

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

МАТВИЕНКО ДМИТРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

**ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ С
ДЕТЕКТОРОМ BELLE**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Кузьмин Александр Степанович

Новосибирск — 2016

Содержание

Введение	5
Глава 1. Обзор распадов B-мезонов в возбужденные состояния D-мезонов	9
1.1. Эффективная теория тяжелого кварка	9
1.2. Спектроскопия возбужденных состояний D -мезонов	11
1.3. Свойства D^{**} -состояний в полуплептонных распадах B -мезонов	14
1.3.1. Полуплептонные распады в HQET	14
1.3.2. Экспериментальные результаты	18
1.4. Свойства D^{**} -состояний в адронных распадах B -мезонов . .	25
1.4.1. Адронные распады в HQET	25
1.4.2. Экспериментальные результаты	28
Глава 2. Экспериментальная установка	33
2.1. Ускорительный комплекс КЕКВ	33
2.2. Детектор Belle	35
2.2.1. Кремниевый вершинный детектор (SVD)	37
2.2.2. Центральная дрейфовая камера (CDC)	37
2.2.3. Времяпролетная система (TOF)	38
2.2.4. Система пороговых аэрогелевых черенковских счетчи- ков (ACC)	39
2.2.5. Электромагнитный калориметр (ECL)	40
2.2.6. Мюонная система (KLM)	41
2.2.7. Идентификация частиц в детекторе Belle (PID)	42
2.2.8. Моделирование детектора	43

Глава 3. Модель распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$	44
3.1. Общий метод	46
3.2. Кинематика распада	48
3.3. Вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$	51
3.4. Параметризация $\omega\pi$ -резонансных амплитуд	53
3.4.1. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho(770)^- \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. .	55
3.4.2. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho(1450)^- \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. .	57
3.4.3. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho(1700)^- \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. .	58
3.4.4. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}b_1(1235)^- \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$.	58
3.4.5. Парциально-волновые функции	60
3.5. Параметризация D^{**} -резонансных амплитуд	61
3.5.1. Амплитуды процессов $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2430)^0\omega \rightarrow D^{*+}\pi^-\omega$, $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0\omega \rightarrow D^{*+}\pi^-\omega$	61
3.5.2. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D_2(2460)^0\omega \rightarrow D^{*+}\pi^-\omega$. . .	63
3.5.3. Парциально-волновые функции	64
3.6. Параметризация нерезонансных амплитуд	65
Глава 4. Экспериментальный анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$	66
4.1. Процедура реконструкции сигнальных событий	66
4.1.1. Восстановление промежуточных частиц	66
4.1.2. Отбор ω -кандидатов	70
4.1.3. Тожественность частиц в конечном состоянии	73
4.1.4. Процедура кинематической реконструкции	73
4.1.5. Выбор наилучшего B -кандидата	74
4.1.6. Фон от неправильно реконструируемых сигнальных со- бытий	75
4.1.7. Сигнальная и внесигнальные области	76

4.2.	Измерение вероятности распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$	79
4.3.	Амплитудный анализ	84
4.3.1.	Описание фона	85
4.3.2.	Наблюдаемые параметры	92
4.3.3.	Описание сигнальных событий	93
4.3.4.	Статистические неопределенности	103
4.3.5.	Систематические и модельные неопределенности	105
4.3.6.	Обсуждение результатов	110
Глава 5. Тесты электроники для электромагнитного калориметра детектора Belle II		115
5.1.	Изучение уровня электронных шумов в платах оцифровщиков-формирователей	117
5.2.	Проверка битов АЦП в платах оцифровщиков-формирователей	123
5.3.	Проверка электроники при больших нагрузках	123
Заключение		126
Литература		128

Введение

Физика B -мезонов является неотъемлемой составляющей физики элементарных частиц. Уникальность B -мезонов состоит в их строении. Они являются связанным состоянием тяжелого b кварка и легкого антикварка (\bar{u} или \bar{d}). Несмотря на то, что связанное состояние обеспечивается сильным взаимодействием, B -мезоны распадаются только за счет слабого взаимодействия.

Распады B -мезонов идут преимущественно через $b \rightarrow c$ переходы. В таких распадах основной механизм перехода является спектаторным, когда виртуальный W -бозон распадается либо в пару лептон и соответствующее ему антинейтрино, либо в пару нижний кварк и верхний антикварк. В адронных распадах такая кварковая пара становится одним из адронов конечного состояния. Другой адрон представляет собой связанное состояние c -кварка и спектаторного антикварка. Такое состояние называется очарованным мезоном. Это D -мезон, а также его возбуждения, D^* - и D^{**} -состояния. В рамках кварковой модели предсказывается четыре D^{**} -состояния с единичным орбитальным моментом легкого кварка, два из которых, $D_0(2400)$ и $D_1(2430)$, являются широкими, с ширинами в сотни МэВ, а два других, $D_1(2420)$ и $D_2(2460)$, узкими, с ширинами в десятки МэВ [1].

Извлечение параметров стандартной модели из экспериментальных данных усложняется тем фактом, что изучаются B -мезоны, а не свободные b -кварки. Легкие кварки и глюоны, окружающие b -кварк, приводят к значительным поправкам, которые необходимо учитывать. Так как лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях, полулептонные распады B -мезонов обеспечивают более надежную информацию о распаде b -кварка. Однако,

для полулептонных распадов B -мезонов в D^{**} -состояния существует значительное расхождение между экспериментальными наблюдениями [2, 3] и теоретическими предсказаниями [4]. Экспериментально было обнаружено, что вероятности рождения широких и узких D^{**} -состояний сравнимы в полулептонных распадах B -мезонов, в то время как теоретические расчеты предсказывают значительное подавление широких состояний. До сих пор не существует ясного объяснения этого расхождения.

Детальное изучение адронных B -распадов в D^{**} -состояния может пролить свет на решение этой проблемы. В адронных распадах обмен глюонами между начальным и конечным кварками приводит к дополнительному механизму распада, подавленному по цвету кварков. Такой механизм меняет динамику распада, что дает дополнительную мотивацию для его исследования.

Настоящая работа посвящена изучению свойств орбитальных возбуждений D -мезонов (D^{**} -состояний) в подавленном по цвету распаде $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\omega \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. В работе выполнен многомерный амплитудный анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. Измерены динамические эффективные параметры взаимодействия, описывающие характерные особенности распада, исследована резонансная структура адронных систем $D^{*+}\pi^-$ и $\omega\pi^-$, а также измерены относительные вклады различных промежуточных состояний. Работа использует данные, набранные за период с 2000 по 2008 гг. в эксперименте Belle, работавшем на ускорителе KEKB в научно-исследовательском центре KEK (г. Цукуба, Япония). KEKB — это асимметричный e^+e^- коллайдер с энергиями электронного пучка 8 ГэВ и позитронного пучка 3.5 ГэВ, так что в системе их центра инерции полная энергия пучков соответствует массе $\Upsilon(4S)$ резонанса.

В начале 1990-х годов было предложено несколько проектов асиммет-

ричных B -фабрик, два из которых успешно были реализованы. В лабораториях КЕК (Национальная лаборатория по физике высоких энергий, Япония) и SLAC (Стэнфордский центр линейных ускорителей, США) были построены два специализированных крупных ускорителя КЕКВ (КЕК) и PEP-II (SLAC) с универсальными детекторами Belle (КЕК) и BaBar (SLAC) для поиска CP-нарушения в распадах B -мезонов. B -фабрики должны обладать высокой светимостью, поскольку вероятность распада B -мезонов в CP-собственное конечное состояние невелика (например, для $J/\psi K_S$ она составляет 0.05%). Так, на коллайдере КЕКВ была достигнута рекордная светимость $2.1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Эксперимент Belle смог не только экспериментально подтвердить механизм Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (ККМ) [5], описывающий CP-нарушение, но и внести огромный вклад в изучение адронной спектроскопии, как кваркониев и барионов, так и возбуждений D - и D_s -состояний.

В настоящее время полным ходом идет модернизация детектора Belle и ускорительного комплекса КЕКВ для того, чтобы подготовить эксперимент для набора статистики со светимостью в 40 раз превышающую светимость, достигнутую на коллайдере КЕКВ. Планируется, что модернизированный эксперимент Belle II начнет работу в 2017 году.

С увеличением светимости увеличится также пучковый фон. Поэтому, в частности, требуется усовершенствование электромагнитного калориметра детектора Belle. Пучковый фон определяется рядом факторов. Это эффект Тушека, рассеяние частиц на малые углы вследствие радиационных $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ процессов, рассеяние частиц пучка на остаточном газе в вакуумной трубе и двухфотонные процессы. Эти эффекты приводят к тому, что частицы покидают равновесные траектории и взаимодействуют в детекторе, создавая электромагнитные ливни. Часть фотонов ливня попадают в

калориметр. Они имеют быстрорастущий энергетический спектр в области малых энергий. Такие низкоэнергетичные фотоны создают шум наложения. Уровень шумов наложения зависит от длительности сигнала со счетчика, которая определяется временем высвечивания сцинтиллятора и временем формирования сигнала в усилителе-формирователе. Чтобы уменьшить шумы наложения, для цилиндрической части калориметра предполагается замена электроники на новую, которая имеет более короткое время формирования и обеспечивает непрерывную оцифровку сигналов со счетчиков, а также последующую подгонку данных откликом известной формы. Такая процедура дает возможность определять как энергию, так и время прихода сигнала. Использование временной информации позволяет в несколько раз подавить число фоновых кластеров.

Методическая часть настоящей диссертации связана с работами по тестированию новой электроники калориметра детектора Belle II.

На защиту выносятся следующие положения:

Разработка феноменологической модели распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$.

Измерение относительной вероятности распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ с использованием всей доступной статистики детектора Belle.

Измерения произведений относительных вероятностей рождения и распада различных D^{**} -состояний и ρ -подобных резонансов в процессе $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$, а также установление верхнего предела на произведение относительной вероятности рождения и распада резонанса $b_1(1235)$.

Разработка алгоритма и создание пакета программ для измерения электронных шумов и проверки работоспособности каналов электроники калориметра детектора Belle II.

Основные материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [6–10].

Глава 1

Обзор распадов B -мезонов в возбужденные состояния D -мезонов

1.1. Эффективная теория тяжелого кварка

Рассмотрим частицы, состоящие из одного тяжелого кварка (b или c) и одного или двух легких кварков (u и/или d). Такие частицы хорошо известны. Это B - и D -мезоны, их возбуждения, а также гипероны с b - и c -кварками. В этих системах масса тяжелого кварка $m_Q \sim (2 - 5) \text{ ГэВ}/c^2$ существенно превышает энергетический масштаб квантовой хромодинамики (КХД) $\Lambda_{QCD} \sim (0.2 - 0.3) \text{ ГэВ}/c^2$, поэтому комптоновская длина волны тяжелого кварка $1/m_Q \sim 0.1 \text{ фм}$ мала по сравнению с характерным размером адрона $1/\Lambda_{QCD} \sim 1 \text{ фм}$. Характерные переданные импульсы между легким и тяжелым кварками оказываются порядка Λ_{QCD} . В такой картине тяжелый кварк окружен сложным, сильно взаимодействующим облаком из легких кварк-антикварковых пар и глюонов. Мягкие глюоны, связывающие легкий кварк с этим облаком, взаимодействуют на масштабе, превышающем $1/m_Q$. Таким образом, аромат и ориентация спина тяжелого кварка не оказывают влияния на степени свободы легкого кварка в пределе $m_Q \rightarrow \infty$. В этом пределе, в системе покоя тяжелого кварка, остается лишь сильное взаимодействие кулоновского типа между цветовыми зарядами кварков, в то время как цветовой магнетизм, будучи релятивистским эффектом, отсутствует. Отсюда следует, что адронные системы, отличающиеся только ароматом или спином тяжелого кварка, имеют одинаковую конфигурацию степеней свободы легкого кварка (например, полный угловой момент легкого

кварка j_q остается постоянным). Хотя эта особенность взаимодействия тяжелых кварков и не позволяет вычислить такую конфигурацию, она связывает свойства таких частиц, как B - и D -мезоны. Другими словами, конфигурация легких степеней свободы в адроне с одним тяжелым кварком $Q(\vec{v}, \vec{s})$ со спином \vec{s} и скоростью \vec{v} не меняется при замене этого кварка другим тяжелым кварком $Q'(\vec{v}, \vec{s}')$ с другим ароматом и спином, но той же самой скоростью. Одинаковые скорости тяжелых кварков сохраняют статическое цветовое поле в адроне, взаимодействующее с легким кварком. Таким образом, имеется симметрия эффективных сильных взаимодействий тяжелых кварков на низких энергиях, называемая симметрией тяжелого кварка (см. Рис. 1). Такая

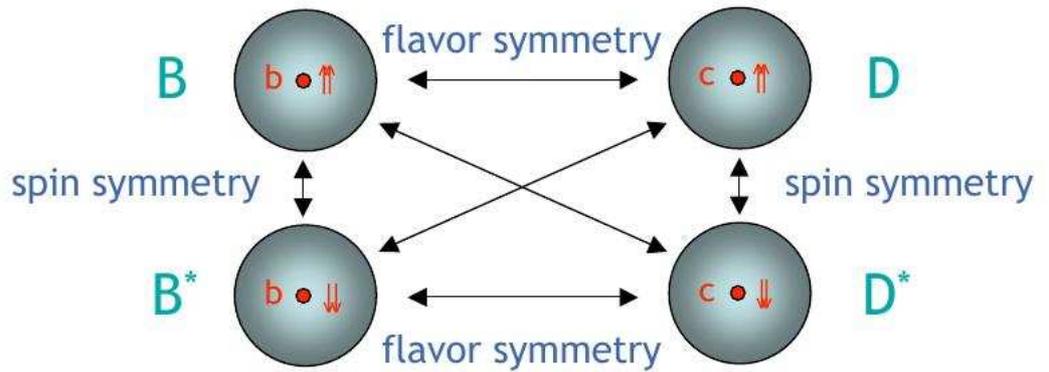


Рис. 1: Демонстрация свойств симметрии тяжелого кварка: по аромату и ориентации спина.

