системы, то каждый из них в среднем получает половину энергии виртуального фотона. Измеренное распределение величины z_{D^0} и, полученное из моделирования чистого ФГС процесса, оказываются очень похожими (рис. 8.2.2) со средними значениями близкими к 0,5. Это является сильным аргументом в пользу того, что механизм ФГС является доминирующим в рождении очарованных D^0 мезонов.

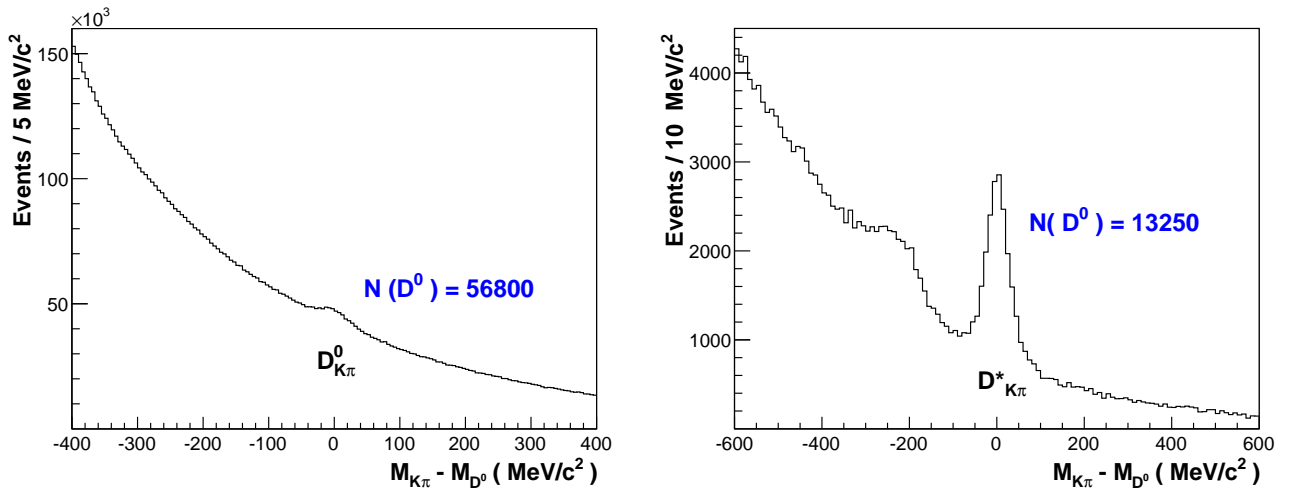


Рис. 8.2.3: Спектры инвариантных масс $D_{K\pi}^0$ ("немеченая" выборка) и $D_{K\pi}^{*0}$ ("меченая" выборка) кандидатов. Указано приблизительное число D^0 мезонов в пиках.

Распределения инвариантных масс для "меченых" и "немеченых" выборок после применения кинематических критериев (таблица 8.2.3), показаны на рис. 8.2.3. Наиболее наглядно виден сигнал D^0 мезона с разрешением $27 \text{ МэВ}/c^2$ в правой части рисунка. Там же видна и вторая структура, сдвинутая примерно на $-250 \text{ МэВ}/c^2$, от распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ с нереконструированным π^0 мезоном. В последнем случае отношение сигнала к фону значительно хуже, по сравнению с каналом $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Дальнейшее повышение статистической значимости D^0 пиков связано с использованием нейронных сетей (параграф 8.2.3), приводящее к снижению фона в "меченых" выборках. Для распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ сигнал и фон снижаются пропорционально, и следовательно статистическая значимость сигнала не меняется. Поэтому для "немеченой" $D_{K\pi}^0$ выборки использовались только кинематические критерии, указанные в таблице 8.2.3.

Распределения инвариантных масс для менее статистически значимых D^0 сигналов таких, как $D_{K\pi\pi}^{*0}$ и $D_{K_{\text{sub}}\pi}^{*0}$, показаны на рис. 8.2.4. Выборка $D_{K_{\text{sub}}\pi}^{*0}$ содержит K мезоны с импульсом менее $9 \text{ ГэВ}/c$, что ниже порога идентификации детектором RICH. Как показало Монте-Карло, с использованием генератора тяжёлых кварков AROMA [172] и полного

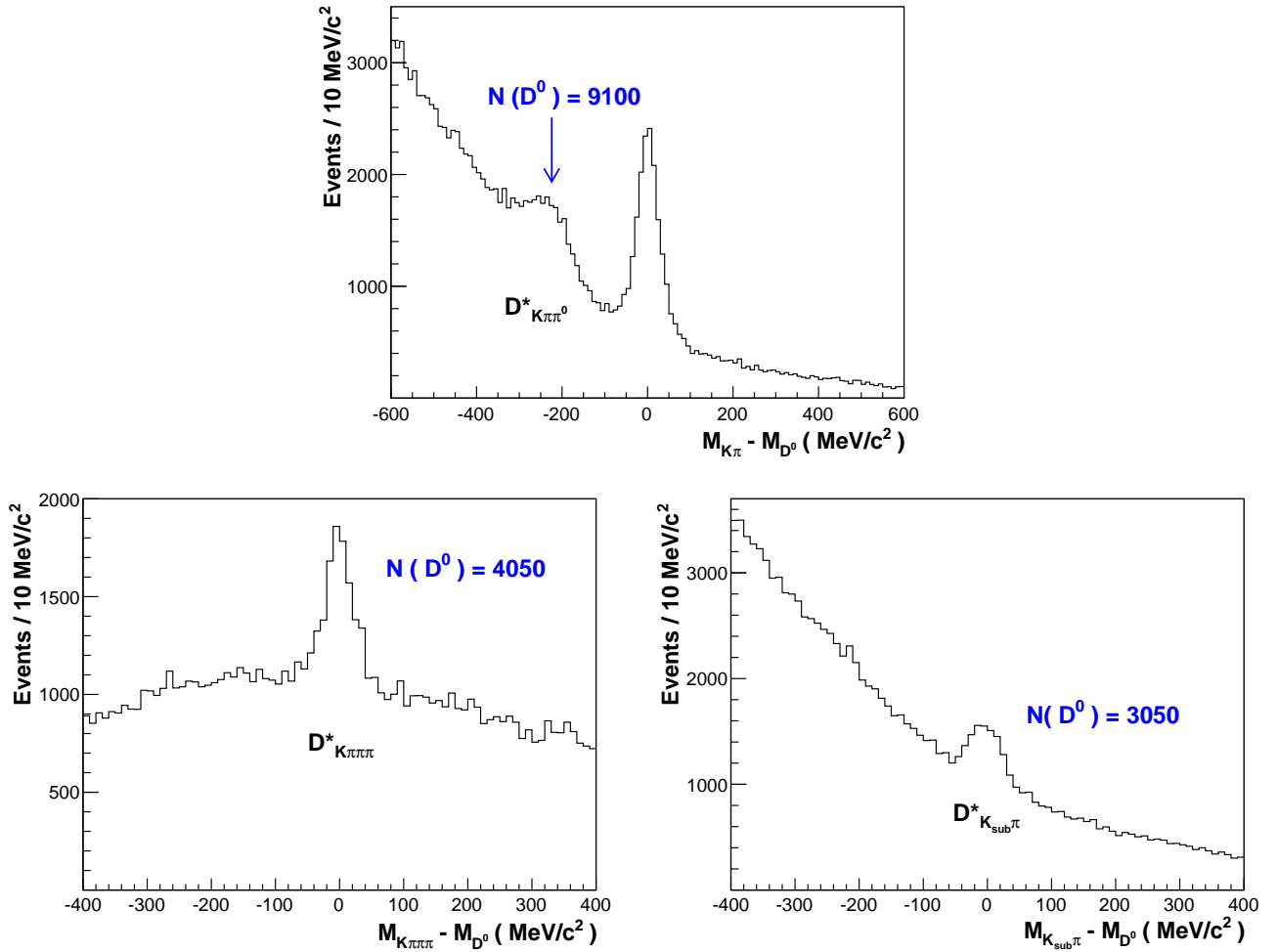


Рис. 8.2.4: Спектр инвариантных масс для "меченых" выборок $D_{K\pi\pi^0}^*$, $D_{K\pi\pi\pi}^*$ и $D_{K_{sub}\pi}^*$ мезонов. На каждом распределении указано примерное число D^0 мезонов в пиках.

моделирования установки пакетом GEANT [173], порядка 30% К мезонов от распада D^0 имеют импульс менее 9 ГэВ/с. Таким образом для частиц принимаемых за K_{sub} требовалось, чтобы они не были идентифицированы, как пионы или электроны.

В случае, если в событии оказывались возможными два канала распада D^0 мезона, то для анализа выбирался только один согласно следующим критериям приоритета: $D_{K\pi\pi\pi}^*$, $D_{K\pi}^*$ или $D_{K\pi\pi^0}^*$, $D_{K\pi}^0$, $D_{K_{sub}\pi}^*$.

Распределения переменных x_B , Q^2 и y для $D_{K\pi}^*$ кандидатов 2006 года из области D^0 пика показаны на рис. 8.2.5. Для этих событий значения x_B находятся в пределах от 10^{-5} до 0,1 со средним значением $\langle x_B \rangle = 0,004$, для Q^2 значения находятся в интервале от 10^{-3} до 30 (ГэВ/с)² со средним значением $\langle Q^2 \rangle = 0,6$ (ГэВ/с)² и, наконец, величины переменной y находятся в пределах от 0,1 до 1 со средним значением $\langle y \rangle = 0,63$.

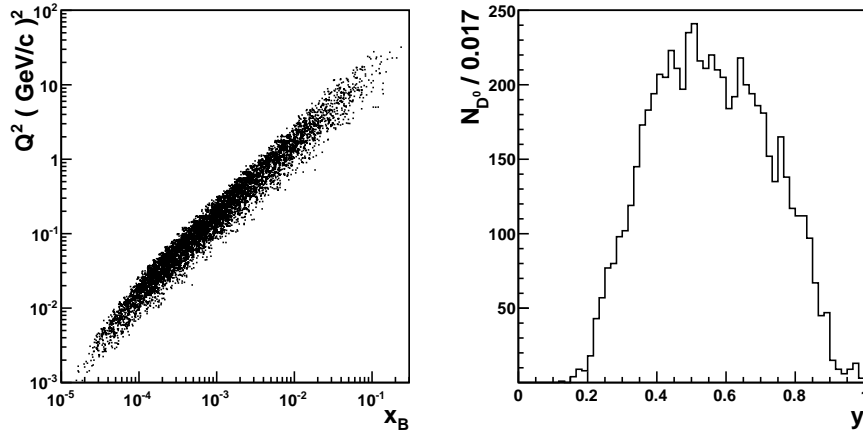


Рис. 8.2.5: Слева: диаграмма рассеяния для Q^2 и x_B . Справа: распределение y для выборки $D_{K\pi}^*$ событий 2006 года, отобранных, также как события на рис. 8.2.2, без вычитания комбинаторного фона.

8.2.2 Вычисление асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$

Число событий, зарегистрированных в ячейке мишени в определённый интервал времени, выражается в виде:

$$\frac{d^k N}{dm dX} = a\phi n(s + b) \left[1 + P_t P_\mu f \left(\frac{s}{s + b} A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X} + \frac{b}{s + b} A_B \right) \right]. \quad (8.2.1)$$

Здесь $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}$ является продольной двойной спиновой асимметрией дифференциального сечения для событий с D^0 или \bar{D}^0 мезоном в конечном состоянии, а A_B соответствующая асимметрия фона. Далее, $m \equiv M_{K\pi}$ (или $m \equiv M_{K\pi\pi\pi}$), символ X обозначает набор из $k - 1$ кинематических переменных события ($p_T^{D^0}$, E_{D^0} , Q^2 , y , ...), а обозначения a , ϕ и n означают акцептанс спектрометра, поток падающих мюонов проинтегрированных по временному интервалу и число нуклонов в мишени соответственно.

Спиновые асимметрии сигнала и фона умножаются на относительные пропорции сигнала $s(m, X)/(s(m, X) + b(m, X))$ и фона $b(m, X)/(s(m, X) + b(m, X))$, которые зависят, как функции от m и X , от экспериментальных разрешений. Отношение $s/(s + b)$ без аргументов принято называть "чистотой сигнала", а отношение $b/(s + b)$ "чистотой фона".

Поляризация глюонов $\Delta g/g$ извлекается из фотон-нуклонной асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$, определяемой через асимметрию $A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}$ соотношением: $A^{\gamma N} = A^{\mu N \rightarrow \mu' D^0 X}/D$. Аналогично асимметрия фона может быть записана, как: $A_B^{\gamma N} = A_B/D$. Здесь D обозначает коэффициент деполаризации, учитывающий передачу поляризации виртуальному фото-

ну от налетающего мюона:

$$D = \frac{y \left[2 - y - \frac{2y^2 m_\mu^2}{Q^2} \right]}{y^2 \left(1 - \frac{2m_\mu^2}{Q^2} \right) + 2(1 - y)}. \quad (8.2.2)$$

Поскольку акцептанс и мюонный поток в уравнении (8.2.1) не известны с достаточной точностью, для извлечения $A^{\gamma N}$ асимметрии был использован метод взвешивания событий, позволяющий получить статистическую точность сравнимую с точностью метода максимального правдоподобия [174, 175]. В методе взвешивания событий асимметрия фона $A_B^{\gamma N}$ вычисляется одновременно с асимметрией сигнала $A^{\gamma N}$ [174]. Каждое событие взвешивается один раз с весом сигнала w_S и один раз с весом фона w_B :

$$w_S = P_\mu f D \frac{s}{s+b}, \quad (8.2.3)$$

$$w_B = P_\mu f D \frac{b}{s+b}. \quad (8.2.4)$$

Исключая поляризацию мишени P_t , в эти весах учитываются коэффициенты асимметрий $A^{\gamma N}$ и $A_B^{\gamma N}$ из выражения (8.2.1). Поляризация мишени не включалась в вес, так как её зависимость от времени приводит к увеличению ложной асимметрии. Чистоты сигнала и фона учитывались в соответствующих весах.

Фотон-нуклонная асимметрия $A^{\gamma N}$ извлекалась в интервалах поперечного импульса D^0 мезона относительно виртуального фотона p_T^D и его энергии E_{D^0} в лабораторной системе.

Так как асимметрия $A^{\gamma N}$ не содержит фактор деполяризации D , её остаточная зависимость от инклюзивных переменных y и Q^2 очень слаба. Ожидаемая величина суммы весов сигнала в ячейке мишени, вычислялась как:

$$\begin{aligned} \left\langle \sum_{i=1}^{N_t} w_{S,i} \right\rangle &= \int w_S(X, m) \frac{d^k N_t}{dm dX} dm dX \\ &= \alpha_{S,t} \left[1 + \langle \beta_S \rangle_{w_S} \langle A^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_S} + \langle \beta_B \rangle_{w_S} \langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_B} \right]. \end{aligned} \quad (8.2.5)$$

Используемые в уравнении символы $\alpha_{S,t}$ и $\langle \eta \rangle_w$, задаются в виде:

$$\alpha_{S,t} = \int w_S a_t \phi_t n_t (s+b) dm dX, \quad (8.2.6)$$

$$\langle \eta \rangle_w = \frac{\int \eta w a_t \phi_t n_t (s+b) dm dX}{\int w a_t \phi_t n_t (s+b) dm dX}, \quad (8.2.7)$$

где $\beta_S = w_S P_t$, $\beta_B = w_B P_t$, $\eta \in [\beta_S, \beta_B, A^{\gamma N}, A_B^{\gamma N}]$ и $w \in [w_S, w_B, w_S \beta_S, w_S \beta_B]$. Индекс t обо-

значает ячейку мишени до ($t = u, d$) и после ($t = u', d'$) изменения направления спина, а N_t число событий зарегистрированных в данной ячейке². Для суммы весов фона $\langle \sum_{i=1}^{N_t} w_{B,i} \rangle$ можно написать такое же уравнение, как и (8.2.5) с аналогичным определением символов. В целом, получается восемь уравнений, подобных уравнению (8.2.5), при двух спиновых конфигурациях для весов сигнала и фона в двух ячейках. Эти восемь уравнений содержат 12 неизвестных величин: $\langle A^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_S}$, $\langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_B}$, $\langle A^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_S}$, $\langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_B}$ и по четыре коэффициента акцептанса $\alpha_{S,t}$ и $\alpha_{B,t}$.