симметрия по аромату аналогична похожему явлению в атомах, где различные изотопы обладают одинаковыми химическими свойствами, так как в хорошем приближении волновая функции электронов не зависит от массы ядер.

Описанная симметрия лежит в основе эффективной теории тяжелого кварка (Heavy Quark Effective Theory, HQET). Ясно, что эта симметрия является приближенной и возникающие поправки порядка Λ_{QCD}/m_Q связаны

с конечной массой тяжелого кварка m_Q .

Впервые HQET была предложена в работах М. Волошина и М. Шифмана [11] в 1987 году и получила свое дальнейшее развитие в работах Н. Изгура и М. Вайза [12].

1.2. Спектроскопия возбужденных состояний D -мезонов

Рассмотрим орбитально-возбужденные состояния D -мезона. Поскольку этот мезон состоит из тяжелого c -кварка и легкого антикварка, к нему применимо описание в рамках HQET. В пределе точной симметрии по аромату и спину тяжелого кварка \vec{s}_Q полный момент легкого кварка $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$ коммутирует с гамильтонианом мезона и сохраняется. Таким образом, мы можем классифицировать состояния в зависимости от значений полного момента легкого кварка \vec{j}_q и спина мезона $\vec{J} = \vec{j}_q + \vec{s}_c$ (см. Рис. 2).

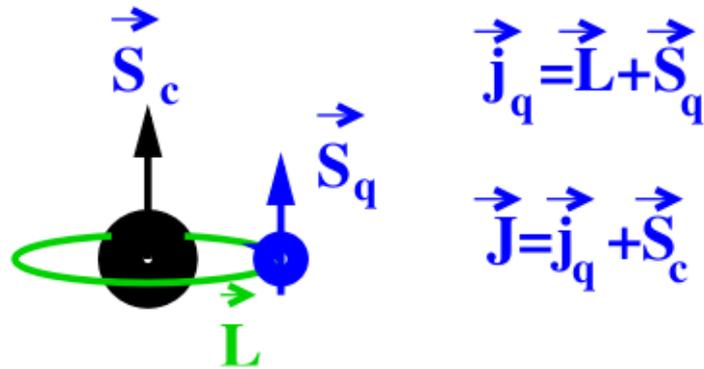


Рис. 2: Схематическое строение мезона с c -кварком.

Момент j_q совпадает со спином легкого кварка s_q в случае нулевого относительного углового момента L между легким и тяжелым кварками.

Полный спин J при этом может равняться 0 или 1. В первом случае мы имеем основное состояние D -мезона с $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^-$, а во втором — векторное состояние с $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^-$, которое называется D^* -мезоном.

Состояния, в которых относительный угловой момент L равен 1, носят общее название D^{**} -состояний. D^{**} -состояния образуют два дублета с $j_q = 1/2$ ($J_{j_q}^P = 0_{1/2}^+, 1_{1/2}^+$) и $j_q = 3/2$ ($J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+, 2_{3/2}^+$). Сохранение четности и углового момента накладывают ограничения на сильные распады D^{**} -состояний в $D^{(*)}\pi$. Два состояния с $j_q = 1/2$ распадаются в $D^{(*)}\pi$ в S -волне, а два других состояния с $j_q = 3/2$ распадаются в D -волне. Так как ширина распада пропорциональна нерелятивистскому импульсу конечных частиц в системе покоя D^{**} в степени $2l + 1$, где l — относительный орбитальный момент $D^{(*)}$ и π , то состояния с $j_q = 3/2$ имеют маленькие ширины порядка десятки МэВ и являются узкими, а состояния с $j_q = 1/2$ будут широкими с ширинами порядка сотни МэВ. Используется следующая номенклатура D^{**} -состояний: $D_0^*(2400)$ с $J_{j_q}^P = 0_{1/2}^+$, $D_1'(2430)$ с $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^+$, $D_1(2420)$ с $J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+$ и $D_2^*(2460)$ с $J_{j_q}^P = 2_{3/2}^+$ (см. Рис. 3).

Поскольку симметрия по спину и аромату тяжелого кварка не является точной, то при учете поправок $1/m_Q$ в лагранжиане системы, полный угловой момент легкого кварка перестает быть ”хорошим” квантовым числом. Это приводит к тому, что наблюдаемые состояния $D_1'(2430)^0$ и $D_1(2420)^0$ являются линейными комбинациями чистых состояний с $j_q = 1/2$ и $j_q = 3/2$. Параметры смешивания можно оценить, если рассмотреть хромомагнитный вклад [13]:

$$-\frac{g}{m_Q}(\vec{s}_Q \vec{B}_g). \quad (1)$$

Это оператор взаимодействия магнитного момента тяжелого кварка с глюонным полем легкого кварка. Здесь \vec{s}_Q — оператор спина тяжелого кварка,

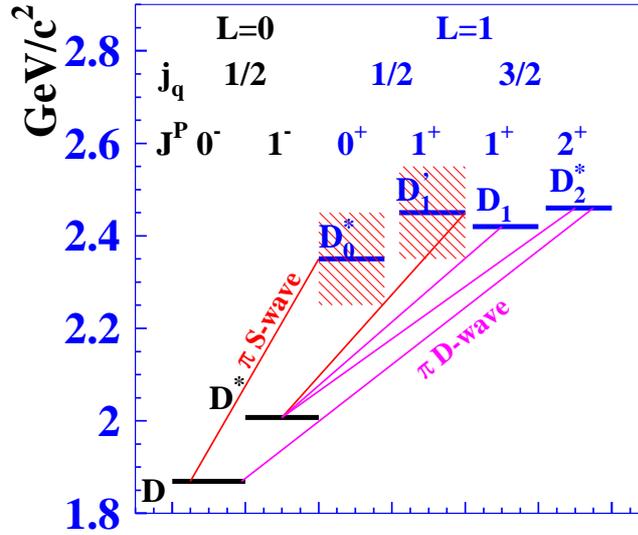


Рис. 3: S - и P -волновые возбуждения D -мезона.

а \vec{B}_g — цветовое магнитное поле глюонов. Этот член нарушает симметрию тяжелого кварка и по аромату, и по спину. Поле \vec{B}_g генерируется как орбитальным угловым моментом \vec{L} , так и спином легкого кварка \vec{s}_q . Если предположить, что эти слагаемые имеют разные хромагнитные факторы $\alpha - \beta$ и β , то поле \vec{B}_g перестает быть пропорциональным \vec{j}_q :

$$\vec{B}_g = \alpha \vec{j}_q + \beta \vec{s}_q. \quad (2)$$

Второе слагаемое в выражении (2) генерирует смешивание. Введем гамильтонову матрицу смешивания

$$\begin{bmatrix} M_{1/2} & \epsilon \\ \epsilon & M_{3/2} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $M_{1/2}$ и $M_{3/2}$ — массы состояний с $j_q = 1/2$ и $j_q = 3/2$ после учета поправок $1/m_Q$, а недиагональный элемент ϵ связан с фактором β в (2).

Далее, определим параметры смешивания

$$\begin{aligned} |D_1(2420)^0 \rangle &= \sin \omega |j_q = 1/2 \rangle + \cos \omega e^{-i\varphi} |j_q = 3/2 \rangle, \\ |D'_1(2430)^0 \rangle &= \cos \omega |j_q = 1/2 \rangle - \sin \omega e^{i\varphi} |j_q = 3/2 \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

В описываемом подходе полагаем, что $\varphi = 0$. Тогда, решая задачу на собственные значения, получаем, что угол смешивания $\omega = (1/2) \arctan(2\epsilon/\Delta)$, где $\Delta = M_{3/2} - M_{1/2}$. Количественная оценка на ω оказывается сильно модельно зависимой. Однако, известны экспериментальные значения, полученные коллаборацией Belle [14], $\omega = (-0.10 \pm 0.03 \pm 0.02 \pm 0.02)$ рад и $\varphi = (0.05 \pm 0.20 \pm 0.04 \pm 0.06)$ рад.

1.3. Свойства D^{**} -состояний в полулептонных распадах B -мезонов

1.3.1. Полулептонные распады в НQET

Рассмотрим распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+} l^- \bar{\nu}$. Пусть q_ν и p_ν — 4-импульсы лептонной пары и нейтрино, Q_ν — 4-импульс шармованного состояния $D^{(*)}$. Этот распад описывается взаимодействием типа "ток-на-ток" (локальное четырехфермионное взаимодействие Ферми):

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_h^\mu J_{\mu l}. \quad (5)$$

Здесь лептонный ток $J_{\mu l} = \bar{u}(p_\nu) \Gamma_\mu v(q_\nu - p_\nu)$, где $\Gamma_\mu = \gamma_\mu(1 - \gamma_5)$, описывает рождение лептонной пары и не включает эффектов сильного взаимодействия, а адронный ток $J_{\mu h} = \langle D^{(*)}(Q_\nu) | \bar{c} \Gamma_\mu b | B(Q_\nu + q_\nu) \rangle$ в НQET параметризуется через инвариантную величину w :

$$w = \frac{m_B^2 + m_{D^{(*)}}^2 - q^2}{2m_B m_{D^{(*)}}}, \quad (6)$$

которая совпадает с лоренц-фактором $D^{(*)}$ в системе покоя B . Здесь m_B и $m_{D^{(*)}}$ — массы B -мезона и шармованного мезона $D^{(*)}$. Значения w ограничены кинематикой распада. При максимальном значении $q^2 = (m_B - m_{D^{(*)}})^2$, величина $w = 1$. Далее, при уменьшении q^2 , w растет, достигая максимального значения при $q^2 = 0$. Согласно HQET, конфигурация легкого кварка не влияет на характеристики адронной системы при замене тяжелого кварка одного аромата тяжелым кварком другого аромата, но с прежним значением 4-скорости, которая в пределе тяжелого кварка оказывается равной скорости всего адрона. Поэтому, в HQET для вычисления адронного тока естественно пользоваться единицами w , а не q^2 .

Для D -мезона в конечном состоянии адронный ток не имеет аксиальной части и параметризуется в HQET следующим образом [15]:

$$J_h^\mu = \sqrt{m_B m_D} (h_+(w)(v + v')^\mu + h_-(w)(v - v')^\mu). \quad (7)$$

Здесь и далее, $v_\mu = (Q + q)_\mu / m_B$ и $v'_\mu = Q_\mu / m_D$ — 4-скорости начальных и конечных адронов, $h_+(w)$ и $h_-(w)$ — эффективные формфакторы. Фактор $\sqrt{m_B m_D}$ возникает из стандартной нормировки волновых функций B - и D -мезонов в КХД.

Если в конечном состоянии рождается D^* , то адронный ток имеет три независимые части. Векторная часть описывает P -волну в распаде B -мезона. Две другие аксиальные части соответствуют S - и D -волнам [15]:

$$J_h^\mu = \sqrt{m_B m_{D^*}} (i h_V(w) \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\nu^* v'_\alpha v_\beta - h_{A_1}(w) \epsilon^{*\mu} (1 + w) + h_{A_2}(w) v^\mu (\epsilon^* v) + h_{A_3}(w) v'^\mu (\epsilon^* v)), \quad (8)$$

где ϵ_μ — поляризация D^* . Для сохранения CP симметрии требуется относительная фаза $\pi/2$ между P -волновым векторным членом и S - и D -волновыми аксиальными членами. Выбор фазы связан с тем, что зарядовое

сопряжение технически эквивалентно комплексному сопряжению.

В пределе HQET, когда $m_b, m_c \rightarrow \infty$, имеет место существенное упрощение:

$$\begin{aligned} h_-(w) &= h_{A_2}(w) = 0, \\ h_+(w) &= h_V(w) = h_{A_1}(w) = h_{A_3}(w) = \xi(w), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\xi(w)$ — функция Изгур-Вайса [12], которая оказывается одинаковой для распадов в псевдоскалярные (D) и векторные (D^*) состояния, поскольку эти состояния являются одним и тем же HQET мультиплетом.

Подчеркнем, что в пределе тяжелого кварка мы хоть и можем написать соотношение (9), мы ничего не можем сказать о самой функции $\xi(w)$. В HQET пределе функция $\xi(w)$ может быть интерпретирована как форм-фактор для упругого рассеяния адрона на токе, который приводит к отдаче тяжелого кварка. В случае нулевой отдачи (когда $w = 1$), $\xi(1)$ можно считать просто вероятностью упругого рассеяния одного и того же тяжелого кварка на нулевой угол. В таком случае, мы имеем полное перекрытие волновых функций начального и конечного адронов, поэтому можно положить, что $\xi(1) = 1$.

Для явного описания функции $\xi(w)$ требуются непертурбативные методы. Однако, для распада $B \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}$ диапазон значений w ограничен в пределах от 1 до 1.5. Таким образом, $\xi(w)$ можно разложить в ряд в окрестности точки $w = 1$:

$$\xi(w) \approx 1 - \rho^2(w - 1) + \mathcal{O}[(w - 1)^2]. \quad (10)$$

В существенной области фазового объема, функция Изгур-Вайса $\xi(w)$ характеризуется наклоном ρ^2 . Хотя параметр ρ^2 сложно вычислить точно, он должен быть положительным и его значения, как ожидается, лежат в диа-

пазоне от 0.5 до 2.0, в зависимости от вычислительного подхода (правила сумм КХД [15] или решеточные вычисления КХД [16]). В литературе используется также параметризация $\xi(w)$, удовлетворяющая требованию аналитичности [17]:

$$\xi(w) = 1 - 8\rho^2 z + (53\rho^2 - 15)z^2 - (231\rho^2 - 91)z^3, \quad (11)$$

где

$$z \equiv \frac{\sqrt{w+1} - \sqrt{2}}{\sqrt{w+1} + \sqrt{2}}.$$

Отметим, что существуют и другие параметризации функции $\xi(w)$ (см., например, [18]).

Аналогично можно рассмотреть распады $B \rightarrow D^{**}l^{-}\bar{\nu}$. Матричные элементы для этих распадов можно найти в работе [20]. Для полулептонных распадов B в D^{**} -состояния с $j_q = 1/2$ ($j_q = 3/2$) формфакторы, возникающие в адронном токе, могут быть выражены через одну безразмерную функцию $\tau_{1/2}(w)$ ($\tau_{3/2}(w)$). В отличие от $\xi(1)$, значения $\tau_{1/2}(1)$ и $\tau_{3/2}(1)$ не фиксируются симметрией тяжелого кварка. Функции $\tau_{1/2}(w)$ и $\tau_{3/2}(w)$ произвольного порядка для возбужденных состояний D -мезонов с $j_q = 1/2$ и $j_q = 3/2$ связаны друг с другом через правила сумм Уральцева [19]. Используя эти правила сумм и экспериментальные результаты, описывающие инклюзивные процессы $B \rightarrow X_c l \nu$, можно оценить соотношение величин $\tau_{1/2}(1)$ и $\tau_{3/2}(1)$ [4]. Эти оценки удовлетворяют иерархии $\tau_{3/2}(1) > \tau_{1/2}(1)$. Поскольку диапазон значений w в распаде $B \rightarrow D^{**}l^{-}\bar{\nu}$ довольно узкий, то функции $\tau_{1/2(3/2)}(w)$ можно разложить в ряд в окрестности точки $w = 1$. Тогда основной вклад в дифференциальную ширину распада будут давать значения $\tau_{1/2(3/2)}(1)$. Учитывая относительную величину этих значений, получим, что полулептонные распады B -мезонов в узкие D^{**} -состояния с $j_q = 3/2$ должны

доминировать над распадами в широкие состояния с $j_q = 1/2$. Этот вывод является следствием правил сумм КХД.

1.3.2. Экспериментальные результаты

Рассмотрим более подробно рождение D^* - и D^{**} -состояний. В 2010 году коллаборация Belle [21] представила измерение матричного элемента ККМ $|V_{cb}|$ и формфактора рождения D^* -мезона в распаде $\bar{B} \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}_l$. Кинематика распада $\bar{B} \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}_l$ описывается четырьмя переменными: величиной w , двумя полярными углами θ_l и θ_V и одним азимутальным углом χ . Кинематические углы определены на Рис. 4. Для записи матричного элемента можно

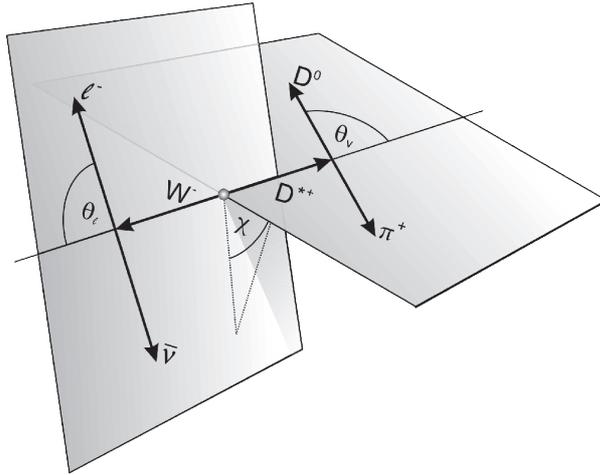


Рис. 4: Определение кинематических углов θ_l , θ_V и χ для распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ [21].

использовать формализм спиральных амплитуд. В пренебрежении массой лептона $l^- = e^-$ или μ^- , матричный элемент представляется комбинацией трех спиральных амплитуд. Эти амплитуды соответствуют как состоянию с продольной поляризацией D^* , так и двум состояниям с поперечными поляризациями. В пределе тяжелого кварка спиральные амплитуды могут быть

выражены через функцию $\xi(w)$:

$$\begin{aligned}
H_0(q^2) &= \frac{\xi(w)}{m_{D^*} \sqrt{q^2 m_B m_{D^*}}} \frac{(m_B + m_{D^*})^2 - q^2}{4} \left\{ \frac{m_B + m_{D^*}}{m_B} R_2(w) \times \right. \\
&\quad \left. ((m_B - m_{D^*})^2 - q^2) - (m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2) \right\}, \\
H_{\pm}(q^2) &= \frac{\xi(w)}{2\sqrt{m_B m_{D^*}}} \sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - q^2} \left\{ -\sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - q^2} \pm \right. \\
&\quad \left. R_1(w) \sqrt{(m_B - m_{D^*})^2 - q^2} \right\}. \tag{12}
\end{aligned}$$

Здесь q^2 соответствует квадрату инвариантной массы лептонной пары, m_B и m_{D^*} есть массы B и D^* и $R_1(w)$ и $R_2(w)$ — функции от w , которые в пределе тяжелого кварка становятся равными единице. В работе [21] использовалась параметризация (11) для $\xi(w)$ и следующие параметризации для функций $R_1(w)$ и $R_2(w)$:

$$\begin{aligned}
R_1(w) &= R_1(1) - 0.12(w - 1)^2 + 0.05(w - 1)^2, \\
R_2(w) &= R_2(1) + 0.11(w - 1) - 0.06(w - 1)^2. \tag{13}
\end{aligned}$$

Параметры ρ^2 , $R_1(1)$ и $R_2(1)$ извлекаются из экспериментальных данных.

Результаты для параметров формфакторов, полученные коллаборацией Belle [21], имеют следующий вид: $\rho^2 = 1.214 \pm 0.034 \pm 0.009$, $R_1(1) = 1.401 \pm 0.034 \pm 0.018$ и $R_2(1) = 0.864 \pm 0.024 \pm 0.008$. Здесь первая ошибка статистическая, а вторая — систематическая.

Также была измерена функция Изгур-Вайса, представленная в виде (10). Коллаборация BaBar [22] получила в 2006 году для такой параметризации следующие результаты:

$$\begin{aligned}
\rho^2 &= 0.79 \pm 0.06, \\
R_1(1) &= 1.40 \pm 0.06, \\
R_2(1) &= 0.87 \pm 0.04. \tag{14}
\end{aligned}$$

При этом не учитывалась функциональная зависимость $R_1(w)$ и $R_2(w)$.

Полулептонные распады B -мезонов в D^{**} впервые изучались экспериментом ARGUS [23]. На данный момент наблюдаются как узкие, так и широкие D^{**} -состояния. Наиболее точные измерения были проделаны на B -фабриках: BaBar [2, 24] и Belle [3]. Распады в широкие состояния наблюдать существенно сложнее в силу большого комбинаторного фона от $D^*n\pi$ ($n = 1, 2, \dots$) комбинаций в сигнальной области и значительного вклада от нерезонансной сигнальной амплитуды.

К сожалению, на данный момент не существует ясности относительно полулептонных распадов в широкие D^{**} -состояния с $j_q = 1/2$. Результаты коллабораций BaBar [2] и Belle [3] не согласуются друг с другом и с теоретическими ожиданиями [15].

Коллаборация Belle [3] в 2008 году выполнила анализ распадов $\bar{B} \rightarrow D^{**}l\bar{\nu}$ с использованием метода полного восстановления второго B -мезона в событии. Результатом анализа спектров инвариантных масс системы $D^{(*)}\pi$ явились ширины полулептонных распадов B -мезонов в D^{**} -состояния. Эти спектры показаны на Рис. 5. Сигнальные события подгонялись распределениями от $D_0^*(2400)$ и $D_2^*(2460)$ для $D\pi$ -системы и $D_1(2420)$, $D_1'(2430)$ и $D_2^*(2460)$ для $D^*\pi$ -системы. Каждый вклад описывался релятивистской функцией Брейт-Вигнера с фиксированными значениями массы и ширины. Для описания нерезонансного вклада использовалась модель Гойти-Робертса [25]. Результаты этой подгонки показаны сплошной кривой на Рис. 5. Кроме того, проверялась гипотеза с вкладом виртуального D^* (D_v^*) в спектре масс $D\pi$ -пары, вместо вклада от $D_0^*(2400)$. Результат такой подгонки показан штрихованной кривой на том же Рис. 5. Оказалось, что гипотеза с $D_0^*(2400)$ статистически более значима, чем гипотеза с D_v^* (с относительной значимостью 2.8σ). Сигнал от $D_1'(2430)$ не наблюдался. Поэто-

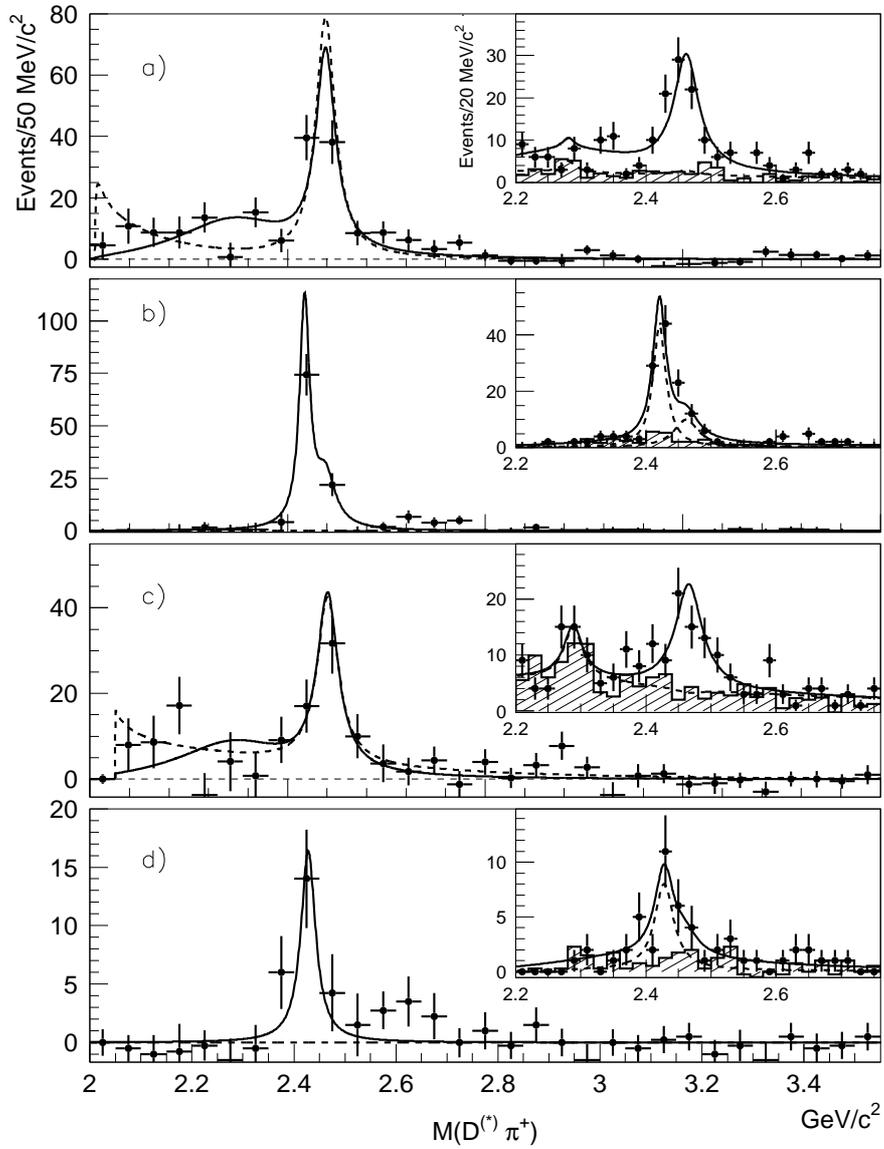


Рис. 5: Спектры по инвариантной массе адронной пары после вычитания фона в распаде (a) $B^- \rightarrow D^+ \pi^- l^- \bar{\nu}$, (b) $B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- l^- \bar{\nu}$, (c) $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^+ l^- \bar{\nu}$, (d) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^+ l^- \bar{\nu}$. В увеличенном масштабе показаны распределения до вычитания фона в области, близкой к массам узких D^{**} -состояний. Точки с ошибками соответствуют данным, а кривые — результатам подгонки.