Для того, чтобы извлечь $A^{\gamma N}$ и $A_B^{\gamma N}$ из измеренной суммы весов, использовалась следующая процедура. Коэффициенты $\langle \beta_{S,B} \rangle_{w_S, w_B}$ вычислялись из экспериментальных данных:

$$\langle \beta_S \rangle_{w_S} \approx \frac{\sum_{i=1}^{N_t} \beta_S w_S}{\sum_{i=1}^{N_t} w_S}. \quad (8.2.8)$$

Коэффициенты акцептанса $\alpha_{S,t}$ и $\alpha_{B,t}$ не могут быть вычислены с достаточной точностью, чтобы извлечь $A^{\gamma N}$ и $A_B^{\gamma N}$ напрямую из 8 уравнений. Предполагая, что, как для сигнала, так и для фона, возможные эффекты от изменения акцептанса в верхних и нижних ячейках одинаковы ($\alpha^u / \alpha^d = \alpha^{u'} / \alpha^{d'}$), число неизвестных переменных уменьшается до десяти. С ещё одним дополнительным предположением, что возможные эффекты от изменения акцептанса одинаковы для событий сигнала и фона в одной и той же ячейке мишени, остаётся система из 8 уравнений с девятью неизвестными. Возможные отклонения, от сделанных предположений, могут привести к ложным асимметриям, что было учтено в систематической ошибке (раздел 8.3.1). При двух дополнительных предположениях:

$$\langle A^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_S} = \langle A^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_S} = A^{\gamma N} \quad \text{и} \quad \langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_S \beta_B} = \langle A_B^{\gamma N} \rangle_{w_B \beta_B} = A_B^{\gamma N}, \quad (8.2.9)$$

число неизвестных уменьшается до семи. Эти предположения означают постоянство величин $A^{\gamma N}$ и $A_B^{\gamma N}$ в заданном интервале по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} . Возможная неопределённость в поляризации глюонов от этого предположения, также учитывалась в систематической ошибке 8.3.1.

Используя набор из восьми уравнений, асимметрия $A^{\gamma N}$ и асимметрия фона $A_B^{\gamma N}$ вычислялись одновременно стандартным методом наименьших квадратов, принимая во внимание статистическую корреляцию между $\sum w_S$ и $\sum w_B$ в одной и той же ячейке мишени.

8.2.3 Чистота сигнала

Чистота сигнала $s/(s+b)$ может быть извлечена из фитирования распределений инвариантной массы D^0 кандидатов. Она зависит от кинематических переменных, например, чистота велика при высоком поперечном импульсе $p_T^{D^0}$ $K\pi$ системы и мала при небольших

²Для данных в 2006–2007 годов, d и u обозначают центральную ячейку и сумму двух остальных соответственно.

$p_T^{D^0}$. Для того чтобы учесть эту кинематическую зависимость чистоты сигнала в весах, задаваемых уравнениями (8.2.3, 8.2.4), необходимо фитировать соответствующие распределения инвариантных масс по интервалам кинематических переменных. Однако, из-за недостаточной статистики, в анализе были использованы нейронные сети [176], позволявшие провести разделение сигнальных и фоновых событий, используя только экспериментальные данные.

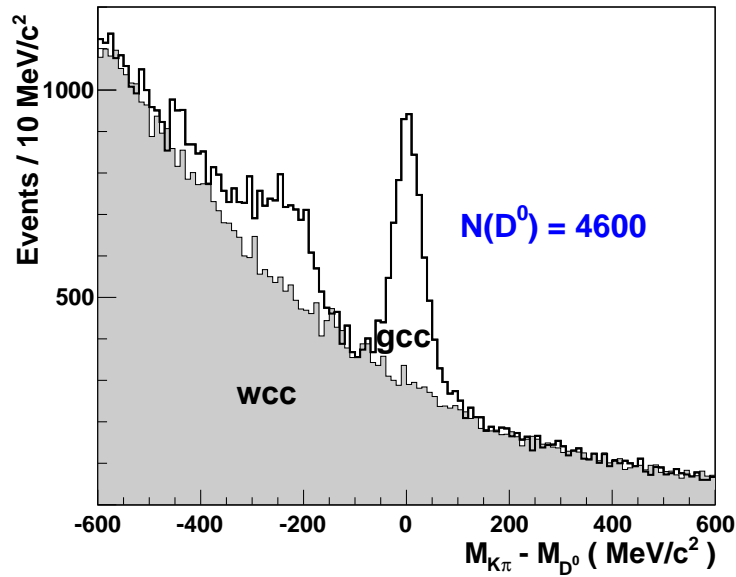


Рис. 8.2.6: Распределения инвариантной массы $K\pi$ пар из выборки $D_{K\pi}^{*0}$ с правильной (gcc) и неправильной (wcc) комбинацией знаков заряда частиц. Использованы данные 2007, полученные на протонной (NH_3) мишени.

Нейронная сеть состоит из процессоров информации (нейронов) соединённых и организованных по уровням. Внешняя информация подаётся во входной уровень и обрабатывается на скрытых уровнях, а результат выдаётся на выходном уровне, как классификация события сетью. Входной уровень содержит информацию о нескольких кинематических переменных: отношения значений функций правдоподобия для различных массовых гипотез частиц, полученным по данным детектора RICH, относительную энергию D^0 мезона z_{D^0} , полярный угол $\cos\theta^*$ (8.2.1) и импульс K мезона.

Для каждой из выборок (таблица 8.2.2) использовались два набора данных на входе нейронной сети. Первый набор состоял из D^0 событий сигнала и событий комбинаторного фона. Эти события с правильной комбинацией зарядов ("good charge combination" (gcc)), имея ввиду знаки частиц от распада D^0 мезонов, отбор которых описан в разделе 8.2.1. Второй набор с неправильной комбинацией зарядов ("wrong charge combination" (wcc)), отбирался таким же образом, однако, требовалось, чтобы суммарный заряд соответствующих частиц не был равен нулю. Этот набор содержит только фон и использовался, как

его модель (рис. 8.2.6).

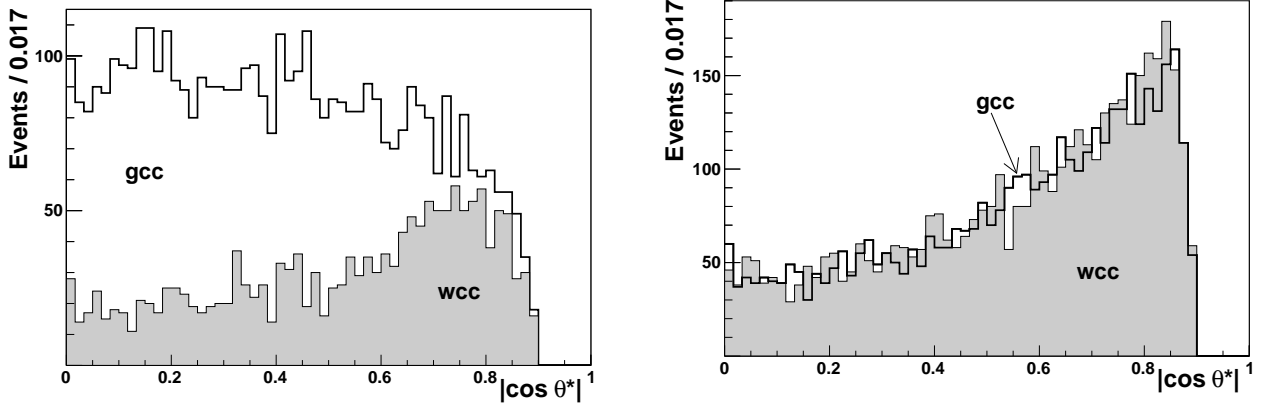


Рис. 8.2.7: Распределения полярного угла К мезона $|\cos \theta^*|$ для gsc и wcc событий из $D_{K\pi}^*$ выборки 2006 года. Слева события из зоны сигнала (в пределах ± 40 МэВ/ c^2 от номинальной массы D^0 мезона), справа события из зоны вне сигнала.

Нейронная сеть позволяет наглядно разделять события сигнала и фона по разнице формы gsc и wcc распределений кинематических переменных. На рис. 8.2.7 в качестве примера показаны распределения переменной $\cos \theta^*$ для событий из зоны сигнала и для событий вне зоны сигнала.

Нейронная сеть классифицирует gsc события согласно их подобию по кинематике относительно событий wcc и для каждого события присваивается вероятность относиться к сигналу. Вероятность 0,5 присваивается событиям, в которых невозможно разделить сигнал и фон. Если нейронная сеть обучается на чистых выборках, как например, на чисто фоновых событиях или на сигнале с очень большой статистической значимостью по отношению к фону, то отношение $[s/(s+b)]_{NN}$ на выходе нейронной сети, может быть интерпретировано, как оценка чистоты сигнала в выбранном интервале масс. Это называется "чистым" методом нейронной сети, который можно использовать для выборок $D_{K\pi\pi^0}^*$, $D_{K\pi}^*$ и $D_{K\pi\pi\pi}^*$ 2004–2007 годов, где как общая статистика событий, так и статистическая значимость сигнала высоки.

Для оценки чистоты сигнала нейронной сетью, зависимость величин сигнала и фона $s(m)$ и $b(m)$ от инвариантной массы, m , определялась фитированием спектра инвариантных масс в интервалах по $[s/(s+b)]_{NN}$. Для описания сигнала во всех выборках использовалось Гауссовское распределение, а для описания фона использовались два экспоненциальных распределения для $D_{K\pi}^0$ канала и одно для "меченых" D^* выборок. Исключение составлял $D_{K\pi\pi\pi}^*$ канал, для которого использовалась полиномиальная функция второго порядка. В результате фита получались поправки λ к чистоте сигнала в интервалах

$[s/(s+b)]_{\text{NN}}$:

$$\lambda = \left\langle \left(\frac{s}{b} \right)_{\text{NN}} \right\rangle \frac{\int b(m) dm}{\int s(m) dm}, \quad (8.2.10)$$

так, что

$$\frac{s}{s+b} = \frac{\lambda s(m)}{\lambda s(m) + b(m)}. \quad (8.2.11)$$

Фит спектра инвариантных масс в интервалах $[s/(s+b)]_{\text{NN}}$ чистоты сигнала может также служить проверкой классификации событий, полученной нейронной сетью. Для всех выборок наблюдается хорошее согласие между чистотой сигнала полученной, как нейронной сетью, так и в результате фита (рис. 8.2.8). Одинаково хорошее согласие наблюдается в сравнении чистоты сигнала $s/(s+b)$ для нейронной сети и реальных данных в интервалах по $p_{\text{T}}^{\text{D}^0}$ и E_{D^0} .

Чистота сигнала может быть параметризована различными способами, обеспечивая корректное воспроизведение данных. Для выборок с низкой чистотой сигнала $\text{D}_{\text{K}\pi}^0$ в данных 2002–2007 годов и для всех выборок 2002–2003 годов, извлечение чистоты сигналов методом нейронных сетей довольно сложно, из-за слабости сигналов, поэтому был применён "гибридный" метод [137]. В этом подходе проводится фит массового спектра в интервалах двух переменных: чистоты сигнала из нейронных сетей и $fP_{\mu}a_{\text{LL}}$. Гибридный метод может быть использован для выборок, как со слабой, так и с сильной статистической значимостью. Хотя этот метод и более сложный, чем "чистый" метод нейронных сетей, "гибридный" метод обеспечивает сравнимую статистическую точность.

8.2.4 Измерение $A^{\gamma\text{N} \rightarrow \text{D}^0\text{X}}$ асимметрий

Асимметрия $A^{\gamma\text{N}}$ извлекалась одновременно с асимметрией фона $A_{\text{B}}^{\gamma\text{N}}$ для каждого интервала по $p_{\text{T}}^{\text{D}^0}$ и E_{D^0} , канала распада D^0 мезона и года набора данных, за исключением каналов с низкой чистотой сигнала, которые объединялись. Окончательный результат приведён в таблицах 9.0.1 – 9.0.3 **Приложения Б**, где $A^{\gamma\text{N}}$ указано для каждого интервала по $p_{\text{T}}^{\text{D}^0}$ и E_{D^0} вместе со средними значениями $\langle y \rangle$, $\langle Q^2 \rangle$, $\langle p_{\text{T}}^{\text{D}^0} \rangle$ и $\langle E_{\text{D}^0} \rangle$. Мюон-нуклонная асимметрия $A^{\mu\text{N} \rightarrow \mu'\text{D}^0\text{X}}$ может быть получена из асимметрии $A^{\gamma\text{N}}$ умножением на коэффициент деполяризации $\langle D \rangle$, который является функцией $\langle y \rangle$ и $\langle Q^2 \rangle$ и также указан в таблицах 9.0.1 – 9.0.3 **Приложения Б**.