му были установлены верхние пределы: для $D'_1(2430)^0$ — 0.07% на уровне достоверности (C.L.) в 90% и для $D'_1(2430)^+$ — 0.5% (90% C.L.). Однако, наблюдался неожиданно большой сигнал от $D_0^*(2400)$ ($(0.24 \pm 0.07)\%$ для $D_0^*(2400)^0$ и $(0.20 \pm 0.09)\%$ для $D_0^*(2400)^+$). Результаты коллаборации Belle противоречили предсказаниям эффективной теории тяжелого кварка, поскольку $D'_1(2430)$ и $D_0^*(2400)$ являются членами одного и того же HQET дублета.

Однако, коллаборация BaBar [2], позднее в 2008 году, опубликовала работу, где наблюдались вклады от всех четырех D^{**} -состояний со статистической значимостью более 5 стандартных отклонений. Анализ был проведен также с восстановлением второго B -мезона в событии в адронных каналах распада. В работе анализировались распределения по массе отдачи $m_{\text{miss}}^2 = (p_{\Upsilon(4S)} - p_{B_{\text{tag}}} - p_{D^{(*)}} - p_{\pi} - p_l)^2$, которая определялась индивидуально для каждой моды распада нейтральных и заряженных B -мезонов в $D^{(*)}\pi l^{-}\bar{\nu}$. Число сигнальных событий с D^{**} -состояниями извлекалось из распределений по разнице масс $m_{D^{(*)}\pi} - m_{D^{(*)}}$, где $m_{D^{(*)}\pi}$ есть инвариантная масса пары $D^{(*)}\pi$. Распределения сигнальных событий описывались сверткой функции Брейт-Вигнера с фиксированными значениями массы и ширины и функцией Гаусса для учета инструментального разрешения. Вклад от нерезонансной амплитуды был найден несущественным. Вклад виртуальных D^* -мезонов в $D\pi l^{-}\bar{\nu}$ конечное состояние описывался сверткой экспоненциальной функции с функцией Гаусса. Результаты подгонки этими функциями показаны на Рис. 6. Для вероятностей полулептонных распадов в конкретные D^{**} -состояния коллаборация BaBar получила результаты, представленные в Таблице 1.

Ширины распадов в D^{**} -состояния с $j_q = 1/2$ оказались сравнимыми с ширинами распадов в состояния с $j_q = 3/2$. Эти измерения не согласуются

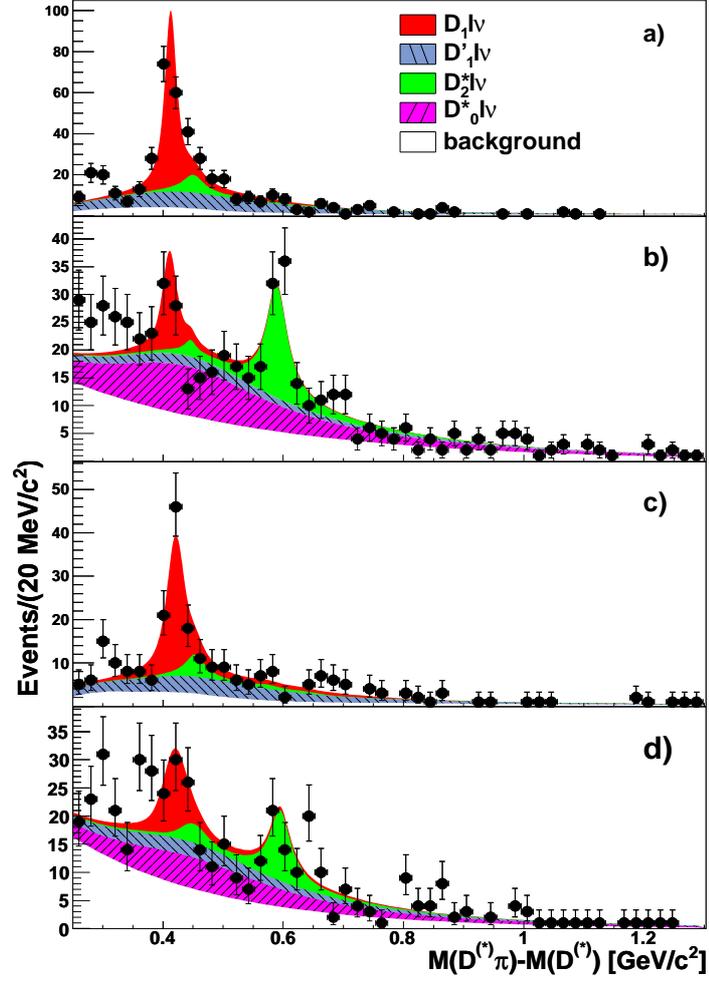


Рис. 6: Распределения $m_{D^{(*)}\pi} - m_{D^{(*)}}$, соответствующие распадам (а) $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-l^-\bar{\nu}$, (b) $B^- \rightarrow D^+\pi^-l^-\bar{\nu}$, (c) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^+l^-\bar{\nu}$, (d) $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+l^-\bar{\nu}$. Точки с ошибками соответствуют данным, а гистограммы описывают индивидуальные вклады от D^{**} -состояний.

Таблица 1: Вероятности полулептонных распадов $B \rightarrow D^{**}l^{-}\bar{\nu}$, измеренные коллаборацией BaBar [2].

Состояние	Вероятность распада (%)	Состояние	Вероятность распада (%)
$D_0^*(2400)^0$	0.26 ± 0.06	$D_2^*(2460)^0$	0.15 ± 0.03
$D_0^*(2400)^+$	0.44 ± 0.10	$D_2^*(2460)^+$	0.07 ± 0.04
$D_1'(2430)^0$	0.27 ± 0.06	$D_1(2420)^0$	0.29 ± 0.4
$D_1'(2430)^+$	0.31 ± 0.09	$D_1(2420)^+$	0.27 ± 0.05

с предсказаниями правил сумм КХД, согласно которым широкие состояния с $j_q = 1/2$ в полулептонных распадах B -мезонов должны быть подавлены в силу соотношения $\tau_{3/2}(1) > \tau_{1/2}(1)$. Кроме того, измерения для $D_1(2430)$ не согласуются с верхним пределом, установленным коллаборацией Belle, что приводит к расхождению в результатах более трех стандартных отклонений (3.1σ). Источником этих расхождений может являться неправильная интерпретация наблюдаемых широких D^{**} -резонансов (с ширинами порядка 300 МэВ) в силу их сложного разделения с нерезонансными вкладами, особенно, в отсутствии когерентного парциально-волнового анализа. На данный момент не существует строгого теоретического описания нерезонансного вклада. В этой связи представляет интерес изучение распадов $\bar{B}_s \rightarrow D_s^{**}l^{-}\bar{\nu}$, где $D_{s0}^*(2317)$ - и $D_{s1}(2460)$ -состояния имеют $j_s = 1/2$, но являются узкими.

1.4. Свойства D^{**} -состояний в адронных распадах B -мезонов

1.4.1. Адронные распады в HQET

Характеристики адронных распадов в D^{**} -состояния наиболее широко изучены как экспериментально, так и теоретически, в простейшей адронной моде $B \rightarrow D^{**}\pi$.

Распады $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-$ идут за счет разрешенной по цвету амплитуды. В этих распадах HQET предсказывает доминантность узких D^{**} -состояний по сравнению с широкими. Такой вывод следует из условия $\tau_{3/2}(1) > \tau_{1/2}(1)$. Этот результат вполне аналогичен тому, что ожидается для полуплептонных распадов в D^{**} . На Рис. 7 показана диаграмма Фейнмана для процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-$.

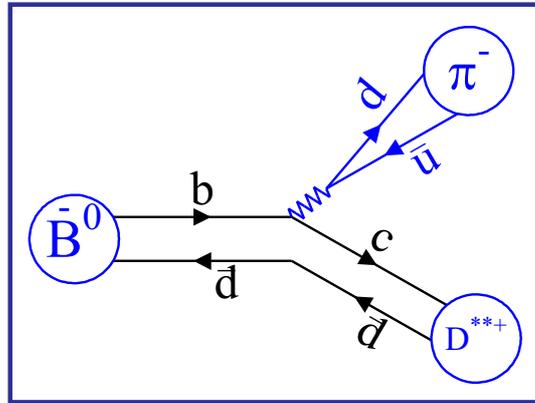


Рис. 7: Диаграмма Фейнмана для процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-$.

Ситуация меняется для подавленных по цвету распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0$. Здесь величина эффекта определяется значениями слабых констант распада $f_{D^{**}}$. Слабые константы аксиальных и векторных шармованных мезонов

определяются как [26]

$$\begin{aligned}\langle 0|A_\mu|D_1(q, \epsilon)\rangle &= f_{D_1}m_{D_1}\epsilon_\mu, \\ \langle 0|A_\mu|D'_1(q, \epsilon)\rangle &= f_{D'_1}m_{D'_1}\epsilon_\mu,\end{aligned}\quad (15)$$

где ϵ_μ — вектор поляризации D^{**} . Причем, в пределе HQET

$$f_{D'_1} = f_{D_0^*}, \quad f_{D_1} = 0. \quad (16)$$

Константа распада тензорного D_2^* -состояния зануляется в приближении факторизации независимо от симметрии тяжелого кварка. Таким образом, это состояние не может рождаться током вида $V - A$. С учетом этого факта можно заключить, что константы распадов D^{**} -состояний одинаковы в пределах одного HQET мультиплета, $(J_j^P = 0_{1/2}^+, 1_{1/2}^+)$ или $(J_j^P = 1_{3/2}^+, 2_{3/2}^+)$. В итоге, рождение узких D^{**} -состояний подавлено в этом канале. Диаграмма Фейнмана, описывающая процесс $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0$, показана на Рис. 8.

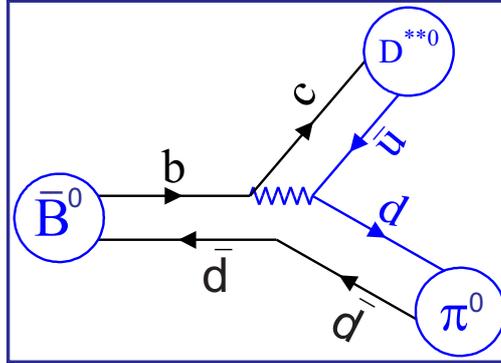


Рис. 8: Диаграмма Фейнмана для процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0$.

Распады $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$ описываются как разрешенными, так и подавленными по цвету амплитудами (см. Рис. 9). Описывающие их матричные элементы включают в себя амплитуды, аналогичные амплитудам распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0$. Выражения для этих амплитуд в пределе

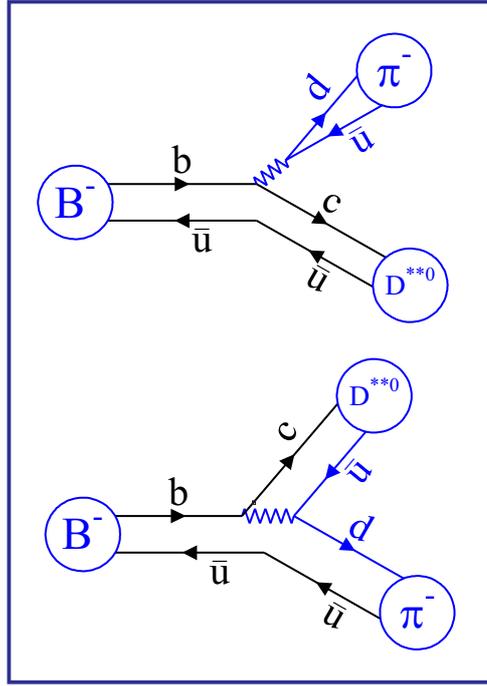


Рис. 9: Диаграмма Фейнмана для процесса $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$.

НҚЕТ и в приближении факторизации могут быть найдены в работе [27]. Для оценки вкладов D^{**} -состояний в этих распадах нужно оценить константы $f_{D^{**}}$, а также функции $\tau_{1/2}(w)$ и $\tau_{3/2}(w)$. Константы $f_{D^{**}}$ можно получить в предположении кварковой модели (см. [26, 28]). Оценки величин функций $\tau_{1/2}(w)$ и $\tau_{3/2}(w)$ приведены в работе [4]. Вклады как узких, так и широких D^{**} -состояний, в этой моде ожидаются сравнимыми.

В пределе тяжелого кварка также имеют место следующие соотношения [27]:

$$\begin{aligned}
 \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D_0^{*+}\pi^-) &= \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^{'+}\pi^-), \\
 \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+\pi^-) &= \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+}\pi^-), \\
 \Gamma(B^- \rightarrow D_1^0\pi^-) &= \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+\pi^-), \\
 \Gamma(B^- \rightarrow D_2^{*0}\pi^-) &= \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+}\pi^-).
 \end{aligned} \tag{17}$$

1.4.2. Экспериментальные результаты

Адронные распады в D^{**} -состояния активно изучались как на B -фабриках, BaBar [29, 30] и Belle [14, 31], так и в эксперименте LHCb [32, 33]. Ширины распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-$, разрешенных по цвету кварков, были измерены коллаборациями Belle [31] и BaBar [29] с использованием техники амплитудного анализа. В случае, когда конечное состояние отождествляется с $D\pi\pi$ системой, фазовое пространство является двумерным и может описываться квадратами инвариантных масс $D\pi$ и $\pi\pi$ пар. В случае $D^*\pi\pi$ конечного состояния необходимы четыре переменные для описания кинематических свойств распада. Помимо квадратов инвариантных масс $M^2(D\pi)$ и $M^2(\pi\pi)$, в [31] использовались также два угла: угол между пионами от распадов D^{**} и D^* в системе покоя D^* и азимутальный угол пиона от распада D^* относительно плоскости распада B -мезона.

Для выделения распадов B -мезонов удобно ввести две переменные: разность энергий ΔE и массу с ограничением на энергию пучка M_{bc} . Эти переменные описывают особенности кинематики B -мезонов и эффективно используются для разделения сигнальных и фоновых событий. Они выражаются через импульсы конечных частиц и энергию пучка:

$$\begin{aligned}\Delta E &= \sum_i \sqrt{|\mathbf{p}_i^*|^2 c^2 + m_i^2 c^4} - E_{\text{beam}}^*, \\ M_{bc} &= \sqrt{E_{\text{beam}}^{*2}/c^4 - \left| \sum_i \mathbf{p}_i^* \right|^2 / c^2}.\end{aligned}\tag{18}$$

В определении (18) \mathbf{p}_i^* соответствует вектору импульса i -ого продукта распада B -мезона в системе центра масс начальных e^+e^- пучков (СЦМ), а E_{beam}^* определяет энергию пучка в СЦМ. Сумма \sum_i идет по всем продуктам распада B -мезона.

Для экспериментального изучения распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-$ в работе [31] используются сигнальные и внесигнальные контрольные области в плоскости переменных ΔE и M_{bc} . Функция распределения фона в заданном фазовом объеме получается с использованием эмпирической параметризации. Сигнальная функция распределения использует параметризацию матричного элемента распада в виде суммы квазидвухчастичных амплитуд, соответствующих определенным резонансным вкладам в промежуточном состоянии: $D_0^*(2400)^+$, $D_1(2420)^+$, $D_1(2430)^+$, $D_2^*(2460)^+$ в $D\pi$ -системе, а также $\rho(770)^0$, $f_0(500)^0$, $f_0(980)^0$, $f_0(1370)^0$ и $f_2(1270)^0$ в $\pi\pi$ -системе. Далее, проводится анализ в сигнальной контрольной области с использованием метода максимального правдоподобия. Подгонка проводится в двумерном фазовом пространстве для $D\pi\pi$ конечного состояния или в четырехмерном фазовом пространстве для $D^*\pi\pi$. На Рис. 10 показаны распределения по инвариантным массам $D\pi$ и $\pi\pi$ пар (Рис. 10 (а) и (b)) в случае $D\pi\pi$ конечного состояния, а также $D^*\pi$ и $\pi\pi$ пар (Рис. 10 (с) и (d)) случае $D^*\pi\pi$. Такой анализ дает значения для всех констант связи и относительных фаз промежуточных резонансов, из которых легко получить значения для произведений относительных ширин распадов $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-) \times \mathcal{B}(D^{**+} \rightarrow D^{(*)0}\pi^+)$. В недавней работе LHCb [33] впервые наблюдался распад $\bar{B}^0 \rightarrow D_3^*(2760)^+\pi^-$, где резонанс $D_3^*(2760)$ является D -волновым орбитальным возбуждением D -мезона со спином 3.

Распады $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$ имеют два вклада, разрешенный и подавленный по цвету. Амплитудный анализ этих распадов выполняется аналогичным образом [14, 30]. Функция плотности вероятности сигнальных событий в работах [14, 30] учитывает вклады от D^{**} -состояний и от виртуальных $D_V^{(*)}$ и B_V^* частиц. Виртуальные вклады значительно улучшают согласие данных с моделью, в то время как нерезонансный вклад оказывается несущественным.

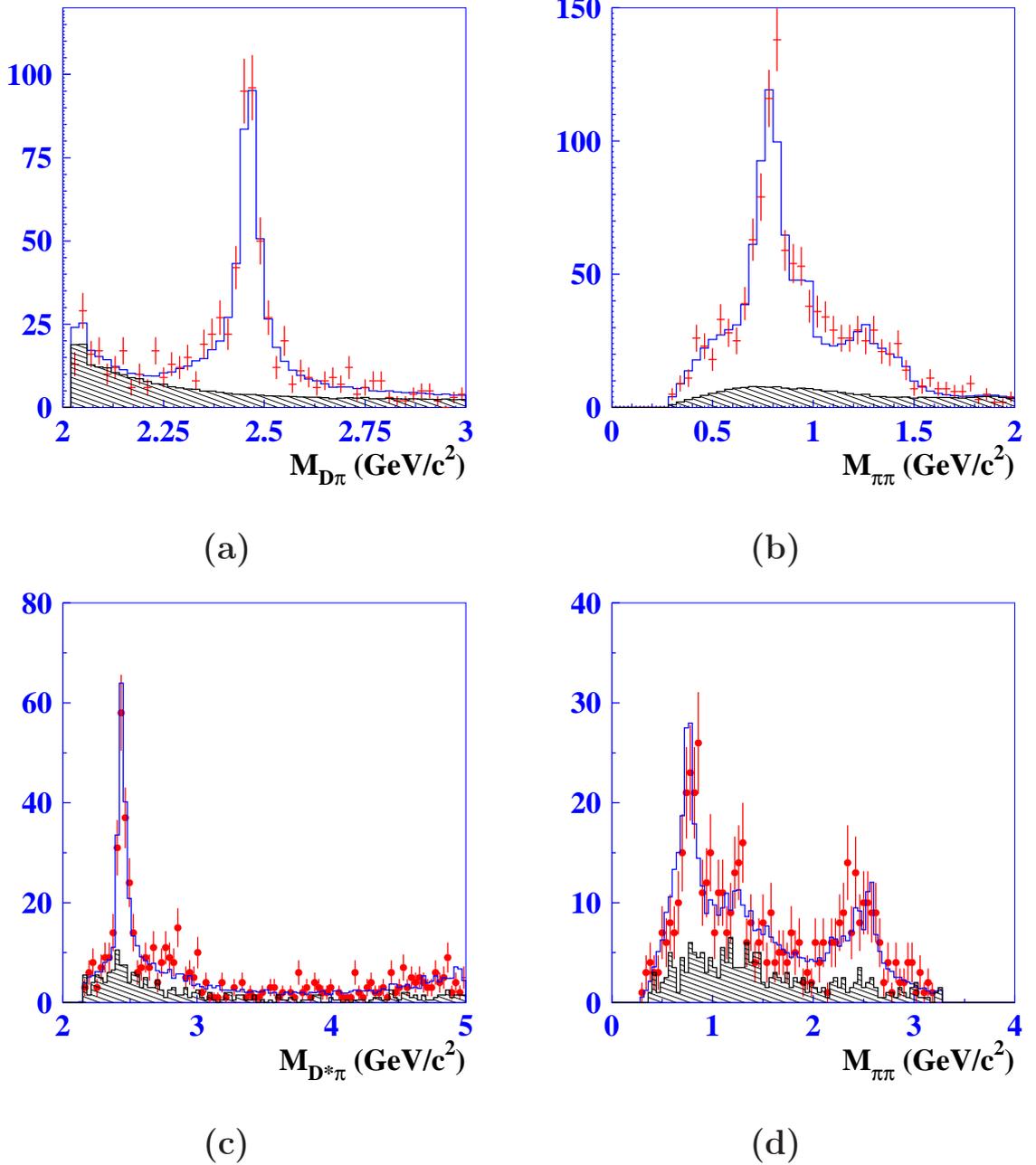


Рис. 10: Распределения по инвариантным массам (а) $D\pi$, (б) $\pi\pi$ пар в случае $D\pi\pi$ конечного состояния и (с) $D^*\pi$ и (д) $\pi\pi$ пар в случае $D^*\pi\pi$ конечного состояния. Точки с ошибками показывают данные, гистограмма описывает сумму сигнального и фонового вкладов в рамках используемой модели, а штрихованная гистограмма соответствует нормированному вкладу фоновых событий.

Однако, в работе ВаBar [30] P -волновая нерезонансная компонента также учитывается в сигнальной области данных. На Рис. 11 показаны распределения по квадратам инвариантных масс $D\pi$ и $\pi\pi$ в работах ВаBar [30] и Belle [14] с выделенными вкладами от D^{**} -состояний.

В Таблице 2 показаны результаты измерений ширины распадов B -мезонов в $D^{**}\pi$. Недавние результаты коллаборации LHCb [33] для распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$ согласуются с результатами Belle и ВаBar.

Таблица 2: Экспериментальные результаты для относительных ширины распадов $B \rightarrow D^{**}\pi$.

Резонансный вклад	Belle, 10^{-4}	BaBar, 10^{-4}	LHCb, 10^{-4}
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_0^*(2400)^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D_0^*(2400)^+ \rightarrow D^0\pi^+)$	0.60 ± 0.30	2.18 ± 1.22	0.77 ± 0.08
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2430)^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1(2430)^+ \rightarrow D^{*0}\pi^+)$	< 0.7 (90% C.L.)	—	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1(2420)^+ \rightarrow D^{*0}\pi^+)$	3.68 ± 0.95	—	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^*(2460)^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460)^+ \rightarrow D^0\pi^+)$	2.15 ± 0.36	1.80 ± 0.43	2.44 ± 0.18
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^*(2460)^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460)^+ \rightarrow D^{*0}\pi^+)$	2.45 ± 0.64	—	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow D_0^*(2400)^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D_0^*(2400)^0 \rightarrow D^-\pi^+)$	6.1 ± 1.9	6.8 ± 2.1	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow D_1(2430)^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1(2430)^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$	5.0 ± 1.1	—	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow D_1(2420)^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1(2420)^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$	6.8 ± 1.5	—	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow D_2^*(2460)^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460)^0 \rightarrow D^-\pi^+)$	3.4 ± 0.8	3.5 ± 0.5	—
$\mathcal{B}(\bar{B}^- \rightarrow D_2^*(2460)^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^*(2460)^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+)$	1.8 ± 0.5	—	—

В заключение отметим неполноту экспериментальных данных по распадам B -мезонов в D^{**} -состояния. До данного исследования не было экспериментальных результатов для распадов в D^{**} -состояния, которые бы описывались только в канале, подавленном по цвету кварков. Настоящая работа посвящена изучению подавленных по цвету распадов $B \rightarrow D^{**}\omega$.