Вклад в систематическую ошибку асимметрии $A^{\gamma\text{N}}$ от параметров P_{μ} , P_{t} и f оценивался консервативным образом, как 5%, 5% и 2% соответственно, как для дейтронной, так и для протонной мишени. Для оценки вклада от чистоты сигнала $s/(s+b)$ было проведено три теста. Один из них состоял в применении, отличающихся от использованных ранее,

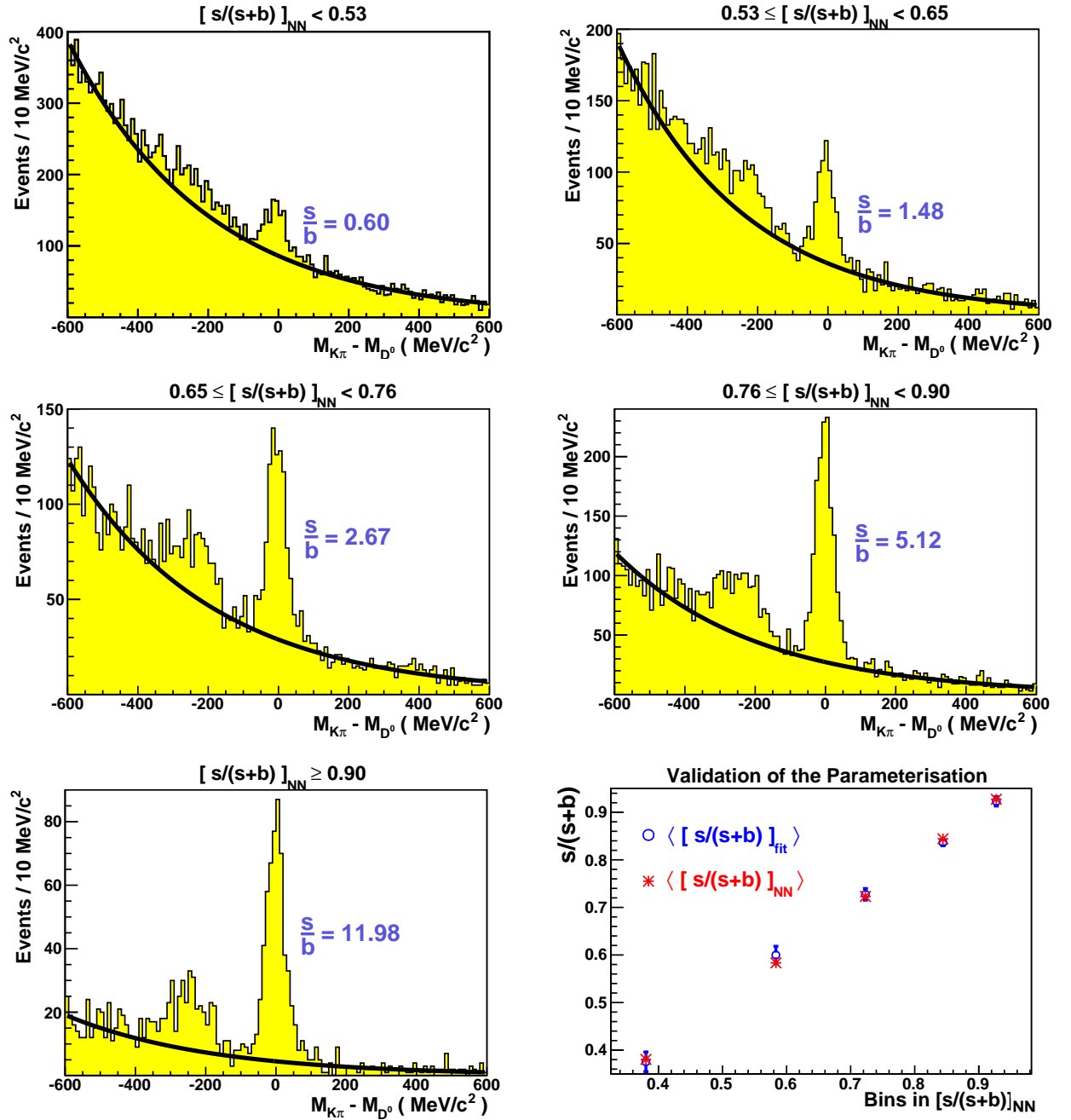


Рис. 8.2.8: Спектры инвариантных масс $K\pi$ в интервалах чистоты сигнала $[s/(s+b)]_{NN}$ в нейронной сети для выборки $D_{K\pi}^*$. На последнем рисунке показано сравнение чистоты сигнала, полученное в нейронной сети $[s/(s+b)]_{NN}$, и в результате фита $[s/(s+b)]_{fit}$. Кривые на гистограммах показывают распределение фона. Статистическая значимость $D_{K\pi}^*$ сигнала приведена в единицах отношения s/b . Чистоты сигнала определялись в пределах $\pm 40 \text{ МэВ}/c^2$ от центрального значения измеренной массы D^0 мезона в интервале $[s/(s+b)]_{NN}$.

функций описания фона. Два других теста включали изменение а) интервала масс для извлечения $[s/(s+b)]_{\text{NN}}$ и б) изменение ширины бина(интервала) на гистограммах спектра инвариантных масс продуктов распада D^0 мезонов. Каждый из этих тестов приводит к нескольким новым значениям $s/(s+b)$ и, следовательно, новым весам w . Получающийся разброс весов вычислялся для каждого года набора данных, каждой выборки и каждой величины бина относительно веса по умолчанию w_0 . Средняя величина вклада в систематическую ошибку от чистоты сигнала $s/(s+b)$ составила 7% от измеренных асимметрий.

Вклад от коэффициента деполаризации D в систематическую ошибку асимметрии $A^{\gamma\text{N}}$ был получен следующим образом. Согласно экспериментальной неопределённости в 1% измерения среднего импульса рассеянного мюона, смещённые значения y вычислялись для каждого события. После этого новое значение D вычислялось согласно уравнению (8.2.2). Результирующий разброс отношения весов $\langle ww_0 \rangle / \langle w_0^2 \rangle$ даёт систематическую неопределённость равную 1.6%.

Систематические ошибки в $A^{\gamma\text{N}}$, возникающие от ложных асимметрий и от допущения (8.2.9), определялись через неопределённости в средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$ (параграф 8.3.1) и затем пересчитывались в ошибки $A^{\gamma\text{N}}$ в интервалах по $p_{\text{T}}^{D^0}$ и E_{D^0} , используя среднее значение отношения $\langle a_{\text{LL}}/D \rangle$. Усредняя по всем интервалам, неопределённости возникающие от ложных асимметрий и от допущения (8.2.9) составили 0,022 и 0,007 соответственно. Полная систематическая ошибка в $A^{\gamma\text{N}}$, полученная учётом всех её источников, приведена в таблицах 9.0.1 – 9.0.3 **Приложения Б**.

8.3 Извлечение поляризации глюонов из асимметрии $A^{\gamma\text{N}}$

Результаты измерения поляризации глюонов, обсуждаемые ниже, предполагают в качестве основного источника рождения D^0 мезонов реакцию фотон-глюонного слияния. В анализе пренебрегалось вкладом от "intrinsic charm": непertурбативными компонентами очарованного кварка или очарованного адрона в волновой функции нуклона. Такие компоненты, оцениваемые на уровне $\lesssim 1\%$ [177, 178], принципиально отличаются от пертурбативного расщепления глюона на $c\bar{c}$ пару, сильно уменьшающегося с x_{B} . Измерения EMC структурной функции нуклона $F_2^{c\bar{c}}$ [133], не исключают наличие "intrinsic charm" компоненты [133, 134] на уровне 1% при $x_{\text{B}} \sim 0,4$. Оценки, полученные в работах [177, 178], не могут быть экспериментально проверены в настоящее время из-за маленькой статистики измерений EMC при больших x_{B} , слишком малых значений x_{B} в измерениях на HERA $F_2^{c\bar{c}}$ [179, 180] и кинематического акцептанса, ограниченного областью $x_{\text{B}} \lesssim 0,1$, для образования очарованных частиц в эксперименте COMPASS.

Вклад от флуктуирующих фотонов оценивался с помощью RAPGAP генератора [181] и был найден пренебрежимо малым в кинематической области COMPASS.

8.3.1 Измерение $\Delta g/g$ в ЛП КХД

Поляризация глюонов $\Delta g/g$ в ЛП КХД приближении может быть получена из соотношения:

$$A^{\mu N} = DA^{\gamma N} = a_{LL} \frac{\Delta g}{g} . \quad (8.3.1)$$

Здесь a_{LL} является партонной асимметрией процесса $\mu g \rightarrow \mu' c\bar{c}$, зависящей от партонной кинематики, а D - фактор деполяризации. Асимметрия a_{LL} экспериментально недоступна для каждого отдельного события, поэтому для её оценки использовались нейронные сети. На первом этапе проводилось обучение нейронной сети, на событиях Монте-Карло с генератором AROMA [172] с отключением партонных ливней. Очарованные D^0 мезоны из событий Монте-Карло "пропускались" через программу GEANT [173], моделирующую установку COMPASS, а затем обрабатывались теми же программами анализа, что и реальные данные. Использовалась архитектура нейронной сети с параметризацией моделированной партонной асимметрии a_{LL} в терминах, измеряемых в реальных данных, кинематических переменных X . На входном уровне нейронной сети задавались следующие наблюдаемые величины: $X = \{Q^2, y, x, p_T^{D^0}, E_{D^0}\}$.

Нейронная сеть предсказывает значения a_{LL} , основанные на кинематике события. Для каждого Монте-Карло события нейронная сеть минимизирует разницу между моделированным значением a_{LL} и параметризованным значением a_{LL} , основанном на наблюдаемых величинах X . Процесс обучения нейронной сети останавливался, когда разница между моделированным Монте-Карло и параметризованными значениями a_{LL} достигала стабильного минимума.

В анализе было использовано шесть независимых параметризаций: для трёх каналов распада ($K\pi$, $K\pi\pi^0$, $K\pi\pi\pi$) и для двух экспериментальных конфигураций спектрометра 2002–2004 и 2006–2007 годов. Достигнутая корреляция между моделированными и параметризованными значениями a_{LL} составила 77% для канала $D_{K\pi\pi^0}^*$ и 82% для всех остальных. Затем, обученная нейронная сеть, использовалась в анализе реальных данных.

Для извлечения поляризации глюонов $\Delta g/g$ из асимметрии $A^{\gamma N}$ (8.3.1) в интервалах по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} , использовались значения $\langle a_{LL}/D \rangle$, приведённые в таблице 8.3.1. Средняя поляризация глюонов, извлечённая из фотон-нуклонной асимметрии $A^{\gamma N}$, в ЛП КХД составила:

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle = -0,10 \pm 0,22 \text{ (стат.)} \pm 0,09 \text{ (сист.)}, \quad (8.3.2)$$

в интервале $0,06 < x < 0,22$ со средним значением $\langle x \rangle \approx 0,11$.

Источники систематической ошибки в измерении $\langle \Delta g/g \rangle$ приведены в таблице 8.3.2. Вклад в систематическую ошибку от параметров P_μ , P_t , f , $s/(s+b)$ и D оценивался таким же образом, как и для асимметрий $A^{\gamma N}$ (параграф 8.2.4). Вклады от ложных асиммет-

Интервалы		Средние значения отношения a_{LL}/D		
$p_T^{D^0}$ (ГэВ/c)	E_{D^0} (ГэВ)	$D_{K\pi}^0, D_{K\pi}^*$ и $D_{K_{sub}\pi}^*$ объединённые выборки	$D_{K\pi\pi^0}^*$ выборка	$D_{K\pi\pi\pi}^*$ выборка
0–0,3	0–30	0,65	0,62	0,64
0–0,3	30–50	0,68	0,65	0,63
0–0,3	> 50	0,76	0,74	0,74
0,3–0,7	0–30	0,46	0,42	0,38
0,3–0,7	30–50	0,50	0,46	0,41
0,3–0,7	> 50	0,56	0,53	0,52
0,7–1	0–30	0,26	0,19	0,25
0,7–1	30–50	0,26	0,21	0,25
0,7–1	> 50	0,29	0,26	0,30
1–1,5	0–30	0,00	–0,06	0,02
1–1,5	30–50	0,01	–0,05	0,04
1–1,5	> 50	0,05	–0,02	0,08
> 1,5	0–30	–0,23	–0,29	–0,26
> 1,5	30 – 50	–0,26	–0,31	–0,23
> 1,5	> 50	–0,27	–0,31	–0,22

Таблица 8.3.1: Средние значения $\langle a_{LL}/D \rangle$ для различных выборок D^0 мезонов в интервалах по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} .

рий и от допущения (8.2.9) определялись методом, изложенным том же параграфе. Для оценки влияния параметров Монте-Карло на определение a_{LL} моделировались события с различным набором параметров и вычислялась партонная асимметрия a_{LL} . Для каждого из этих тестов систематической ошибки вычислялась новая величина $\langle a_{LL}/D \rangle$ и значение $\langle \Delta g/g \rangle$ пересчитывалось для каждого интервала по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} . Систематическая ошибка в каждом из интервалов по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} определялась из среднего разброса величины $\langle \Delta g/g \rangle$ по отношению к значению полученному из основного анализа. Величина систематической ошибки поляризации глюонов за счёт a_{LL} была получена, как средневзвешенное систематических неопределённостей в каждом интервале.

Для проверки величины поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$, извлечённой из асимметрии $A^{\gamma N}$, был использован альтернативный подход определения веса сигнала w_S в методе взвешивания событий (параграф 8.2.2). Вместо фактора деполяризации D в весе сигнала исполь-

Источник	$\delta(\langle \Delta g/g \rangle)$	Источник	$\delta(\langle \Delta g/g \rangle)$
Поляризация пучка P_μ	0,005	$s/(s+b)$	0,007
Поляризация мишени P_t	0,005	Ложные асимметрии	0,080
Коэффициент растворения f	0,002	a_{LL}	0,015
Предположение (8.2.9)	0,025	Фактор деполяризации D	0,002
Полная систематическая неопределённость		0,086	

Таблица 8.3.2: Составные части систематической ошибки средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$, извлечённой из $A^{\gamma N}$ в ЛП КХД в интервале $0,06 < x < 0,22$.

зовалась партонная асимметрия $a_{LL} : w_S = P_\mu f a_{LL} s / (s + b)$. В этом случае, как показано в [137], возможно одновременное извлечение $\langle \Delta g/g \rangle$ и $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$. Как и при одновременном извлечении асимметрий сигнала и $A^{\gamma N}$ и фона $A_B^{\gamma N}$ (параграф 8.2.2), в итоге получается [137] 8 уравнений, но с 10 неизвестными вместо 12: $\langle \Delta g/g \rangle$, $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$ и по четыре коэффициента акцептанса $\alpha_{S,t}$ и $\alpha_{B,t}$.

Значения $\langle \Delta g/g \rangle$ и фоновой асимметрии $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$ были определены для каждой из 48 недель набора данных и отдельно для каждой из 5 выборок. Средневзвешенные значения этих величин приведены в таблице 8.3.3.

	$D_{K\pi}^*$	$D_{K\pi\pi^0}^*$	$D_{K\pi\pi\pi}^*$	$D_{K_{sub}\pi}^*$	$D_{K\pi}^0$
$\langle \Delta g/g \rangle$	$-0,192 \pm 0,305$	$-0,414 \pm 0,575$	$0,614 \pm 0,667$	$0,497 \pm 0,995$	$0,020 \pm 0,415$
$\langle A_B^{\gamma N} \rangle$	$+0,019 \pm 0,029$	$+0,051 \pm 0,035$	$+0,004 \pm 0,036$	$+0,004 \pm 0,047$	$-0,005 \pm 0,004$

Таблица 8.3.3: Значения $\langle \Delta g/g \rangle$ и $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$ для каждой из выборок D^0 . Ошибки статистические.

Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,06 < x < 0,22$ была получена, как средневзвешенное значений $\langle \Delta g/g \rangle$ в пяти выборках из таблицы 8.3.3:

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{LO} = -0,06 \pm 0,21 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)}, \quad (8.3.3)$$

со средней величиной $\langle x \rangle \approx 0,11$. Использование асимметрии a_{LL} в весе сигнала позволяет воспроизвести, описанное выше измерение $\langle \Delta g/g \rangle$ (8.3.2), с 5% выигрышем в статистической точности.

Основные источники систематической ошибки измерений $\langle \Delta g/g \rangle^{LO}$ приведены в таблице 8.3.4. Дополнительно к вкладам от ошибок в P_μ , P_t , f учитывались неопределённости в величинах a_{LL} и $s/(s+b)$. Относительные систематические ошибки от партонной асимметрии a_{LL} и чистоты сигнала $s/(s+b)$ составили 9% и 7% соответственно.

Для изучения ложных асимметрий выборка $D_{K\pi}^*$ была поделена надвое, используя критерии относящиеся к аппаратуре: например, испускание мягкого пиона налево или направо от входящего мюона. Полученные асимметрии, сравнимы в пределах статистической точности, что указывает на отсутствие ложных. Верхний предел на вклад в систематическую

ошибку, зависящих от времени эффектов акцептанса, был получен из разброса величин $\langle \Delta g/g \rangle$ и $\langle A_B^{\gamma N} \rangle$ в течении 48 недель набора данных. Полученная неопределённость 0.024 была оценена в предположении, что возможная нестабильность детектора проявляется одинаково, как для событий сигнала, так и фона. Аналогичное предположение было сделано в параграфе 8.2.2, чтобы уменьшить число неизвестных в уравнении (8.2.5) с 12 до 9. Поэтому для надёжности дополнительно был использован и более консервативный подход,

Источник	$\delta(\langle \Delta g/g \rangle)$	Источник	$\delta(\langle \Delta g/g \rangle)$
Поляризация пучка P_μ	0,003	$s/(s+b)$	0,004
Поляризация мишени P_t	0,003	Ложные асимметрии	0,080
Коэффициент растворения f	0,001	a_{LL}	0,005
Предположение (8.2.9)	0,025		
Полная систематическая неопределённость		0,084	

Таблица 8.3.4: Составные части систематической ошибки средней поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle^{LO}$, полученные в ЛП КХД в интервале $0,06 < x < 0,22$.

в котором предполагалось, что двойное отношение акцептансов для сигнала $\alpha_S^u \cdot \alpha_S^{d'}/\alpha_S^d \cdot \alpha_S^{u'}$ не коррелирует с соответствующим отношением для фоновых событий. Комбинация этих двух подходов даёт верхний предел 0.08 для возможного вклада от ложных асимметрий.

Неопределённость, возникающая от предположения постоянства³ величины $\Delta g/g$ в интервале $0,06 < x < 0,22$, была оценена следующим образом. Во-первых, пара предельных значений поляризации глюонов в этом интервале была взята в соответствии с распределением $\Delta g(x)/g(x) > 0$ из COMPASS КХД фита (параграф 8.3.2). Во-вторых, разница между этими двумя значениями $\Delta g/g$ использовалась, как смещение ("bias") в системе уравнений, из которых извлекались $\Delta g/g$ и $A_B^{\gamma N}$. Это смещение добавлялось ко всем $\langle \Delta g/g \rangle_{w_{\beta_S}}$ членам уравнений, в то время как члены $\langle \Delta g/g \rangle_{w_{\beta_S}}$ остались оставались неизменными. Новый интервал $\Delta g/g$, полученный в этом тесте, даёт относительную систематическую неопределённость из-за допущения (8.2.9). Возможные изменения $A_B^{\gamma N}$ изучались подобным образом, используя параметризацию инклюзивной асимметрии A_1^d [182]. Систематической неопределённостью в $\Delta g/g$ считалась наибольшая разница, полученного в основном анализе значения, со значениями этих тестов.

Итоги прямых методов измерения $\langle \Delta g/g \rangle$ в ЛП КХД

Полученное значение $\langle \Delta g/g \rangle$ (8.3.3), показано на рис. 8.3.1 вместе с другими измерениями поляризации глюонов в ЛП КХД методом "больших p_T " в экспериментах COMPASS [128, 132], SMC [126] и HERMES [127]. Для измерения методом "открытого очарования" пертурбативный масштаб составляет ~ 13 (ГэВ/с)², в то время как для всех других измерений ~ 3 (ГэВ/с)².

³ Аналогично предположению (8.2.9) для асимметрий в параграфе 8.2.2.

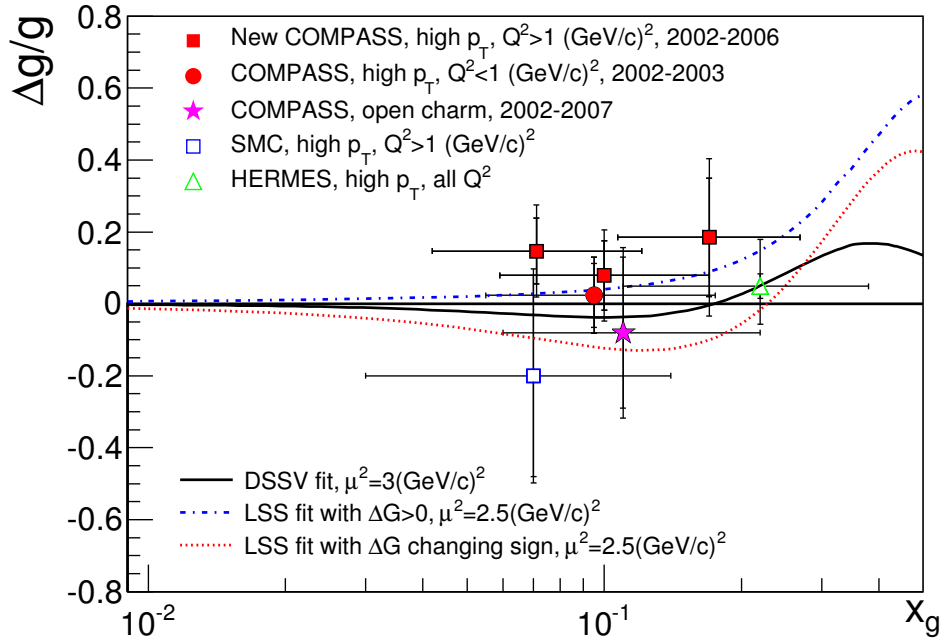


Рис. 8.3.1: Мировые результаты прямых измерений поляризации глюонов в ЛП КХД, выполненные методом "открытого очарования" и методом "больших p_T ". Горизонтальная черта указывает на интервал по x_g ($x_g \equiv x$) каждого измерения, а вертикальная на статистическую неопределённость или полную точность.

Кривые $\Delta g(x)/g(x)$, показанные на рис.8.3.1, результат глобальных КХД фитов [50, 51, 124] – LSS (Leader-Sidorov-Stamenov) и DSSV (De Florian-Sassot-Stratman-Vogelsang) – спиновых асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного ГНР. Они получены в следующем за ЛП КХД и, следовательно, не могут напрямую сравниваться с результатами, полученными в ЛП КХД. Тем не менее интересно отметить, что все они указывают на малую величину $\Delta g(x)/g(x)$ для значений $x \leq 0.20$.

8.3.2 Измерение $\Delta g/g$ в следующем за ЛП КХД

В ЛП КХД при извлечении $\Delta g/g$ учитывался только комбинаторный фон. В следующем за ЛП КХД приближении необходим учёт поправок, возникающих от физического фона. Примеры таких процессов, вносящих вклад в рождение $c\bar{c}$ пар в мюонном пучке, показаны на рис. 8.3.2. Помимо КХД поправок к механизму ФГС (рис. 8.3.2 а-с), существует ещё и вклад от лёгких кварков, где глюон, испускаемый лёгким кварком, порождает $c\bar{c}$ пару (рис. 8.3.2-d). Такой механизм просто увеличивает выход D^0 мезонов и не имеет никакого отношения к поляризации глюонов.

В данном разделе приводится краткое описание метода [183] вычисления поправок,

A_{corr} , которые добавлялись к асимметрии A^{γ^N} :

$$A^{\gamma^N} = \frac{a_{\text{LL}}}{D} \frac{\Delta g}{g} + A_{\text{corr}}, \quad (8.3.4)$$

где a_{LL} партонная асимметрия, вычисленная в следующем за ЛП КХД приближении. Вычисления в следующем за ЛП КХД поправок к асимметрии a_{LL} и оценки вклада от лёгких кварков основывались на КХД расчётах [184, 185] выполненных в пределе $Q^2 = 0$ фоторождения. Среднее значение Q^2 в кинематической области настоящего исследования составляло $0,6 \text{ (ГэВ}/c)^2$. Проверочные расчёты в ЛП КХД показали, что предел $Q^2 = 0$, использованный в вычислениях, является хорошей аппроксимацией для кинематической области COMPASS.

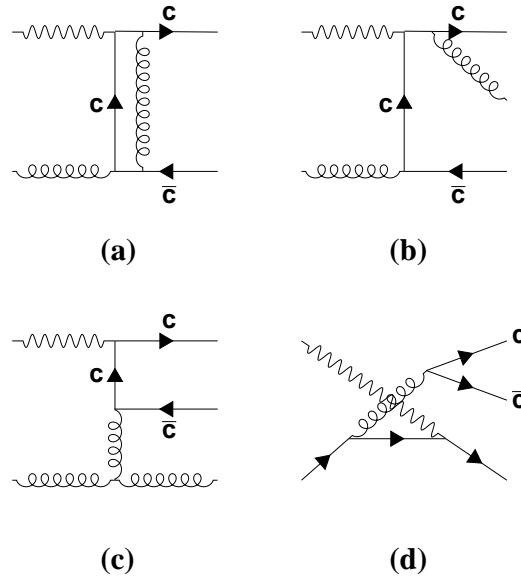


Рис. 8.3.2: Диаграммы в следующем за ЛП КХД приближении, вносящие вклад в рождение $c\bar{c}$ пар в пучке мюонов: а) виртуальная коррекция, б), в) тормозное излучение глюонов, d) фон от лёгких кварков.

В данном анализе реконструировался D^0 мезон из области фрагментации тока, тогда как второй очарованный мезон из области фрагментации мишени не восстанавливался оставаясь "невидимым". В работах [184, 185] в следующем за ЛП КХД вычислены полные интегральные сечения рождения одиночного c -кварка (мезона). Сечения интегрировались по кинематическим переменным "невидимого" второго кварка и испускаемого жёсткого глюона, присутствующего в процессе. Пределы интегрирования определялись доступным фазовым пространством, остающимся для "невидимых" партонов и определяющегося переменной x и кинематикой c -кварка из зарегистрированного D^0 мезона. Для каждого события Монте-Карло (с генератором AROMA, включающим партонные ливни) верхний

предел интегрирования по энергии жёсткого глюона из процесса $\gamma^*g \rightarrow c\bar{c}g$ извлекался из партонных переменных Мандельштама \hat{s} и \hat{t} , которые вычислялись из кинематики Монте-Карло событий. В частности \hat{s} извлекалась из переменных x , x_B и Q^2 , в то время как \hat{t} связана с кинематикой c -кварка из зарегистрированного D^0 мезона. Интегрирование по энергии жёсткого глюона, позволяет перейти от дифференциального сечения трёхчастичного конечного состояния ($c\bar{c}g$) к двухчастичному ($c\bar{c}$), которое добавлялось к сечению ФСГ в ЛП КХД. Этой процедурой достигается [185] устранение инфракрасной расходимости. Партоновая асимметрия a_{LL} в следующем за ЛП КХД приближении была получена из расчётов полуинклюзивного партонного сечения для спин-усреднённого и спин-зависимого случаев, используя формулы из работы [185]. Аналогичным образом вычислялась поправка A_{corr} от вклада лёгкого кварка. Следует подчеркнуть, что в этом методе оценки партонной асимметрии a_{LL} , только значения \hat{s} и \hat{t} взяты из Монте-Карло.

При извлечении поляризации глюонов, для согласованности с методом вычисления a_{LL} , асимметрия $\langle a_{LL}/D \rangle$, измеренная в интервалах по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} , была пересчитана для пяти одномерных интервалов по $p_T^{D^0}$. В таблице 8.3.5 для каждого интервала $p_T^{D^0}$ приведены средневзвешенные значения $\langle a_{LL}/D \rangle$ и A_{corr} . Поляризация глюонов вычислялась из $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ асимметрий, используя уравнение (8.3.4).

$p_T^{D^0}$ (ГэВ/с)	$D_{K\pi}^0, D_{K\pi}^*$ и $D_{K_{\text{sub}}\pi}^*$ объединённые выборки		$D_{K\pi\pi^0}^*$ выборка		$D_{K\pi\pi\pi}^*$ выборка	
	$\langle a_{LL}/D \rangle$	A_{corr}	$\langle a_{LL}/D \rangle$	A_{corr}	$\langle a_{LL}/D \rangle$	A_{corr}
0,0–0,3	–0,130	0,001	–0,127	0,002	–0,097	0,000
0,3–0,7	–0,241	0,003	–0,263	0,003	–0,240	0,001
0,7–1,0	–0,419	0,005	–0,460	0,004	–0,404	0,002
1,0–1,5	–0,574	0,008	–0,607	0,008	–0,572	0,006
> 1,5	–0,679	0,027	–0,710	0,020	–0,719	0,021

Таблица 8.3.5: Значения $\langle a_{LL}/D \rangle$ и A_{corr} в интервалах по $p_T^{D^0}$, полученные в следующем за ЛП КХД приближении для различных выборок D^0 мезонов.

Поправка A_{corr} для лёгкого кварка составила менее 5%, по сравнению с измеренными асимметриями. Средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,12 < x < 0,33$ в следующем за ЛП КХД, была получена, как средневзвешенное значение измерений $\Delta g/g$ по всем интервалам $p_T^{D^0}$:

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}} = -0,13 \pm 0,15 \text{ (стат.)} \pm 0,15 \text{ (сист.)}, \quad (8.3.5)$$

со средней величиной $\langle x \rangle \approx 0,20$.

В методе "открытого очарования" средняя величина x , при одном и том же экспериментальном акцептансе, зависит от порядка расчёта в КХД. Энергия в системе центра масс реакции ФГС, требуемая для рождения D^0 мезона, больше (рис. 8.3.3), если моделируется партонный ливень (следующее за ЛП КХД приближение), по сравнению с ЛП КХД, где партонный ливень не моделируется. Поэтому среднее значение $\langle x \rangle$, при котором измеряется поляризация глюонов в следующем за ЛП КХД $\langle x \rangle^{\text{NLO}} \approx 0,20$ выше, чем в ЛП КХД $\langle x \rangle^{\text{LO}} \approx 0,11$.

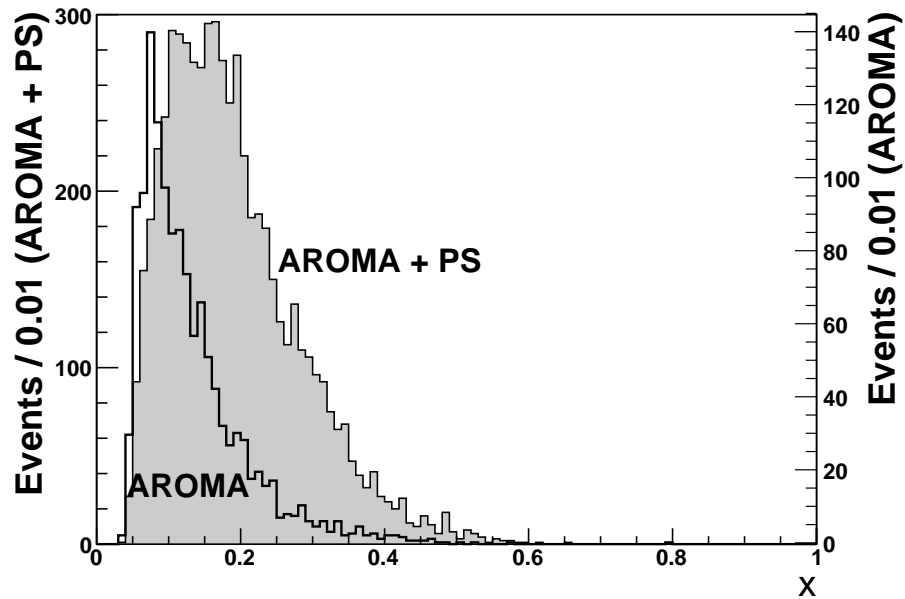


Рис. 8.3.3: Доля импульса нуклона x , переносимая взаимодействующим глюоном ($D_{K\pi}^*$ события Монте-Карло) в ЛП КХД без (помечено AROMA) и с партонными ливнями (AROMA + PS). Следует отметить различную нормировку распределений.