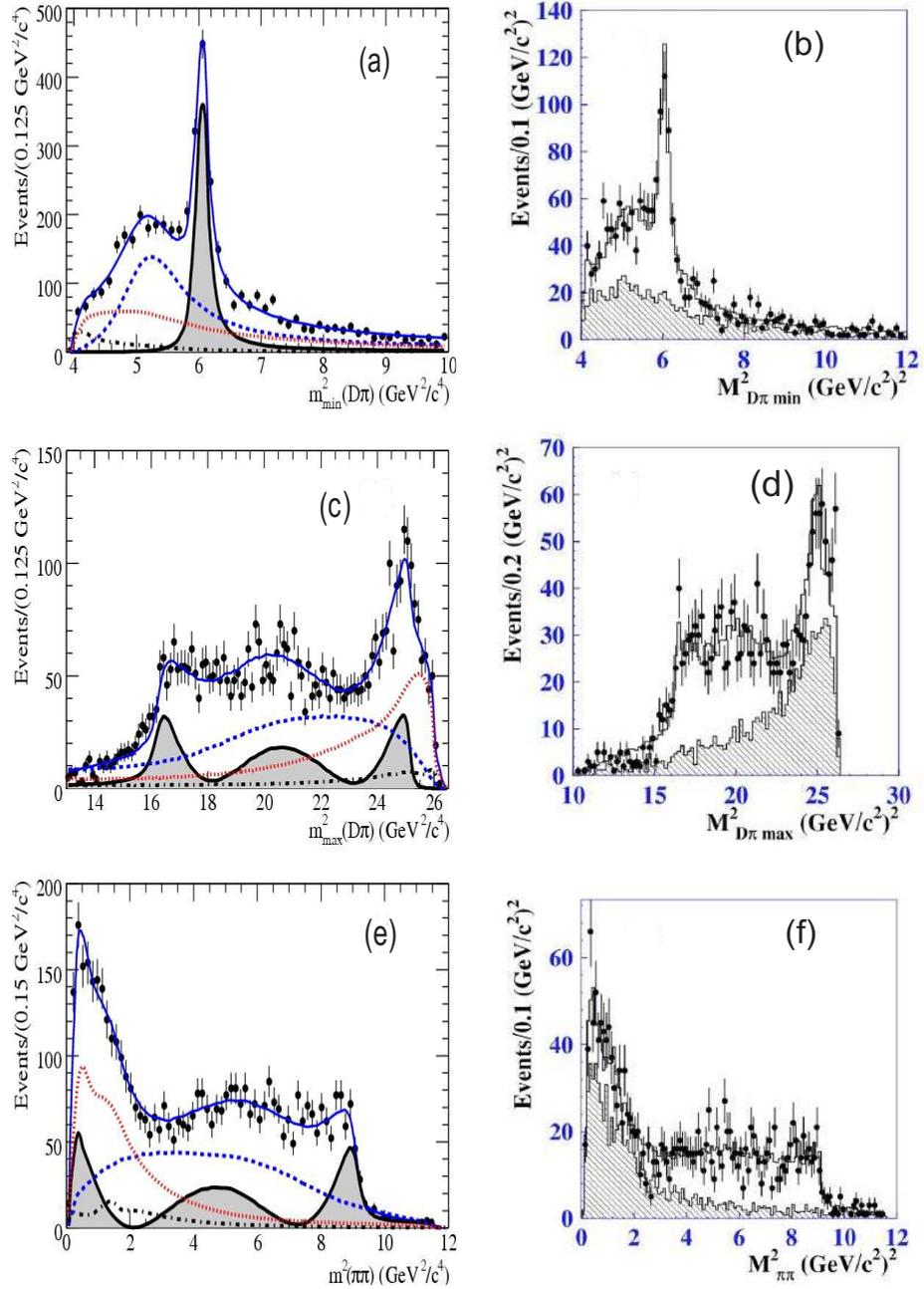


Рис. 11: Распределения по квадратам инвариантных масс $D\pi$ и $\pi\pi$ в работах (a,c,e) BaBar [30] и (b,d,f) Belle [14]. Показаны данные (точки с ошибками) и результаты подгонки функциями распределения от D^{*-} -состояний (кривые и гистограммы). Затемненная область и штрихованная кривая в (a,c,e) соответствуют вкладам от $D_2^*(2460)$ и $D_0^*(2400)$, штрих-пунктирная кривая — виртуальным вкладам от D_v^* и B_v^* и пунктирная — вкладу от фона. Штрихованная гистограмма в (b,d,f) описывает фоновые события.

Глава 2

Экспериментальная установка

Набор экспериментальных данных, используемых в настоящей диссертации, был набран универсальным детектором Belle, который успешно эксплуатировался в течении 11 лет, с 1999 по 2010 годы, на асимметричном электрон-позитронном коллайдере КЕКВ в лаборатории по изучению физики высоких энергий КЕК (г. Цукуба, Япония).

Эксперимент Belle был нацелен на поиск CP -нарушения в распадах B -мезонов и с успехом подтвердил сценарий CP -нарушения, основанный на механизме Кабиббо-Кобаяши-Маскавы [5].

В этой главе приводится краткое описание коллайдера КЕКВ и детектора Belle.

2.1. Ускорительный комплекс КЕКВ

Ускоритель КЕКВ представляет собой систему с двумя ускорительными кольцами, в которых циркулируют встречные пучки электронов с энергией 8 ГэВ (высокоэнергетичное кольцо, High Energy Ring, HER) и позитронов с энергией 3.5 ГэВ (низкоэнергетичное кольцо, Low Energy Ring, LER). Периметр ускорителя составляет около 3 км. Принципиальная схема ускорительного комплекса КЕКВ показана на Рис. 12. Пучки электронов и позитронов пересекаются в единственном месте "Tsukuba area" под углом 22 мрад для уменьшения паразитных эффектов в месте столкновения и увеличения светимости. Поворот сгустков частиц в месте встречи обеспечивается крабовыми резонаторами "crab cavity". Инжекция пучков происходит непрерывным образом. Число инжектируемых сгустков составляет 1389 с дистанцией меж-

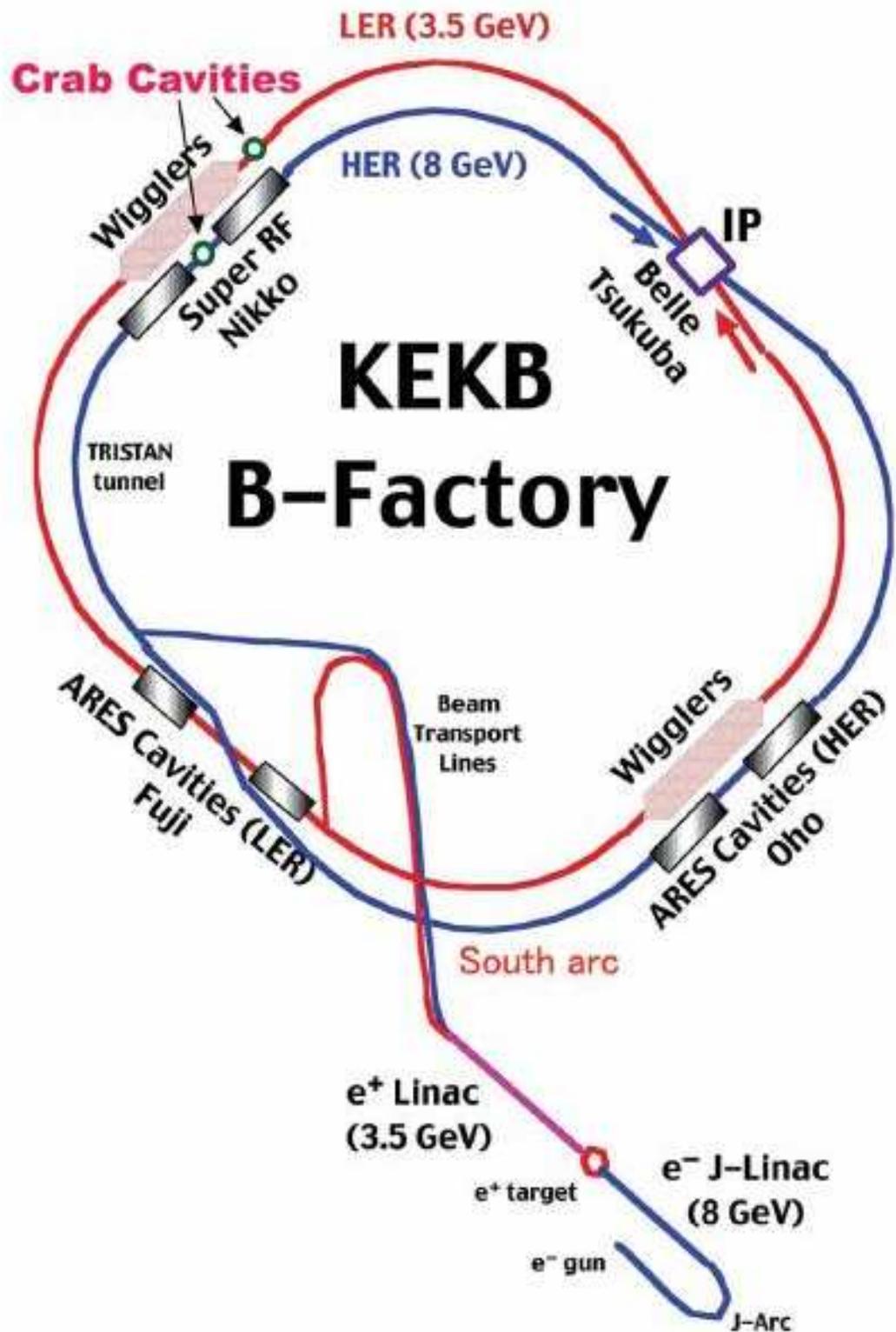


Рис. 12: Схема ускорительного комплекса КЕКВ.

ду ними в 210 см, токи пучков — 1.7 А для LER и 1.3 А для HER. Ускорение электронов и позитронов до необходимых энергий обеспечивается линейным ускорителем-инжектором (Linac).

Экспериментальные заходы набирались при энергиях от 9.46 до 11.02 ГэВ в области $\Upsilon(nS)$ резонансов. Интегральные светимости, набранные экспериментом Belle в области этих резонансов приведены в Таблице 3. Подробное описание коллайдера КЕКВ можно найти в работе [34].

Таблица 3: Интегральные светимости, набранные экспериментом Belle в области различных резонансов $\Upsilon(nS)$.

Резонанс	Светимость в пике, fb^{-1}	Светимость вне пика, fb^{-1}
$\Upsilon(1S)$	5.7	1.8
$\Upsilon(2S)$	24.9	1.7
$\Upsilon(3S)$	2.9	0.25
$\Upsilon(4S)$	711.0	89.4
$\Upsilon(5S)$	121.4	1.7

2.2. Детектор Belle

Детектор Belle представляет собой универсальный детектор, помещенный в продольное магнитное поле величиной 1.5 Тл, обеспечивающееся сверхпроводящим соленоидом. Детектор покрывает полярные углы в интервале от 17° до 150° в лабораторной системе отсчета, что соответствует 92% от полного телесного угла 4π в СЦМ e^+e^- пучков.

Основными компонентами детектора являются кремниевый вершинный детектор (silicon vertex detector, SVD), центральная дрейфовая камера

(central drift chamber, CDC), система аэрогелевых пороговых черенковских счетчиков (aerogel cherenkov counter, ACC), времяпролетные сцинтилляционные счетчики (time-of-flight scintillation counter, TOF), электромагнитный калориметр (electromagnetic calorimeter, ECL), сверхпроводящий магнит и мюонные камеры (superconducting magnet and muon chambers for K_L^0 and muons detecting, KLM). Кроме того, для записи данных с детектора необходимы эффективный триггер и быстродействующая система сбора данных (data acquisition system, DAQ). Схематический вид детектора Belle показан на Рис. 13, где также показаны основные компоненты установки, перечисленные выше. Универсальный характер установки позволяет проводить из-

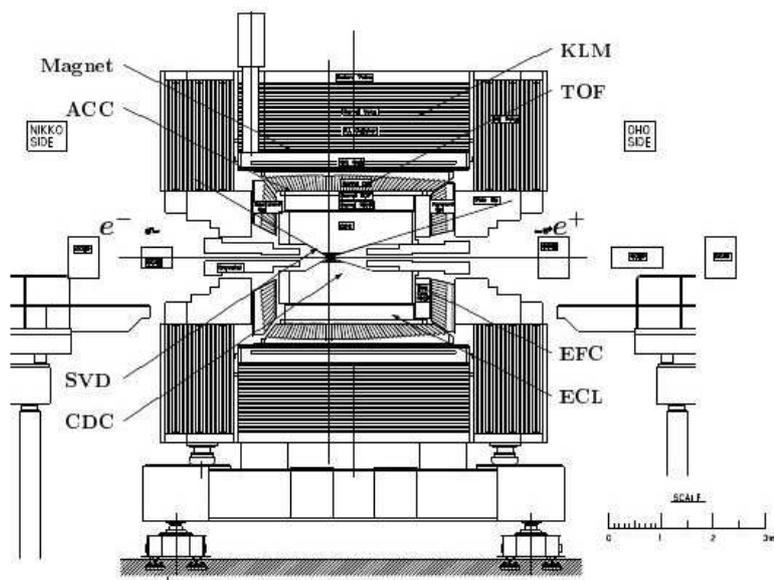


Рис. 13: Схематическое изображение детектора Belle.