Источники систематической ошибки в величине $\langle \Delta g/g \rangle$ приведены в таблице 8.3.6. Вклады от P_μ , P_t , f , $s/(s+b)$ и D такие же, как и для $A^{\gamma N}$ асимметрий (параграф 8.2.4), и составляют 5%, 5%, 2%, 7% и 1.6% соответственно. Вклады от ложных асимметрий и от предположения (8.2.9) оценивались методом изложенным параграфе (8.3.1). Для учёта вклада партонной асимметрии a_{LL} , были рассмотрены её зависимости от масштаба перенормировки, значения массы очарованного кварка и моды генерирования событий в Монте-Карло. Масштаб перенормировки, выбранный равным масштабу факторизации [185], изменялся от m_c до $3m_c$: величина вклада от этого источника составила $\sim 0,1$. Изменение массы очарованного кварка в пределах от $1,3 \text{ ГэВ}/c^2$ до $1,6 \text{ ГэВ}/c^2$ дало вклад в систематическую ошибку $\sim 0,05$. Ошибка, связанная с методом моделирования событий в Монте-Карло, оценивалась влиянием на величину $\langle \Delta g/g \rangle$ включением и отключением партонных ливней в генераторе AROMA. Это позволило получить консервативную оценку на

Источник	$\delta(\langle\Delta g/g\rangle)$	Источник	$\delta(\langle\Delta g/g\rangle)$
Поляризация пучка P_μ	0,006	$s/(s+b)$	0,009
Поляризация мишени P_t	0,006	Ложные асимметрии	0,080
Коэффициент растворения f	0,003	a_{LL}	0,119
Предположение (8.2.9)	0,025	Фактор деполяризации D	0,002
Полная систематическая неопределённость		0,146	

Таблица 8.3.6: Составные части систематической ошибки поляризации глюонов $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$.

вклад от метода моделирования равную 0.04. Полная систематическая ошибка $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$ с учётом всех её источников составила ~ 0.15 .

КХД фит в следующем за ЛП КХД приближении

Измеренное значение поляризации глюонов $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$, было включено в КХД фит поляризованных партонных распределений. КХД фит был выполнен с помощью программы [186], которая ранее использовалась в эксперименте SMC. В этой программе производится численное интегрирование в пространстве (x, Q^2) и все КХД расчёты выполняются в схеме \overline{MS} [188]. В COMPASS уже использовалась программа SMC для анализа [47] измерений структурной функции g_1 . В новом фите, выполненном в этом анализе, использовались те же данные, что и в [47] с дополнительно включёнными 15 более поздними измерениями COMPASS асимметрии A_1^p [49] и измерением $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$. В **Приложении В** кратко рассмотрены особенности нового фита.

Распределение $\Delta g(x)/g(x)$, извлечённое из КХД фита, показано на рис. 8.3.4 со статистическими ошибками, извлечёнными из матрицы ошибок параметров. Измеренное значение поляризации глюонов $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$, согласуется в пределах $0,5$ стандартных отклонений с распределением $\Delta g(x)/g(x) < 0$, полученным из КХД фита COMPASS, и в пределах 2σ с распределением $\Delta g(x)/g(x) > 0$. Величины первых моментов ΔG составили $0,22 \pm 0,08$ (стат.) и $-0,34 \pm 0,12$ (стат.) для $\Delta g(x)/g(x) > 0$ и $\Delta g(x)/g(x) < 0$ распределений соответственно. Точность измерения поляризации глюонов недостаточна, чтобы однозначно определить знак заряда первого момента по результатам КХД фита. Исключение $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$ измерения из КХД фита, практически не изменяет величину отрицательного первого момента, в то время как величина положительного первого момента увеличивается до $0,39 \pm 0,07$ (стат.).

На рис. 8.3.4 также показаны результаты двух других глобальных КХД фитов DSSV (De Florian-Sassot-Stratman-Vogelsang) [51] и LSS (Leader-Sidorov-Stamenov) [124], в которых анализировались мировые данные по инклюзивным и полуинклюзивным асимметриям ГНР. В DSSV фите, распределение $\Delta g(x)/g(x)$ меняет знак при $x \approx 0,1$ и проходит примерно в $1,5\sigma$ выше $\langle\Delta g/g\rangle^{\text{NLO}}$ измерения COMPASS. В случае LSS фита получаются

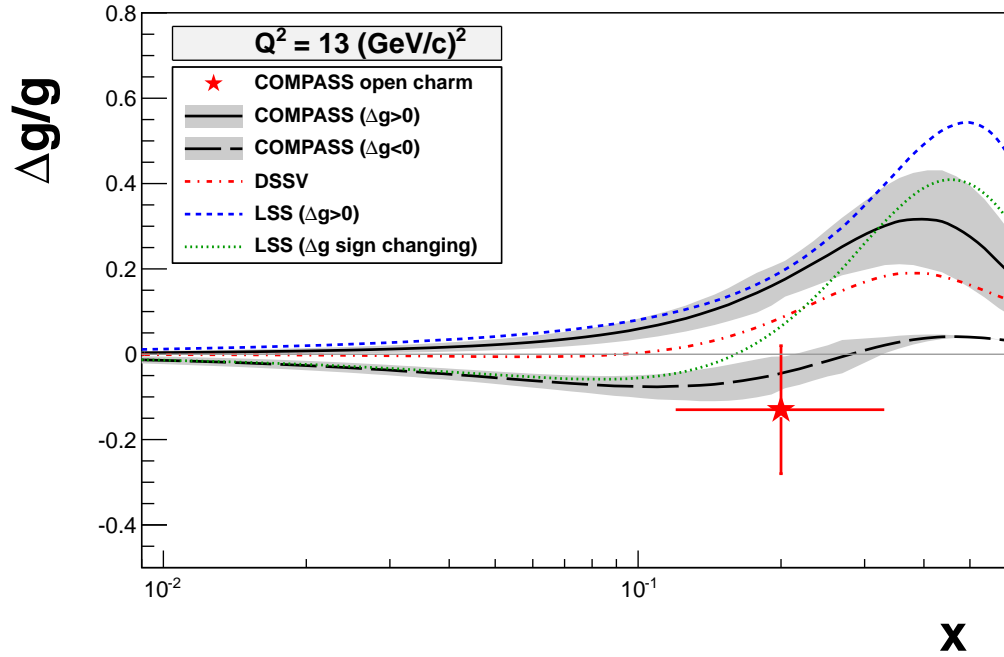


Рис. 8.3.4: Сравнение усреднённой поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$, вычисленной в следующем за ЛП КХД приближении, с распределениями $\Delta g(x)/g(x)$ извлечёнными из КХД фитов. Сплошной линией показано распределение $(\Delta g(x)/g(x)) > 0$, а штриховой линией распределение $(\Delta g(x)/g(x)) < 0$, полученные в КХД фите COMPASS. Кроме того, показаны распределения полученные в глобальных КХД фитах LSS (пунктирная и точечная кривые соответственно для $\Delta g(x)/g(x) > 0$ и для $\Delta g(x)/g(x)$ меняющей знак) и DSSV (пунктирно-точечная кривая).

два решения с положительным и меняющим знак значением $\Delta g(x)/g(x)$. Точность измерения $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$ не позволяет отдать предпочтение одному из них. Оба распределения имеют положительное значение $\Delta g(x)/g(x)$ при величинах (x, Q^2) настоящего измерения и проходят соответственно на 2σ и $1, 3\sigma$ выше экспериментальной точки.

8.4 Итоги измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$

Поляризация глюонов в нуклоне $\Delta g/g$ и виртуальные фотон-нуклонные асимметрии $A^{\gamma N}$ впервые в мировой практике изучались методом "открытого очарования", регистрируя D^0 мезоны в рассеянии поляризованных мюонов на поляризованной протонной или дейтронной мишени. Набор данных проходил в 2002-2004 и 2006-2007 годах. Механизм фотон-глюонного слияния ГНР рассматривался, как доминирующий источник рождения D^0 мезонов. В анализе пренебрегалось непертурбативной компонентой очарованного кварка в волновой функции нуклона ("intrinsic charm"), а вклад от взаимодействий флуктуирующих фотонов был также найден пренебрежимо малым. Среднее значение поляризации глюонов $\langle \Delta g/g \rangle$ извлекалось из фотон-нуклонных асимметрий $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$. Пертурбативный

масштаб измерений составлял $\langle \mu^2 \rangle \approx 13$ (ГэВ/с)².

- Поляризация глюонов в ЛП КХД.

Измеренная величина средней поляризации глюонов в интервале $0,06 < x < 0,22$ равна:

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{LO}} = -0,06 \pm 0,21 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)},$$

со средневзвешенным значением $\langle x \rangle \approx 0,11$. Величина $\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{LO}}$, вместе измеренными значениями $\Delta g/g$ в SMC [126], HERMES [127] и COMPASS [128] методом "больших p_T ", указывает на малое значение поляризации глюонов в области $x \sim 0,1$ (рис. 8.3.1), что в свою очередь может служить указанием на малую величину первого момента ΔG .

- Поляризация глюонов в следующем за ЛП КХД приближении.

В первый раз в мировой практике извлечена поляризация глюонов в следующем за ЛП КХД:

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}} = -0,13 \pm 0,15 \text{ (стат.)} \pm 0,15 \text{ (сист.)}.$$

В этом случае интервал измерения составил $0,12 < x < 0,33$, что привело к более высокой величине $\langle x \rangle \approx 0,20$.

- КХД фит в следующем за ЛП КХД приближении.

Значение $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$ было включено в КХД фит поляризованных распределений партонов. Распределения $\Delta g(x)/g(x)$, извлечённые из КХД фита, показаны на рис. 8.3.4. Величины первых моментов ΔG составили $0,22 \pm 0,08$ (стат.) и $-0,34 \pm 0,12$ (стат.) для распределений $\Delta g(x)/g(x) > 0$ и $\Delta g(x)/g(x) < 0$ соответственно при $Q^2 = 3$ (ГэВ/с)².

Измерение указывающее, что вклад глюонов, если он положителен, составляет $\Delta G \approx 0,2$, было подтверждено двумя глобальными КХД фитами поляризованных партонных распределений с учётом результатов RHIC по рождению π^0 и образованию струй. Оба КХД анализа показали, что знак ΔG положительный, а значения ΔG сопоставимы: $\Delta G = 0,19_{-0,05}^{+0,06}$ на 95% уровне достоверности при $x > 0,05$ DSSV2014 [52] фит и $\Delta G = 0,23 \pm 0,07$ при $0,05 < x < 0,5$ NNPDF [53] фит. Оба значения получены при $Q^2 = 10$ (ГэВ/с)².

Величина первого момента спиральности глюонов в последнем LSS (Leader-Sidorov-Stamenov) КХД анализе [54] мировых измерений спиновых асимметрий инклюзивного и полуинклюзивного ГНР составила: $\Delta G = 0,286 \pm 0,170$ при $Q^2 = 2,5$ (ГэВ/с)².

В настоящее время, существует два набора измерений ΔG (при $Q^2 \approx 3$ (ГэВ/с)² и $Q^2 = 10$ (ГэВ/с)²), указывающих на величину $\Delta G \approx 0,2$. Помимо различия в величине Q^2 , большие ошибки измерений не позволяют сделать более конкретных выводов. В будущем все надежды на более полное понимание вклада глюонов в спин нуклона связываются с электрон-ионным коллайдером [55], на котором будут доступны широкие кинематические интервалы по x и Q^2 .

Принимая во внимание, что значение $\Delta\Sigma \approx 0,25$ [52], а величина $\Delta G \approx 0,2$, то вклад орбитального момента кварков и глюонов в полный спин нуклона можно ожидать на уровне $L_{g,q} \approx 0,18$ в соответствии с правилом сумм спиральности нуклона (уравнение 1.2.17).

Глава 9

Заключение

Основные результаты диссертации:

- Впервые полностью реконструированные B_s^0 мезоны были использованы в поиске $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций. Было показано, что полностью реконструированные распады B_s^0 мезонов обеспечивают чувствительность к значительно большим значениям $\Delta m_{B_s^0}$, по сравнению с инклюзивными методами;
- Методы поиска $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций, представленные в диссертации, явились решающими в последующие годы для открытия $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций в Fermilab;
- Установлен нижний предел на частоту осцилляций B_s^0 мезона

$$\Delta m_{B_s^0} > 8,5 \text{ пс}^{-1} \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности с чувствительностью } 12,0 \text{ пс}^{-1};$$

- Установлен верхний предел на относительную разницу ширин распада $\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0}$ собственных массовых состояний B_s^0 мезона

$$\Delta\Gamma_{B_s^0}/\Gamma_{B_s^0} < 0,45 \text{ на } 95\% \text{ уровне достоверности};$$

- Измерено среднее время жизни B_s^0 мезона, которое находится в прекрасном согласии со средними мировыми значениями не только 2005 года (до открытия $B_s^0-\bar{B}_s^0$ осцилляций), но и последующих измерений

$$\tau_{B_s^0} = 1,46 \pm 0,11 \text{ пс};$$

- Впервые выполнены измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ наиболее модельно-независимым способом: методом "открытого очарования". Частицы с тяжёлым кварком (D^0 мезоны) впервые были использованы для изучения внутренней структуры нуклона;

- Измерена средняя величина поляризации глюонов в лидирующем порядке теории возмущений КХД (LO), в интервале $0,06 < x < 0,22$ долей импульса нуклона, приходящихся на взаимодействующие глюоны

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{LO}} = -0,06 \pm 0,21 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)} \quad \text{при } \langle x \rangle \approx 0,11;$$

- Измерена средняя величина поляризации глюонов в интервале $0,12 < x < 0,33$ в следующем за лидирующим порядке теории возмущений КХД (NLO)

$$\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}} = -0,13 \pm 0,15 \text{ (стат.)} \pm 0,15 \text{ (сист.)} \quad \text{при } \langle x \rangle \approx 0,20;$$

- В лидирующем порядке теории возмущений КХД методом "открытого очарования", получено указание на малое значение величины поляризации глюонов $\Delta g/g$ в области $x \sim 0,1$, которое подтверждается прямыми измерениями SMC, HERMES и COMPASS методом "больших p_T ".
- Из КХД анализа, в который было включено измеренное значение $\left\langle \frac{\Delta g}{g} \right\rangle^{\text{NLO}}$, получена оценка величины первого момента поляризации глюонов: $\Delta G = 0,22 \pm 0,08$. Это измерение было подтверждено позднее двумя глобальными КХД фитами поляризованных партонных распределений с учётом результатов RHIC по рождению π^0 и образованию струй.
- Результаты измерения поляризации глюонов $\Delta g/g$ (с последующим извлечением вклада спиральности глюонов ΔG в полный спин нуклона) показали, что для решения спинового кризиса, необходимо измерение вклада орбитальных моментов кварков и глюонов, а также, позволили предсказать величину этого вклада. В соответствии с правилом сумм спиральности нуклона ожидаемый вклад орбитального момента кварков и глюонов в полный спин нуклона составляет $\sim 18\%$

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Production Rate and Decay Lifetime Measurements of B_s^0 mesons at LEP using D_s and ϕ mesons, Z. Phys. **61** (1994) 407.
2. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Mean lifetime of the B_s^0 meson, Z. Phys. **71** (1996) 11.
3. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Performance of the DELPHI detector, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.
4. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Search for $B_s^0 - \overline{B}_s^0$ oscillations,

- Phys. Lett. **B 414** (1997) 382.
5. Г.Д. Алексеев ... О.М. Кузнецов и др. За коллаборацию DELPHI. Эксперимент DELPHI на LEP, Письма в ЭЧАЯ **N1[98]** (2000) 5.
 6. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations and B_s^0 lifetimes using hadronic decays of B_s^0 mesons, E. Phys. J. **C18** (2000) 229.
 7. P. Abreu ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Measurement of the B_s^0 lifetime and study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations using $D_s\ell$ events, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 555.
 8. J. Abdallah ... O. Kouznetsov et al. [DELPHI Collaboration], Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations using high-pt leptons, Eur. Phys. J. **C35** (2004) 35.
 9. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. Gluon polarisation measurement at COMPASS, Proceedings of the 33rd International Conference ICHEP'06, 26 July-2 August 2006 Moscow, Russia. Edited by A. Sissakian, G. Kozlov and El. Kolganova. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., (2007) 509.
 10. P. Abbon ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], The COMPASS experiment at CERN, Nucl. Instr. and Meth. **A577** (2007) 455.
 11. M.G. Alekseev ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], Direct Measurement of the Gluon Polarisation in the Nucleon via Charm Meson Production, CERN-PH-EP/2008-003, arXiv:0802.3023 [hep-ex].
 12. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. COMPASS experiment at CERN: Open charm results and future hadron program, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **187** (2009) 159.
 13. M.G. Alekseev ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], Gluon polarisation in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muoproduction, Phys. Lett. **B66** (2009) 301.
 14. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. COMPASS experiment at CERN: hadron spectroscopy and open charm results, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **233** (2012) 241.
 15. C. Adolph ... O. Kouznetsov et al. [COMPASS Collaboration], Leading and Next-to-Leading Order Gluon Polarisation in the Nucleon and Longitudinal Double Spin Asymmetries from Open Charm Muoproduction, Phys. Rev. **D87** (2013) 052018.
 16. O. Kouznetsov for the COMPASS Collaboration. The spin physics results from COMPASS, AIP Conf. Proc. **1654** (2015) 06000.

Благодарности:

Автор выражает глубокую признательность научному консультанту диссертации профессору Игорю Алексеевичу Савину за мотивацию, поддержку и разностороннюю помощь.

За годы работы в обоих экспериментах мне посчастливилось работать с талантливыми физиками и яркими людьми. Автор сердечно и искренне благодарит:

- членов группы "времен жизни и осцилляций" эксперимента DELPHI: Г. Борисова, М. Санера, Р. Checchia, М. Feindt, F. Parodi, F. Pierre, P. Roudeau и А. Stocchi;
- коллег из коллаборации COMPASS теоретиков и экспериментаторов: В. Алексахина, В. Badelek, G. Brona, А. Ефремова, С. Герасимова, J-M. Le Goff, N. d'Hose, В. Колосова, А. Корзенёва, А. Коциняна, S. Koblitz, К. Kurek, F. Kunne, А. Magnon, J. Pretz, F. Robinet и И. Савина.

Автор глубоко благодарен родным и близким друзьям за постоянное внимание и стимулирующий интерес на протяжении всего периода работы над диссертацией.

И наконец, наивысший балл моей замечательной жене Татьяне (она педагог) за мотивацию и терпение: когда, в тяжёлые минуты моего эпистолярного творчества, она начинала говорить, то казалось, что из-за туч выглядывает солнце.

Литература

- [1] Л.Б. Окунь. Физика элементарных частиц. Издательство OZON (2014).
- [2] С.В. Троицкий, УФН, т.**182** (2012) 77.
- [3] W.N. Cottingham, D.A. Greenwood. An Introduction to the Standard Model of Particle Physics. Cambridge University Press (2007).
- [4] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531; M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [5] J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Phys. Lett. **B576** (2003) 29.
- [6] C. Albajar et al. [UA1 Collaboration], Phys. Lett.**B186** (1987) 247; H. Albrecht et al. [ARGUS Collaboration], Phys. Lett. **B192** (1987) 245.
- [7] C. Gay, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 577.
- [8] R. Evans. Determination of the Neutral B Meson and Neutral B(s) Meson Mixing Matrix Elements in 2+1 Lattice QCD. ProQuest edition (2008).
- [9] C. Patrignani et al. [Particle Data Group], Chin. Phys. **C40** (2016) 1.
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [11] F. Amhis et al. [Heavy Flavor Averaging Group (HFLAV)], arXiv:1612.07233v1 [hep-ex] 21 Dec 2016.
- [12] M. Beneke, G. Buchalla and I. Dunietz, Phys. Rev. **D54** (1996) 4419, arXiv:hep-ph/9605259.
- [13] M. Beneke et al., Phys. Lett. **B459** (1998) 631.
- [14] D.Asner et al. [Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)], arXiv:1010.1589v3 [hep-ex] 6 Sep 2011.
- [15] A. Borgland, G. Borisov, P. Checchia, G. Eigen, **O. Kouznetsov**, L. Lyons, X. Moreau, F. Parodi, F. Pierre, P. Privitera, P. Roudeau and A. Stocchi, "Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations using inclusive leptons with large P_t ", Paper submitted to the ICHEP'98 Conference Vancouver, July 22-29, DELPHI 98-132 CONF 193 (1998).
- [16] J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C35** (2004) 35.
- [17] T. Jubb, M. Kirk, A. Lenz, and G. Tetlalmatzi-Xolocotzi, arXiv:1603.07770 [hep-ph] (2016); M. Artuso, G. Borisov, and A. Lenz, Rev. Mod. Phys. **88**, 045002 (2016), arXiv:1511.09466 [hep-ph]; these theory predictions are updates of the results of [18].
- [18] A. Lenz, Int. J. Mod. Phys. **A30** (2015) 1543005; A. Lenz, arXiv:1405.3601 [hep-ph](2014).
- [19] A. Bazavov et al. (Fermilab Lattice, MILC collaboration), Phys. Rev. **D93** (2016) 113016, arXiv:1602.03560 [hep-lat]; S. Aoki et al., arXiv:1607.00299 [hep-lat] (2016), see also <http://itpwiki.ki.unibe.ch/flag/>.
- [20] A. Hocker and Z. Ligeti, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56** (2006) 501.
- [21] M.B.Voloshin and M.A.Shifman, Sov. Phys. JETP **64** (1986) 698.
- [22] I.I. Bigi and N.G. Uraltsev, Phys. Lett. **B280** (1992) 271.

- [23] I.I. Bigi, *Nuovo Cimento* **A109** (1996) 713.
- [24] M. Neubert, *Int. J. Mod. Phys.* **A11** (1996) 4173.
- [25] M. Neubert and C. T. Sachrajda, *Nucl. Phys.* **B483** (1997) 339.
- [26] I.I. Bigi, The QCD perspective on lifetimes of heavy-flavour hadrons. ArXiv:hep-ph/9508408.
- [27] C. Tarantino, *Eur. Phys. J.* **C33** (2004) 895, arXiv:hep-ph/0310241; F. Gabbiani, A.I. Onishchenko and A.A. Petrov, *Phys. Rev.* **D68** (2003) 114006, arXiv:hep-ph/0303235.
- [28] Y.-Y. Keum and U. Nierste, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 4282, arXiv:hep-ph/9710512.
- [29] E. Leader, E. Predazzi. *An Introduction to Gauge Theories and Modern Particle Physics.* Cambridge University Press, 1996.
- [30] E. Leader. *Spin in Particle Physics.* Cambridge University Press (2001).
- [31] Ф. Клоуз. *Кварки и партоны.* Издательство Мир (1982).
- [32] W.K.H. Panofsky, *Proceedings of the 14th International Conference of High Energy Physics, Vienna, (1968)* 23.
- [33] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **119** (1969) 1547.
- [34] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 1415; J.D. Bjorken and E.A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- [35] S. Bass, *Rev. Mod. Phys.* **77** (2005) 1257.
- [36] S. Bass. *The Spin Structure of the Proton.* World Scientific Publishing (2007).
- [37] J.F. Cornwell. *Group Theory in Physics.* Academic Press, London, 1984.
- [38] R.D. Carlitz, J.C. Collins and A.H. Mueller, *Phys. Lett.* **B214** (1988) 229.
- [39] M.J. Alguard et al., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1261.
- [40] J. Ashman et al. [EMC Collaboration], *Phys. Lett.* **B206** (1988) 364.
- [41] J. Ashman et al. [EMC Collaboration], *Nucl. Phys.* **B328** (1989) 1.
- [42] J. Ellis and R. Jaffe, *Phys. Rev.* **D9** (1974) 1444; *ibid.* **D10** (1974) 1669.
- [43] G. Preparata and J. Soffer, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 1167.
- [44] E. Leader, A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, *Phys. Rev.* **D73** (2006) 034023.
- [45] R. Mertig and W.L. van Neerven, *Z. Phys.* **C70** (1996) 637; W. Vogelsang, *Phys. Rev.* **D54** (1996) 2023.
- [46] S.I. Adler and W. Bardeen, *Phys. Rev.* **182** (1969) 1517.
- [47] V.Yu. Alexakhin et al. [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett.* **B647** (2007) 8.
- [48] C. Adolph et al. [COMPASS Collaboration], *Phys. Rev.* **D87** (2013) 052018.
- [49] M.G. Alekseev et al. [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett.* **B690** (2010) 466.
- [50] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 072001.
- [51] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang, *Phys. Rev.* **D80** (2009) 034030.
- [52] D. de Florian et al., *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 012001.
- [53] E.N. Nocera et al., *Nucl. Phys.* **B887** (2014) 276.
- [54] E. Leader, A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, *Phys. Rev.* **D91** (2015) no.5, 054017; A.V. Sidorov private communications.
- [55] A. Accardi et al., *Électron Ion Collider: The Next QCD Frontier* BNL-98815-2012-JA, JLAB-PHY-12-1652 arXiv:1212.1701 December, 2014.
- [56] С.В. Семенов, *УФН*, **т.169** (1999) 937.
- [57] G.J. Barker. *b-Quark Physics with the LEP Collider.* Springer (2010).
- [58] M. Paulini, *J. Mod. Phys.* **A14**, No. 18 (1999) 2791.
- [59] S. Myers. *The LEP collider, from design to approval and commissioning.* Sixth John Adams Memorial Lecture. Report Number CERN-91-08.

- [60] B. Richter. Very high energy electron-positron colliding beams for the study of the weak interaction. CERN/ISR-LTD/76-9, (1976) 1
- [61] E. Fernandez et al. [MAC Collaboration], Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1022.
- [62] N. Lockyer et al. [MARKII Collaboration], Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1316.
- [63] W.-M. Yao et al. [Particle Data Group] , J. Phys. **G33** (2006) 1.
- [64] P. Aarnio et al. [DELPHI Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233.
- [65] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57.
- [66] J.D. Bjorken, S.L. Glashow, Phys. Lett. **11** (1964) 255; V.Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214; P. Tarjanne and V. Teplitz, Phys. Rev. Lett. **11** (1963) 447; Y. Hara, Phys. Rev. **B214** (1964) 134; D. Amati et al., Phys. Lett. **11** (1964) 190.
- [67] В. В. Владимировский, Препринты ИТЭФ-262, ИТЭФ-299 (1964), ИТЭФ-353 (1965)
- [68] L.B. Okun, Phys. Lett. **12** (1964) 250.
- [69] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [70] J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1402.
- [71] J-E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406.
- [72] G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1953.
- [73] W. Braunschweig et al. [DASP Collaboration], Phys. Lett. **B 57** (1975) 407.
- [74] G. Goldhaber et al. [MARKI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 255; I. Peruzzi et al. [MARKI Collaboration], Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 569.
- [75] D. Bernstein et al. [MARKIII Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A226** (1984) 301.
- [76] J.Z. Bai et al. [BES Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A344** (1994) 319; J.Z. Bai et al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3021.
- [77] H. Albrecht et al. [ARGUS Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A275** (1989) 1.
- [78] D. Andrews et al. [CLEO Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A211** (1989) 47.
- [79] D. Decamp et al. [ALEPH Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A294** (1990) 121.
- [80] B. Adeva et al. [L3 Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A289** (1990) 35; O. Adriani et al. Nucl. Instr. and Meth. **A302** (1991) 53; K. Deiters et al. Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 162.
- [81] K. Ahmet et al. [OPAL Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A305** (1991) 275.
- [82] J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C33** (2004) 307.
- [83] J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C32** (2004) 185.
- [84] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Z. Phys. **C70** (1996) 531.
- [85] M. Canepa, **O. Kouznetsov**, F. Parodi, P. Paganini, P. Roudeau, A. Stocchi, A. Ouraou and I. Ripp, "Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations", Results presented at Aspen, La Tuile and Moriond 1996 Conferences, DELPHI 96-45 CONF 617 (1996).
- [86] P.Billoir, A. Borgland, G. Borisov, M.Canepa, P. Checchia, G. Eigen, **O. Kouznetsov**, X. Moreau, F. Parodi, E. Piotta, P. Privitera, O.Røhne, P. Roudeau and A. Stocchi, "Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations. An update", Note for the Pre-Summer Conferences, DELPHI 97-66 PHYS 713 (1997).
- [87] P. Billoir, A. Borgland, G. Borisov, M. Canepa, P. Checchia, G. Eigen, **O. Kouznetsov**, X. Moreau, F. Parodi, E. Piotta, P. Privitera, O.Røhne, P. Roudeau and A. Stocchi, "Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations and measurement B_s^0 lifetime", Paper submitted to the HEP'97 Conference Jerusalem, August 19-26, DELPHI 97-75 CONF 61 (1997).
- [88] A. Borgland, G. Borisov, P. Checchia, G. Eigen, **O. Kouznetsov**, L. Lyons, X. Moreau, F. Parodi, F. Pierre, P. Privitera, P. Roudeau and A. Stocchi, "Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations and B_s^0 lifetime measurement using $D_s l$ events", Paper submitted to the ICHEP'98 Conference