мерения для широкого спектра задач: поиск и измерение редких распадов B -мезонов, изучение распадов τ -лептонов, двухфотонных взаимодействий, измерение сечений процессов методом радиационного возврата, исследование свойств шармониев и боттомониев.

В описании детектора используется следующая декартова система координат: ось z направлена в противоположную сторону к позитронному пуч-

ку, ось x направлена горизонтально к центру колец КЕКВ, ось y направлена вертикально вверх. Центр координатной системы находится в точке взаимодействия пучков.

Детектор Belle подробно описан в работе [35].

2.2.1. Кремниевый вершинный детектор (SVD)

Кремниевый вершинный детектор (SVD) позволяет измерять координаты треков заряженных частиц вблизи точки взаимодействия электрон-позитронных пучков. За все время работы детектора Belle использовались две различные конфигурации кремниевого вершинного детектора. Первый детектор, SVD1, работал с 2000 по 2003 годы, а второй, SVD2, работал с 2003 по 2010 годы. Детектор SVD имеет многослойную систему двухсторонних кремниевых микрополосковых сенсоров, имеющих толщину 300 мкм. В каждом из слоев имелись полоски, ориентированные в двух взаимно-ортогональных направлениях, вдоль оси z для измерения азимутального угла (ϕ -полоски), и перпендикулярно направлению z (z -полоски).

Координатное разрешение в точке взаимодействия пучков в зависимости от азимутального угла θ , импульса p и скорости β для детектора SVD2 описывается в виде $(17 \oplus 34/p\beta \sin^{3/2} \theta)$ мкм в плоскости $r - \phi$ и $(26 \oplus 33/p\beta \sin^{5/2} \theta)$ мкм в направлении z .

2.2.2. Центральная дрейфовая камера (CDC)

Центральная дрейфовая камера Belle (CDC) предназначена для восстановления треков заряженных частиц, измерения их координат и импульсов, для идентификации заряженных частиц по величине ионизационных потерь энергии в ячейках камеры и для формирования триггерного сигнала.

Одним из определяющих факторов импульсного разрешения является многократное рассеяние, которое зависит от толщины материала детектора. Для его минимизации в качестве рабочего газа детектора была выбрана смесь 50% He (гелий) и 50% C₂H₆ (этан). В камере 50 слоев дрейфовых ячеек: 32 слоя аксиально-ориентированных анодных проволочек для измерения поперечных координат x и y и 18 стерео-слоев проволочек, расположенных под малыми углами друг к другу для измерения z координаты. Расстояние до проволочки измеряется по времени дрейфа, ионизация dE/dx определяется по амплитуде сигнала. Совместное использование информации из аксиальных и стерео-слоев дает возможность восстановить трехмерное положение участка спирали трека.

CDC имеет хорошее импульсное разрешение, описываемое формулой:

$$\sigma_{p_t}/p_t = 0.3\% \sqrt{p_t^2 + 1/\beta^2}, \quad (19)$$

где p_t измеряется в ГэВ/ c и $\beta = v/c$ есть безразмерная скорость. Разрешение по ионизационным потерям энергии, имеющее важное значение для идентификации частиц, особенно для треков с малыми импульсами, оценивается в 6%. Триггер CDC обеспечивает высокоэффективный и достоверный сигнал, используемый в триггере первого уровня L1.

2.2.3. Времяпролетная система (TOF)

Времяпролетная система (TOF) состоит из 128 сцинтилляционных счетчиков, формирующих цилиндр радиусом 1.2 м. Основной задачей TOF является разделение низкоэнергетичных пионов и каонов с импульсами до 1.2 ГэВ/ c . Система TOF содержит 64 модуля, каждый из которых состоит из двух TOF-счетчиков толщиной 4 см, имеющих трапецеидальную форму,

и одного тонкого триггерного сцинтилляционного счетчика (TSC) толщиной 0.5 см. Мелкосеточные фотоумножители (ФЭУ) устанавливаются на обоих концах TOF-счетчиков и на одном конце TSC. Система TOF измеряет время пролета заряженных частиц. Эффективность регистрации TOF, измеренная на мюонных событиях, составляет около 95%. Неэффективность регистрации обусловлена наличием зазора между сцинтилляторами в 1.5 мм и фоном от частиц пучка. Временное разрешение TOF составляет около 100 пс.

2.2.4. Система пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков (АСС)

Система пороговых аэрогелевых черенковских счетчиков (АСС) предназначена для идентификации типа заряженной частицы (пион/каон) в интервале импульсов от 1.2 до 3.5 ГэВ/с. Детектор АСС состоит из аэрогелевых модулей, расположенных в цилиндрической и передней (по направлению электронного пучка) торцевой частях детектора. Модули АСС заполняются аэрогелем на основе SiO_2 с показателем преломления n от 1.010 до 1.050 в зависимости от полярного угла. Считывание черенковского света с модуля АСС производится одним или двумя ФЭУ, спроектированными для работы в сильных магнитных полях. Общее количество счетчиков в цилиндрической части АСС составляет 960 штук. В торцевой области находятся 228 счетчиков.

Для идентификации типа частицы в АСС используется тот факт, что при прохождении частицы в веществе со скоростью v , превышающей фазовую скорость электромагнитных волн в этой среде c/n , частица испускает черенковское излучение. Импульсы от черенковского света измеряются ФЭУ. Средняя величина светового импульса для релятивистской частицы в

боковой части АСС составляет 15 фотоэлектронов, в торцевой области — 30 фотоэлектронов.

2.2.5. Электромагнитный калориметр (ECL)

Электромагнитный калориметр (ECL) предназначен для измерения энергии и направления импульсов фотонов, для идентификации электронов по отношению энергии электромагнитного ливня к импульсу трека в CDC и для формирования быстрого сигнала для триггера первого уровня L1. Кроме того, информация с торцевого калориметра используется для измерения светимости во время набора данных.

ECL состоит из цилиндрической секции и двух торцевых частей, передней и задней. Калориметр представляет собой мелкосегментированный массив из 8736 неорганических сцинтилляционных кристаллов йодида цезия, активированных таллием CsI(Tl), с толщиной 30 см, что соответствует 16.1 радиационным длинам (X_0). Время высвечивания кристаллов CsI(Tl) составляет 1 мкс с максимумом спектра высвечивания 550 нм. Сцинтилляционный свет с каждого кристалла считывается при помощи двух кремниевых фотодиодов с площадью чувствительной поверхности 2 см × 1 см. Доза облучения, полученная ECL, колеблется от 100 рад для кристаллов цилиндрической части, до 400 рад для кристаллов торцевой части. Ухудшение световых выходов из-за суммарной радиационной дозы составило 7% для цилиндрической части и менее 13% для торцевых частей.

Энергетическое разрешение калориметра было измерено на тестовом пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния на установке РОКК-1М в ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера. Для этого облучались матрицы кристал-

лов 5×5 . Полученное разрешение может быть параметризовано в виде:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0.0066\%}{E} \oplus \frac{0.81\%}{E^{1/4}} \oplus 1.34\%. \quad (20)$$

Здесь E — энергия фотонов и электронов в единицах ГэВ. Угловое разрешение составляет примерно 13 мрад для низких энергий и 3 мрад для высокоэнергетичных частиц. Разрешение по массе π^0 при этом равно 4.5 МэВ/ c^2 .

Помимо обычного электромагнитного калориметра детектор Belle оснащен специальным передним калориметром (Extreme Forward Calorimeter, EFC), который покрывает малые полярные углы. Он изготовлен из радиационно стойких кристаллов германата висмута ($Bi_4Ge_3O_{12}$). Калориметр EFC использовался для оперативного измерения светимости установки.

2.2.6. Мюонная система (KLM)

Мюонная система (KLM) предназначена для идентификации K_L -мезонов и мюонов с импульсами выше 600 МэВ/ c . Мюонная система состоит из слоев резистивных плоскопараллельных счетчиков (Resistive Plate Chamber, RPC), чередующихся с листами железа толщиной 4.7 см. Всего детектор состоит из 28 слоев RPC. Активным элементом детектора KLM являются RPC с газовым зазором, работающие в стримерном режиме. Ионизирующая частица инициирует в газовом зазоре стримерный разряд, который собирается на электродах из термополированного листового стекла с высоким объемным сопротивлением, чтобы погасить разряд. RPC электрически изолируются и располагаются внутри защищенного алюминием модуля толщиной 3.7 см. K_L -мезоны, взаимодействуя с железом магнита, образуют ядерные ливни, продукты которых используются для их детектирования. Направление импульса K_L^0 определяется по положению ливня, но энергия

этих частиц восстанавливается с плохой точностью из-за больших флуктуации энергии ливня.

Угловое разрешение в KLM составляет примерно 30 мрад.

2.2.7. Идентификация частиц в детекторе Belle (PID)

Идентификация каонов, пионов и протонов основана на информации из трех различных детекторных подсистем: CDC, TOF и ACC. Это измерение ионизационных потерь в дрейфовой камере CDC, измерение времени пролета заряженной частицы от точки взаимодействия до счетчиков время-пролетной системы TOF, и, тем самым, определение скорости частицы, и измерение числа фотоэлектронов в системе пороговых аэрогелевых черенковских счетчиках ACC. Диаграмма, иллюстрирующая возможности K/π идентификации в детекторе Belle, приведена на Рис. 14.

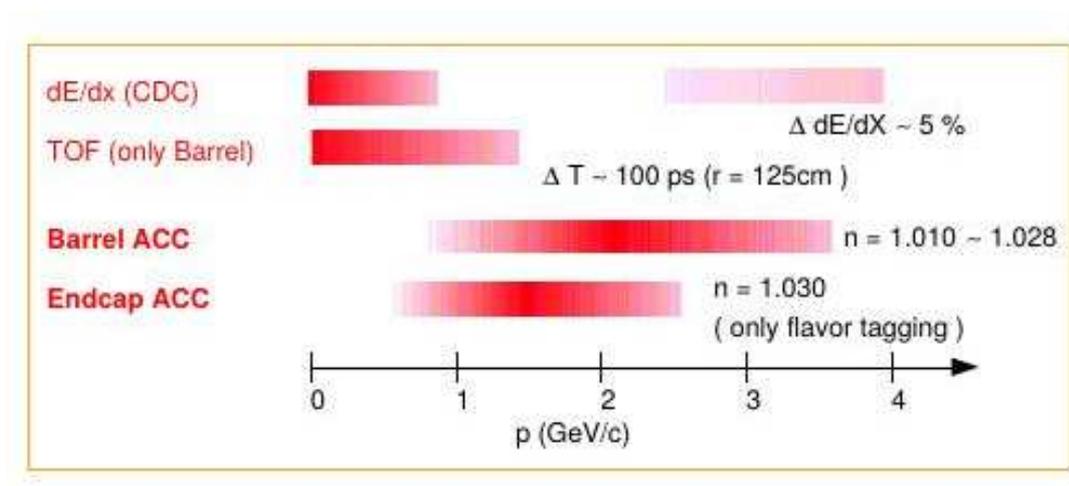


Рис. 14: Диаграмма, иллюстрирующая области чувствительности различных подсистем идентификации.

Помимо вышеописанных требований, для идентификации электронов используются также отношение энергии ливня в ECL к импульсу трека в CDC, поперечная форма ливня в ECL и точность сшивки кластера в ECL и

трека в CDC. Эффективность идентификации электронов составляет около 92%, при вероятности принятия электрона за пион менее 5%. Для идентификации мюонов используется информация с детектора KLM. Эффективность идентификации мюонов зависит от их импульса и меняется от 40% при импульсе 0.6 ГэВ/с (минимальный импульс частицы, при котором она достигает KLM) до 97% при импульсе в несколько ГэВ/с.

2.2.8. Моделирование детектора

Моделирование всех подсистем детектора Belle выполняется методом Монте-Карло и включает два основных этапа. На первом этапе кинематика изучаемого процесса моделируется с помощью пакета программ EvtGen [36]. При этом разыгрываются импульсы и энергии частиц с заданной плотностью распределения по фазовому объему. Для учета радиационного излучения в конечном состоянии используется интегрируемый в EvtGen пакет PHOTOS [37].