- Vancouver, July 22-29, DELPHI 98-131 CONF 192 (1998).
- [89] A. Borgland, P. Checchia, G. Eigen, P. Kluit, **O. Kouznetsov**, F. Parodi, F. Pierre, O. Røhne, P. Roudeau and A. Stocchi, "Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations, measurement B_s^0 lifetime and limit on the lifetime difference", Paper submitted to the HEP'99 Conference Tampere, July 15-21, DELPHI 99-109 CONF 296 (1999).
- [90] T. Allendinger, G. Barker, M. Feindt, P. Kluit, **O. Kouznetsov**, F. Parodi, F. Pierre, P. Roudeau and A. Stocchi, "Search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations in DELPHI" Paper submitted to the ICHEP 2000 Conference Osaka, 27 July - 2 August, DELPHI 2000-104 CONF 403 (2000).
- [91] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C16** (2000) 555.
- [92] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Z. Phys. **C61** (1994) 407.
- [93] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Z. Phys. **C71** (1996) 11.
- [94] X. Fu et al. [CLEO Collaboration], "D_s-Lepton Charge Correlations in B Meson Decays: A Study of the D_s Meson Production Mechanism", CLEO CONF 95-11, EPS-0169 contribution to the ICHEP'95, Brussels, Belgium, 27 July-2 August 1995.
- [95] E. Golowich et al., Z. Phys. **C48** (1990) 89.
- [96] Combined Results on B_s^0 oscillations: results for summer 1998 conferences, LEP *b* oscillations working group, LEPBOSC NOTE 98/3, September 4th, 1998. – URL [http://www.cern.ch/LEPBOSC/combined results/vancouver_1998](http://www.cern.ch/LEPBOSC/combined%20results/vancouver_1998).
- [97] C. Caso et al. [Particle Data Group], Eur. Phys. J. **C3** (1998) 1.
- [98] P. Aarnio et al. [DELPHI Collaboration], Z. Phys. **C76** (1997) 579.
- [99] H.G. Moser and A. Roussarie, Nucl. Instr. Meth. **A384** (1997) 491.
- [100] A. Borgland, G. Borisov, P. Checchia, G. Eigen, **O. Kouznetsov**, L. Lyons, X. Moreau, F. Parodi, F. Pierre, P. Privitera, P. Roudeau and A. Stocchi, "Study of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations using exclusively reconstructed B_s^0 and D_s^\pm events", Paper submitted to the ICHEP'98 Conference Vancouver, July 22-29, DELPHI 98-133 CONF 194 (1998).
- [101] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C18** (2000) 229.
- [102] P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Z. Phys. **C68** (1995) 353.
- [103] G. Alexander et al. [OPAL Collaboration], Z. Phys. **C72** (1996) 1; D. Buskulic et al. [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. **B388** (1996) 648; P. Abreu et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C12** (2000) 225; R. Barate et al. [ALEPH Collaboration], Eur. Phys. J. **C16** (2000) 597.
- [104] T. Bergfeld et al. [CLEO Collaboration], "Measurements of the $B \rightarrow D_s + X$ Decays", CLEO-CONF 94-9, contribution to the XXVIIth ICHEP, Glasgow, U.K. (July 1994); H. Albrecht et al. [ARGUS Collaboration], Z. Phys. **C54** (1992) 1.
- [105] G. Blaylock, "Heavy Quark Lifetimes, Mixing and CP Violation", Presented at 19th International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High-Energies (LP 99), Stanford, California, 9-14 Aug 1999, hep-ex/9912038.
- [106] D. Buskulic et al. [ALEPH Collaboration], Eur. Phys. J. **C4** (1998) 367.
- [107] R. Aleksan, A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene and J.C. Raynal, Phys. Lett. **B316** (1993) 567.
- [108] P. Billoir, A. Borgland, G. Borisov, P. Checchia, G. Eigen, **O. Kouznetsov**, L. Lyons, X. Moreau, A. Ouraou, F. Parodi, F. Pierre, P. Privitera, O. Røhne, P. Roudeau and A. Stocchi, "The use of B_s^0 exclusively reconstructed events for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations measurement Results for the Winter Conferences 1998, DELPHI 98-31 CONF 126 (1998).
- [109] P. Billoir ... **O. Kouznetsov** et al., DELPHI 98-31 CONF 126, 3 April 1998; Proceedings of the Rencontres de Moriond '98, "98 Electroweak Interactions and Unified Theories"

- Edition Frontiers (1998) 401.
- [110] A. Heister et al. [ALEPH Collaboration], Eur. Phys. J. **C29** (2003) 143.
 - [111] A. Abulencia et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 062003; A. Abulencia et al., Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 242003, 2006.
 - [112] E. Barberio et al. [Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)], hep-ex/0603003 7 Dec 2005.
 - [113] Г.Д. Алексеев ... **О.М. Кузнецов** и др. За коллаборацию DELPHI. "Эксперимент DELPHI на LEP", Письма в ЭЧАЯ **N1[98]** (2000) 5.
 - [114] J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. **C28** (2003) 155.
 - [115] C. Patrignani et al. [Particle Data Group], J. Phys. **G33** (2006) 1.
 - [116] F. Amhis et al. [Heavy Flavor Averaging Group (HFAG)], arXiv:0704.3575v1 [hep-ex] 26 Apr 2007.
 - [117] B. Adeva et al. [SMC Collaboration], Phys. Rev. **D58** (1998) 112001.
 - [118] P.L. Anthony et al. [E155 Collaboration], Phys. Lett. **B463** (1999) 339.
 - [119] A. Airapetian et al. [HERMES Collaboration], Phys. Rev. **D75** (2007) 012007; erratum, *ibid.* **D76** (2007) 039901.
 - [120] K.V. Dharmawardane et al. [CLAS Collaboration], Phys. Lett. **B641** (2006) 11.
 - [121] A. Adare et al. [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 012003.
 - [122] B.I. Abelev et al. [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 232003.
 - [123] E. Leader, Phys. Rev. **D83** (2011) 096012.
 - [124] E. Leader, A.V. Sidorov and D.B. Stamenov, Phys. Rev. **D82** (2010) 114018.
 - [125] A. Bravar, D. von Harrach and A. Kotzinian, Phys. Lett. **B421** (1998) 349.
 - [126] B. Adeva et al. [SMC Collaboration], Phys. Rev. **D70** (2004) 012002.
 - [127] A. Airapetian et al. [HERMES Collaboration], JHEP **1008** (2010) 130.
 - [128] E.S. Ageev et al. [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. **B633** (2006) 25.
 - [129] M. Glück, E. Reya and C. Sieg, Eur. Phys. J. **C20** (2001) 271.
 - [130] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP **0605** (2006) 026.
 - [131] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 108.
 - [132] M.G. Alekseev et al. [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. **B718** (2013) 992.
 - [133] J.J. Aubert et al. [EMC Collaboration], Nucl. Phys. **B213** (1983) 31.
 - [134] B. W. Harris, J. Smith and R. Vogt, Nucl. Phys. **B461** (1996) 181.
 - [135] M.G. Alekseev et al. [COMPASS Collaboration], Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2253.
 - [136] M.G. Alekseev et al. [COMPASS Collaboration], CERN-PH-EP/2008-003, arXiv:0802.3023 [hep-ex].
 - [137] M.G. Alekseev et al. [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. **B676** (2009) 31.
 - [138] A. Bravar, K. Kurek and R. Windmolders, Comput. Phys. Commun. **105** (1997) 42.
 - [139] G. Baum et al., CERN-SPSLC-96-14, CERN-SPSLC-P-297 (1996).
 - [140] J. Bisplinghoff et al., Nucl. Instr. and Meth. **A490** (2002) 101.
 - [141] H. Angerer et al., Nucl. Instr. and Meth. **A512** (2003) 229.
 - [142] D. Thers et al., Nucl. Instr. and Meth. **A469** (2001) 133.
 - [143] M.C. Altunbas et al., Nucl. Instr. and Meth. **A490** (2002) 177.
 - [144] V.N. Bychkov et al., Particles and Nuclei Letters, **2** (2002) 111.
 - [145] E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. **A217** (1983) 30.
 - [146] C. Bernet et al., Nucl. Instr. and Meth. **A550** (2005) 217.
 - [147] E. Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. **A502** (2003) 112.
 - [148] J. Ball et al., Nucl. Instr. and Meth. **A498** (2003) 101.
 - [149] Ю.Ф. Киселев, Техника поляризованных мишеней, ФЭЧАЯ 2000, т. **31**, вып.3, (2000).
 - [150] P. Abbon et al. [COMPASS Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. **A577** (2007) 455.

- [151] A. Abragam and M. Goldman, Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 395.
- [152] **O. Kouznetsov** for the COMPASS Collaboration. "Gluon polarisation measurement at COMPASS", Proceedings of the 33rd International Conference ICHEP'06, 26 July-2 August 2006 Moscow, Russia. Edited by A. Sissakian, G. Kozlov and El. Kolganova. Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., (2007) 509.
- [153] **O. Kouznetsov** for the COMPASS Collaboration. "Gluon helicity contribution to the nucleon spin measured by COMPASS", Baryons07, Seoul, South Korea 11-15 June (2007).
- [154] **O. Kouznetsov** for the COMPASS Collaboration. "COMPASS experiment at CERN: Open charm results and future hadron program", Nucl. Phys. Proc. Suppl. **187** (2009) 159.
- [155] **O. Kouznetsov** for the COMPASS Collaboration. "COMPASS experiment at CERN: hadron spectroscopy and open charm results", Nucl. Phys. Proc. Suppl. **233** (2012) 241.
- [156] **O. Kouznetsov** for the COMPASS Collaboration. "The spin physics results from COMPASS", AIP Conf. Proc. **1654** (2015) 06000.
- [157] **O. Kouznetsov** "D⁰ analysis". Talk. – 08/2004. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/collaboration/2004/04_aug/.
- [158] **O. Kouznetsov** "D⁰ with the new Likelihood RICH code". Talk. – 08/2005. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/collaboration/2005/co_0508/.
- [159] **O. Kouznetsov** "Status of open charm analysis". Talk. – 02/2006. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/collaboration/2006/co_0602/.
- [160] **O. Kouznetsov** "Performance of ECALs in 2006". Talk. – 03/2007. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/collaboration/2007/co_0703/.
- [161] **O. Kouznetsov** "D⁰ mesons (2003 data)". Talk. – 06/2004. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2004/am_040624/.
- [162] **O. Kouznetsov** "D⁰ with 2003 data (update)". Talk. – 07/2004. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2004/am_040729/.
- [163] **O. Kouznetsov** "D⁰ with the new Likelihood RICH code I". Talk. – 05/2005. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2005/am_050526/.
- [164] **O. Kouznetsov** "D⁰ with the new Likelihood RICH code II". Talk. – 06/2005. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2005/am_050630/.
- [165] **O. Kouznetsov** "Open charm and Likelihood". Talk. – 12/2005. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2005/am_051215/.
- [166] **O. Kouznetsov** "D⁰ → Kππ⁰ signal in 2004 data (Ecal2) and projections for 2006 data (for both calorimeters Ecal1 & Ecal2)". Talk. – 09/2006. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2006/am_060928/.
- [167] **O. Kouznetsov** "Status of data quality from Ecals". Talk. – 12/2006. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2006/am_061214/.
- [168] **O. Kouznetsov** "Performance of ECALs in 2006". Talk. – 01/2007. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2007/am_070116/.
- [169] **O. Kouznetsov** "Performance of ECALs in 2006, an update". Talk. – 02/2007. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2007/am_070222/.
- [170] **O. Kouznetsov** "Latest results/improvements in the calorimetry of COMPASS (D⁰ → Kππ⁰ signal in 2007 data)". Talk. – 03/2008. – URL http://wwwcompass.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2008/am_080327/.
- [171] G. Brona, G.M. Le Goff, S. Koblitz, **O. Kouznetsov**, K. Kurek and F. Robinet, "Measurement of Δg/g via Open Charm on 2002, 2003 and 2004", COMPASS Note

2006-XX, 6 April 2006.

- [172] G. Ingelman, J. Rathsman and G.A. Schuler, *Comput. Phys. Commun.* **101** (1997) 135.
- [173] S. Agostinelli et al. [GEANT4 Collaboration], *Nucl. Instr. and Meth.* **A506** (2003) 250; J. Allison et al., *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* **53** (2006) 270.
- [174] J. Pretz and J.M. Le Goff, *Nucl. Instr. and Meth.* **A602** (2009) 594.
- [175] J. Pretz, *Nucl. Instr. and Meth.* **A659** (2011) 456.
- [176] R. Sulej, K. Zaremba, K. Kurek and E. Rondio, *Measur. Sci. Tech.* **18** (2007) 2486.
- [177] S.J. Brodsky, C. Peterson and N. Sakai, *Phys. Rev.* **D23** (1981) 2745.
- [178] J. Alwall, arXiv:hep-ph/0508126; J. Alwall and G. Ingelman, *Phys. Rev.* **D71** (2005) 094015.
- [179] S. Chekanov et al. [ZEUS Collaboration], *Eur. Phys. J.* **C65** (2010) 65.
- [180] F.D. Aaron et al. [H1 Collaboration], *Phys. Lett.* **B686** (2010) 91.
- [181] H. Jung, *Comput. Phys. Commun.* **86** (1995) 147.
- [182] V.Yu. Alexakhin, et al. [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett.* **B647** (2007) 330.
- [183] K. Kurek, *J. Phys. Conf. Ser.* **295** (2011) 012065.
- [184] W. Beenakker, H. Kuijf, W.L. Neerven and J. Smith, *Phys. Rev.* **D40** (1989) 54; J. Smith and W.L. Neerven, *Nucl. Phys.* **B374** (1992) 36.
- [185] I. Bojak and M. Stratmann, *Phys. Lett.* **B433** (1998) 411; I. Bojak and M. Stratmann, *Nucl. Phys.* **B540** (1999) 345.
- [186] B. Adeva et al. [SMC Collaboration], *Phys. Rev.* **D58** (1998) 112002.
- [187] C. Adolph et al. [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett.* **B753** (2016) 18.
- [188] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling and R.S.Thorne, *Phys. Lett.* **B604** (2004) 61.

Приложение А

Процедура b -мечения

Процедура b -мечения ("b-tagging") [83,84] позволяет из адронных $Z^0 \rightarrow h^+h^-$ распадов получить обогащённую $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ событиями выборку.

Прицельные параметры являются основной для вычисления переменной b -мечения, b_{tag} . Пространственный прицельный параметр определяется, как минимальное расстояние между восстановленной вершиной первичного e^+e^- взаимодействия и траекторией трека. Треки от распадов долгоживущих частиц имеют существенно большие прицельные параметры, чем треки из первичной вершины, для которых прицельные параметры в пределах ошибок сопоставимы с нулём. Времена жизни B адронов составляют около 1.6 пс, что соответствует расстояниям пролёта до распада порядка 3 мм для B адронов с типичной энергией 35 ГэВ в двух-струйных событиях от распада Z^0 . Соответственно прицельные параметры для треков из вторичной B -вершины по отношению к первичной e^+e^- вершине имеют ненулевые значения составляющие $c\tau \sim 400$ мкм. Разрешение вершинного детектора DELPHI (параграф 2.2), который имеет решающее значение для измерения прицельных параметров, составляло порядка 8-9 мкм, при этом разрешение в плоскости перпендикулярной к пучку было чуть выше, чем вдоль его направления.

Для построения комбинированной переменной b -мечения использовались [82] четыре дискриминантные переменные, которые сильно коррелируют с наличием B адрона в событии, но слабо коррелируют между собой.

1. Вероятность того, что треки от адронных $Z^0 \rightarrow h^+h^-$ распадов, образующие в полусфере струю, принадлежат первичной вершине. Для событий без B адронов, значения этой переменной должны быть равномерно распределены между нулём и единицей. Для струй содержащих B адрон, из-за больших прицельных параметров по отношению к первичной вершине частиц от его распада, эта вероятность мала.
2. Быстрота треков, формирующих вторичную вершину (рис. 9.0.1-а). Быстрота вычислялась по отношению с оси струи. Частицы из области фрагментации в среднем имеют меньшие быстроты [102], чем частицы от распада B адронов.
3. Отношение энергии треков, принадлежащих вторичной вершине, к полной энергии струи. Рассматривалась энергия только заряженных частиц. Для распадов B адронов это отношение в большинстве случаев близко к единице.
4. Инвариантная масса частиц, включённых во вторичную вершину. Эта масса в $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$ событиях обычно не превышает 1,8 ГэВ/ c^2 , в то время, как для $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ событий, она может быть в три раза выше.

Построение комбинированной переменной b -мечения в общем виде задаётся следующим

образом:

$$b_{tag} = \frac{f^{bkg}(x_1, \dots, x_n)}{f^{sig}(x_1, \dots, x_n)}, \quad (9.0.1)$$

где x_1, \dots, x_n являются дискриминационными переменными, а $f^{bkg}(x_1, \dots, x_n)$, $f^{sig}(x_1, \dots, x_n)$ функции плотностей вероятности фоновых и $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ распадов соответственно. Критерий $b_{tag} < b_{tag0}$, изменением значения b_{tag0} , позволяет выделять $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ распады с необходимой чистотой или эффективностью. Переменную b -мечения можно использовать для струй, полусфер или всего события, отбирая события с B адронами или без них.

Вычисление комбинированной переменной b -мечения существенно упрощается, если дискриминантные переменные независимы (в теории) или слабо коррелируют между собой (на практике). В этом случае:

$$b_{tag} = \frac{f^{bkg}(x_1, \dots, x_n)}{f^{sig}(x_1, \dots, x_n)} = \prod_i \frac{f^{bkg}(x_i)}{f^{sig}(x_i)}. \quad (9.0.2)$$

Сравнение переменной b_{tag} для реальных данных и Монте-Карло, демонстрирующее возможность выделения $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ распадов для получения выборки высокой чистоты, показано на рис. 9.0.1-b.

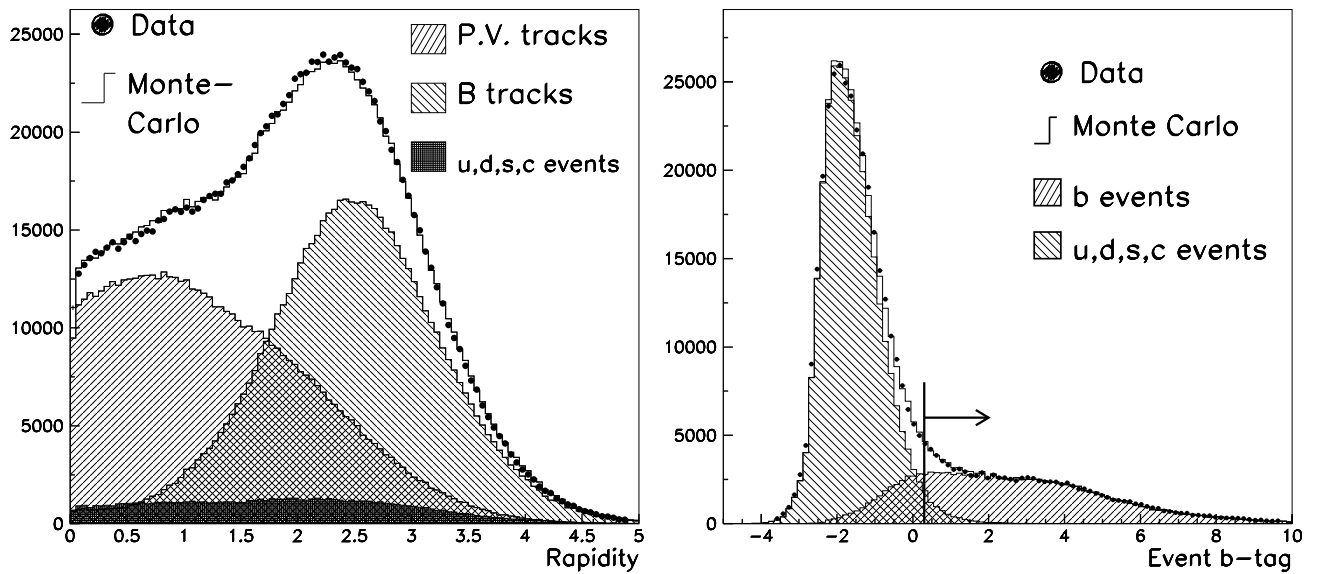


Рис. 9.0.1: Распределения быстрот треков (слева) и переменной b -мечения (справа) нормированные на полное количество событий. Показано сравнение реальных данных с $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ событиями из Монте Карло, где q является, либо b , либо u, d, s, c кварком. Вклад распадов $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ является доминирующим для событий с быстротами треков более 1.7. Основанием стрелки обозначена минимальная величина переменной b -мечения для выделения выборки $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ событий с чистотой 94%. На рисунке $b - tag \equiv b_{tag}$.

Приложение Б

Таблицы фотон-нуклонных асимметрий $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$

Интервалы		$A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (ГэВ/с) ²	$\langle p_T^{D^0} \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle E_{D^0} \rangle$ (ГэВ)	$\langle D \rangle$
$p_T^{D^0}$ (ГэВ/с)	E_{D^0} (ГэВ)						
0–0,3	0–30	$-0,90 \pm 0,63 \pm 0,11$	0,50	0,46	0,19	24,3	0,62
0–0,3	30–50	$-0,19 \pm 0,48 \pm 0,06$	0,60	0,69	0,20	39,1	0,74
0–0,3	> 50	$+0,07 \pm 0,68 \pm 0,06$	0,69	1,17	0,20	59,2	0,84
0,3–0,7	0–30	$-0,18 \pm 0,37 \pm 0,04$	0,51	0,47	0,51	24,6	0,63
0,3–0,7	30–50	$+0,10 \pm 0,26 \pm 0,04$	0,60	0,62	0,51	39,5	0,75
0,3–0,7	> 50	$-0,04 \pm 0,36 \pm 0,05$	0,69	0,73	0,51	59,0	0,83
0,7–1	0–30	$-0,42 \pm 0,44 \pm 0,05$	0,50	0,45	0,85	24,7	0,62
0,7–1	30–50	$-0,36 \pm 0,29 \pm 0,04$	0,61	0,60	0,85	39,2	0,75
0,7–1	> 50	$+1,49 \pm 0,42 \pm 0,15$	0,69	0,76	0,84	58,6	0,83
1–1,5	0–30	$-0,30 \pm 0,35 \pm 0,03$	0,54	0,41	1,23	25,3	0,66
1–1,5	30–50	$+0,13 \pm 0,23 \pm 0,01$	0,64	0,55	1,24	39,2	0,77
1–1,5	> 50	$-0,20 \pm 0,33 \pm 0,02$	0,71	0,73	1,24	58,3	0,85
> 1,5	0–30	$+0,38 \pm 0,49 \pm 0,04$	0,56	0,47	1,84	25,6	0,69
> 1,5	30–50	$0,00 \pm 0,25 \pm 0,02$	0,65	0,70	1,92	39,9	0,79
> 1,5	> 50	$+0,36 \pm 0,33 \pm 0,04$	0,69	0,60	1,95	59,9	0,86

Таблица 9.0.1: Комбинированные асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ для $D_{K\pi}^0$, $D_{K\pi}^*$ и $D_{K_{\text{sub}}\pi}^*$ выборок в интервалах по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} , а также средневзвешенные (с w_S^2) значения кинематических переменных. Первая неопределённость статистическая, а вторая систематическая.

Интервалы		$A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (ГэВ/с) ²	$\langle p_T^{D^0} \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle E_{D^0} \rangle$ (ГэВ)	$\langle D \rangle$
$p_T^{D^0}$ (ГэВ/с)	E_{D^0} (ГэВ)						
0–0,3	0–30	$-0,63 \pm 1,29 \pm 0,08$	0,52	0,75	0,19	24,4	0,65
0–0,3	30–50	$+0,27 \pm 1,17 \pm 0,06$	0,67	0,65	0,20	38,8	0,81
0–0,3	> 50	$-2,55 \pm 2,00 \pm 0,27$	0,72	1,12	0,19	59,3	0,86
0,3–0,7	0–30	$-0,24 \pm 0,80 \pm 0,04$	0,53	0,51	0,52	24,3	0,65
0,3–0,7	30–50	$+0,49 \pm 0,69 \pm 0,06$	0,65	0,65	0,51	39,0	0,79
0,3–0,7	> 50	$-1,28 \pm 1,03 \pm 0,14$	0,72	0,77	0,51	59,1	0,86
0,7–1	0–30	$+0,55 \pm 0,95 \pm 0,06$	0,53	0,41	0,84	24,6	0,65
0,7–1	30–50	$-0,53 \pm 0,76 \pm 0,06$	0,63	0,53	0,86	39,4	0,77
0,7–1	> 50	$-0,17 \pm 1,00 \pm 0,03$	0,73	0,80	0,85	58,2	0,88
1–1,5	0–30	$+1,35 \pm 0,86 \pm 0,14$	0,54	0,38	1,24	25,4	0,67
1–1,5	30–50	$-0,11 \pm 0,51 \pm 0,01$	0,64	0,59	1,25	39,6	0,78
1–1,5	> 50	$-0,05 \pm 0,78 \pm 0,01$	0,74	0,62	1,25	58,3	0,88
> 1,5	0–30	$-0,19 \pm 1,14 \pm 0,03$	0,56	0,52	1,80	25,7	0,70
> 1,5	30–50	$-0,23 \pm 0,51 \pm 0,03$	0,66	0,66	1,88	40,0	0,80
> 1,5	> 50	$+0,26 \pm 0,90 \pm 0,04$	0,74	0,88	1,92	57,3	0,88

Таблица 9.0.2: Асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ для $D_{K\pi\pi^0}^*$ выборки в интервалах по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} , а также средневзвешенные (с w_S^2) значения кинематических переменных. Первая неопределённость статистическая, а вторая систематическая.

Интервалы		$A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$	$\langle y \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ (ГэВ/с) ²	$\langle p_T^{D^0} \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle E_{D^0} \rangle$ (ГэВ)	$\langle D \rangle$
$p_T^{D^0}$ (ГэВ/с)	E_{D^0} (ГэВ)						
0–0,3	0–30	$+7,03 \pm 4,74 \pm 0,71$	0,46	0,38	0,22	27,7	0,58
0–0,3	30–50	$-2,05 \pm 1,10 \pm 0,21$	0,60	0,72	0,20	40,6	0,74
0–0,3	> 50	$+0,17 \pm 1,83 \pm 0,05$	0,69	0,88	0,20	59,1	0,84
0,3–0,7	0–30	$-0,59 \pm 1,74 \pm 0,06$	0,52	0,31	0,53	27,8	0,71
0,3–0,7	30–50	$+1,00 \pm 0,54 \pm 0,11$	0,61	0,44	0,52	39,7	0,80
0,3–0,7	> 50	$-1,75 \pm 0,84 \pm 0,18$	0,68	0,70	0,51	60,2	0,84
0,7–1	0–30	$+2,91 \pm 2,61 \pm 0,30$	0,45	0,26	0,84	27,7	0,61
0,7–1	30–50	$+1,42 \pm 0,57 \pm 0,15$	0,64	0,57	0,85	40,9	0,81
0,7–1	> 50	$+1,69 \pm 0,81 \pm 0,17$	0,69	0,58	0,86	60,9	0,84
1–1,5	0–30	$-1,89 \pm 2,64 \pm 0,19$	0,46	0,31	1,22	27,7	0,64
1–1,5	30–50	$-0,45 \pm 0,51 \pm 0,05$	0,63	0,58	1,23	41,1	0,79
1–1,5	> 50	$+1,06 \pm 0,66 \pm 0,11$	0,71	0,77	1,24	61,8	0,86
> 1,5	0–30	$+1,64 \pm 3,52 \pm 0,17$	0,46	0,40	1,84	28,1	0,72
> 1,5	30–50	$+0,44 \pm 0,68 \pm 0,05$	0,65	0,75	1,95	42,2	0,78
> 1,5	> 50	$+0,08 \pm 0,63 \pm 0,02$	0,74	0,77	2,03	64,4	0,88

Таблица 9.0.3: Асимметрии $A^{\gamma N \rightarrow D^0 X}$ $D_{K\pi\pi\pi}^*$ выборки в интервалах по $p_T^{D^0}$ и E_{D^0} , а также средневзвешенные (с w_S^2) значения кинематических переменных. Первая неопределённость статистическая, а вторая систематическая.

Приложение В

Процедура КХД анализа

В этом приложении кратко изложена новая процедура фитирования в следующем за ЛП КХД, включающая измеренное значение $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$. В предыдущей версии [47] для распределения спиральности глюонов использовалась параметризация в виде:

$$\Delta g(x) = \frac{\eta_g x^{\alpha_g} (1-x)^{\beta_g}}{\int_0^1 x^{\alpha_g} (1-x)^{\beta_g} dx}. \quad (9.0.3)$$

Здесь η_g является интегралом $\Delta g(x)$, $\eta_g \equiv \Delta G$. Такая же параметризация применялась для синглетного, несинглетного распределений спиральности кварков и глюонов. Дополнительно для синглетного распределения кварков в $\eta_g > 0$ фите был добавлен фактор $(1 + \gamma x)$, чтобы разрешить изменение знака. При больших значениях x параметр распределения спиральности глюонов фиксируется значением $\beta_g = 10$ в $\eta_g > 0$ фите, таким образом число свободных параметров остаётся равным 10.

В следующем за ЛП КХД, используя все инклюзивные данные с $Q^2 > 1(\text{ГэВ}/c)^2$, были выполнены два фита: один с $\eta_g > 0$ и другой с $\eta_g < 0$. В обоих случаях значения χ^2 имеют сопоставимые величины. В новом фите использовались те же данные, что и в [47] с дополнительно включёнными 15 более поздними [49] измерениями COMPASS инклюзивной асимметрии A_1^p . Как и в предыдущем фите, число свободных параметров было равно десяти и рассматривались только статистические ошибки. Так как в ФГС, невозможно (параграф 7.1) точное вычисление x , то вклад от нового измерения учитывался как среднее следующим образом:

$$\langle R_g \rangle = \frac{1}{(0,33 - 0,12)} \int_{0,12}^{0,33} \left[\frac{\Delta g}{g}(x, Q^2 = 13) \right] dx, \quad (9.0.4)$$

который изменялось в течение фита при любом изменении параметров глюона или синглет кварка. Полученная величина $\langle R_g \rangle$, сравнивалась с результатом из метода открытого очарования $v_{\text{OC}} = -0,13$ со статистической ошибкой $\sigma_{\text{OC}} = 0,15$ и χ^2 увеличенным на $(\langle R_g \rangle - v_{\text{OC}})^2 / \sigma_{\text{OC}}^2$. Неполяризованное распределение глюонов $g(x, Q^2)$ в выражении (9.0.4) взято из MRST04 параметризации [188]. В отличии от предыдущих параметризаций той же группы, MRST04 предсказывает медленное уменьшение глюонного распределения при больших x , $(1-x)^\beta$ с $\beta \sim 3-4$. Из-за этого выбор $\beta_g = 10$ для фита $\eta_g > 0$ [47] приводит к сильному увеличению $\Delta g/g$, что в свою очередь генерирует спад (углубление) в фитированном распределении $g_1^d(x)$ в районе $x = 0,25$ для малых значений Q^2 , а также приводит в некоторых случаях к очень асимметричным ошибкам из-за наложенных

условий позитивности $|\Delta g(x)| \leq g(x)$.

Для избежания этих нефизических особенностей значение β_g было зафиксировано равным 6 в фите с $\eta_g > 0$. Измеренное значение $\langle \Delta g/g \rangle^{\text{NLO}}$ не влияет на фит $\Delta g(x) < 0$, где $\eta_g = -0,34 \pm 0,12$ с учётом или без учёта этого измерения. В тоже время оно сильно влияет на положительное значение η_g , уменьшая его с $\eta_g = 0,39 \pm 0,07$ (стат.) до $\eta_g = 0,22 \pm 0,08$ (стат.) при $Q^2 = 3(\Gamma\text{ЭВ}/c)^2$.