На втором этапе, с помощью библиотеки GEANT3 [38], моделируется отклик установки и прохождение долгоживущих частиц, разыгранных на первом этапе, через вещество детектора. Информация об отклике всех компонент детектора записывается в том же формате, что и реальные данные.

Глава 3

Модель распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$

Экспериментальное обнаружение орбитально-возбужденных D^{**} -состояний стимулирует интерес к изучению их динамических свойств и сравнению различных теоретических моделей (см. подробное изложение в Главе 1).

Динамические характеристики D^{**} -состояний зависят от изучаемого процесса. В настоящее время существуют экспериментальные данные по адронным распадам B -мезонов в D^{**} -состояния, описываемые только разрешенной по цвету амплитудой (*color-favored*). Кварковые переходы, подавленные по цвету (*color-suppressed*), меняют динамические характеристики распадов. В $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ распадах D^{**} -состояния рождаются исключительно в подавленном по цвету канале (см. Рис. 15 (а)).¹ Динамика рождения здесь определяется слабыми константами распада $f_{D^{**}}$.

Распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ имеет также вклад от разрешенной по цвету амплитуды, где рождаются $\omega \pi$ -состояния с различными квантовыми числами (см. Рис. 15 (b)).

Адронные слабые токи могут быть классифицированы как токи первого или второго рода в зависимости от спина J , а также P и G-четностей $\omega \pi$ -системы. В стандартной модели токи первого рода имеют квантовые числа $J^{PG} = 0^{++}, 0^{--}, 1^{+-}$ или 1^{-+} и являются доминирующими. Токи второго рода с квантовыми числами $J^{PG} = 0^{+-}, 0^{-+}, 1^{++}$ или 1^{--} ассоциируются с константой распада, пропорциональной разнице масс u - и d -кварков. Таким образом, они зануляются в пределе точной изоспиновой симметрии $SU(2)$.

¹Дальнейшее изложение также касается и зарядово-сопряженных распадов $B^0 \rightarrow D^{*-} \omega \pi^+$.

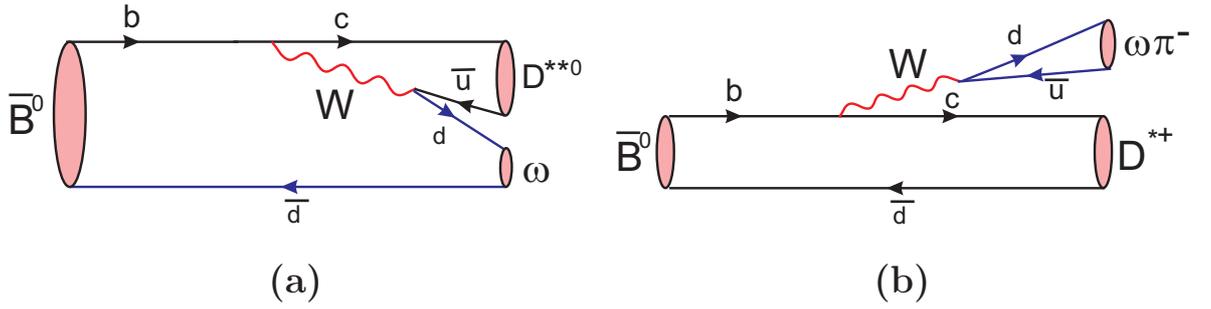


Рис. 15: Кварковые диаграммы процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+} \omega \pi^-$ с (a) подавленной по цвету амплитудой, описывающей рождение D^{**} -состояний и (b) разрешенной по цвету амплитудой, ответственной за рождение различных $\omega\pi$ -состояний.

Естественно ожидать, что основной вклад в распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+} \omega \pi^-$ дают ρ -подобные резонансы с $J^{PG} = 1^{-+}$. Токи второго рода здесь могут проявляться через рождение $b_1(1235)$ -резонанса с $J^{PG} = 1^{++}$.

Изучаемые резонансы, ρ -подобные состояния и D^{**} , дают вклад в полный матричный элемент в различных областях фазового пространства. Поэтому, выделяя эти области в экспериментальных данных, можно идентифицировать такие состояния. Однако, мы имеем несколько таких состояний в выделенной области фазового пространства. Эти состояния имеют значимые ширины (десятки МэВ для $D_2(2460)^0$ и сотни МэВ для остальных), что приводит к существенной интерференции между ними. Для разделения резонансных вкладов важно анализировать их распределения в многомерном фазовом пространстве. Метод амплитудного анализа позволяет одновременно учитывать угловую и энергетическую информацию при экспериментальном исследовании данных.

Анализируя экспериментальные данные техникой амплитудного анализа, важно параметризовать матричный элемент распада в удобных ки-

нематических переменных, углах и квадратах инвариантных масс. В этой главе мы обсуждаем выбор таких переменных и получаем выражение для матричного элемента.

В данной главе мы используем следующие обозначения: $p^2 = M^2(\pi^+\pi^-\pi^0)$ есть квадрат инвариантной массы продуктов распада ω -мезона; $q^2 = M^2(\omega\pi)$ ($q^2 = M^2(D^*\pi)$) является квадратом инвариантной массы $\omega\pi$ (D^{**}) состояний. Величины импульса D^* и суммарного импульса продуктов распада ω в системах покоя D^{**} и $\omega\pi$ обозначаются, соответственно, как p_{D^*} и $p_{3\pi}$. Величина 3-импульса ω в системе покоя $\omega\pi$, когда $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ равна номинальной массе ω -мезона, обозначается как p_ω . Величина 3-импульса D -мезона в системе покоя D^* обозначается как p_D . Величина 3-импульса ω (D^*) в системе покоя $\omega\pi$ (D^{**}), когда $M(\omega\pi)$ ($M(D^*\pi)$) равна номинальной массе резонансного $\omega\pi$ -состояния (D^{**} -состояния) и $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ равна номинальной массе ω -мезона, обозначается как $p_{0,\omega}$ (p_{0,D^*}). Символы $p_{3\pi,B}$ и $p_{D^*,B}$ используются для величин суммарного 3-импульса продуктов распада ω и 3-импульса D^* в системе покоя B -мезона.

Кроме того, для составления инвариантных амплитуд распада используются 4-импульсы p_μ , Q_μ , l_μ и q_μ , соответствующие ω , D^* , D и промежуточным $\omega\pi$ или D^{**} -резонансам, и 4-векторы v_μ , ε_μ и ε'_μ , описывающие поляризации ω , D^* и промежуточных $\omega\pi$ или D^{**} -резонансов. Для параметризации амплитуды распада ω -мезона мы используем 4-векторы $P_{-, \mu}$, $P_{+, \mu}$ и $P_{0, \mu}$, соответствующие π^- , π^+ и π^0 в распаде ω .

3.1. Общий метод

Мы изучаем как распады $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$, так и зарядово-сопряженные процессы $B^0 \rightarrow D^{*-}\omega\pi^+$. Так как слабое взаимодействие нарушает P -

четность, матричный элемент распада содержит P -четные и P -нечетные слагаемые. В силу CP -инвариантности: P -нечетные слагаемые в амплитуде являются также C -нечетными и, поэтому, будут менять знак при зарядовом сопряжении. Формальная запись полного матричного элемента M содержит сумму матричных элементов M_+ и M_- , описывающих систему частиц в распадах \bar{B}^0 и B^0 :

$$M = \frac{1+Q}{2}M_+ + \frac{1-Q}{2}M_-, \quad (21)$$

где заряд $Q = +1$ или -1 определяет сигнальные распады \bar{B}^0 - или B^0 -мезонов.

Для параметризации матричного элемента M_+ (или M_-) используется изобарная формулировка модели [39], в которой изучаемый распад представляется в виде суммы нескольких квазидвухчастичных амплитуд, соответствующих определенному резонансному вкладу в промежуточном состоянии.

В нашем подходе все резонансные состояния описываются релятивистской функцией Брейт-Вигнера (BW) с шириной, зависящей от q^2 [40]. Такое описание не является точным, так как оно не учитывает взаимодействие в конечном состоянии и не обладает свойствами аналитичности и унитарности. Тем не менее, такое представление правильно описывает основное поведение амплитуды и хорошо согласуется с экспериментальными данными. Знаменатель BW-функции $D_R(q^2)$ записывается в виде:

$$D_R(q^2) = q^2 - m_R^2 + im_R\Gamma_R(q^2). \quad (22)$$

Он соответствует промежуточному резонансу R с массой m_R и шириной Γ_R , зависящей от q^2 . Числитель BW-функции $N_R(q^2)$ является суммой по

поляризациям $\varepsilon_\mu^{(\lambda)}$ ($\lambda = 0, \pm$) резонанса:

$$N_R(q^2) = i \sum_{\lambda=0,\pm} \varepsilon_\mu^{(\lambda)*} \varepsilon_\nu^{(\lambda)}. \quad (23)$$

В нашем процессе промежуточные частицы являются неточечными объектами. Поэтому, для описания вершины взаимодействия, мы используем различные формфакторы, зависящие от q^2 . Эти формфакторы необходимы для компенсации растущей q^2 -зависимости матричного элемента вдали от резонансов. Мы используем факторы Блатта-Вайцкопфа (Blatt-Weisskopf, BlWe) [41], определенные для парциальных волн $L = S, P, D$ и F , как

$$\begin{aligned} B_S(p) &= 1, \\ B_P(p) &= \sqrt{\frac{1+x_0^2}{1+x^2}}, \\ B_D(p) &= \sqrt{\frac{(x_0^2-3)^2+9x_0^2}{(x^2-3)^2+9x^2}}, \\ B_F(p) &= \sqrt{\frac{x_0^2(x_0^2-15)^2+9(2x_0^2-5)^2}{x^2(x^2-15)^2+9(2x^2-5)^2}}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь $x = rp$, $x_0 = rp_0$, $r = 1.6$ (ГэВ/с) $^{-1}$ есть характерный адронный радиус и p , p_0 являются величинами импульсов дочерней частицы в системе покоя материнской частицы для случая, когда квадрат инвариантной массы резонансного состояния равен q^2 и квадрату номинальной массы, соответственно.

3.2. Кинематика распада

В этом разделе обсуждаются кинематические свойства $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ распада. В конечном состоянии есть шесть частиц со спином 0. Это D^0 и π^+ от распада D^{*+} , π^+ , π^- и π^0 от распада ω и первичный π^- от распада \bar{B}^0 .

Поскольку направление каждой частицы в пространстве характеризуется тремя переменными, мы имеем 18 степеней свободы. Однако, законы сохранения энергии-импульса уменьшают число степеней свободы на четыре переменные. Далее, поскольку начальная частица \bar{B}^0 является псевдоскаляром, матричный элемент распада не должен зависеть от направления вылета промежуточного резонанса ($D^{*+}\pi^-$ или $\omega\pi^-$) в системе покоя B -мезона. Интегрирование по телесному углу в системе покоя B -мезона уменьшает число степеней свободы еще на две переменные. Кроме того, матричный элемент распада не должен зависеть от азимутального направления дочерних частиц относительно оси вылета \bar{B}^0 в системе покоя промежуточного резонанса ($D^{*+}\pi^-$ или $\omega\pi^-$). Частицы с единичным спином, ω и D^{*+} , рассматриваются как промежуточные. Пропагатор, соответствующий D^{*+} -мезону, является δ -функцией из-за того, что ширина этого состояния существенно меньше экспериментального разрешения. Поэтому, инвариантная масса продуктов распада D^{*+} -мезона, D^0 и π^+ , считается равной массе D^{*+} -состояния. Этот факт уменьшает число степеней свободы еще на одну переменную. Таким образом остается 10 кинематических переменных, которые удобно выбрать следующим образом: два квадрата инвариантных масс, $M^2(\omega\pi)$ и $M^2(D^*\pi)$, для $\omega\pi$ - и $D^*\pi$ -системы, два угла, описывающих ориентацию вектора нормали n_ω к плоскости распада ω -мезона в системе его покоя, два угла, определяющих направление вылета D^0 в системе покоя D^{*+} , инвариантная масса ω -мезона, две Далиц-переменные и один азимутальный угол в плоскости распада ω -мезона. Далее в этой главе будет показано, что резонансные амплитуды в процессе $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ зависят от первых шести переменных.

Амплитуды, описывающие рождение и распад $\omega\pi$ - и D^{**} -состояний, приобретают наиболее простой вид в различных угловых базисах. Поэтому, дальнейшее определение угловых переменных отличается для подавленных

(см. Рис. 15 (a)) и разрешенных (см. Рис. 15 (b)) по цвету процессов.

Угловые переменные, $\cos \theta_1, \phi_1, \cos \beta_1, \psi_1$ и $\cos \xi_1$, описывающие рождение $\omega\pi$ -резонансов, показаны на Рис. 16. Полярный и азимутальный углы,

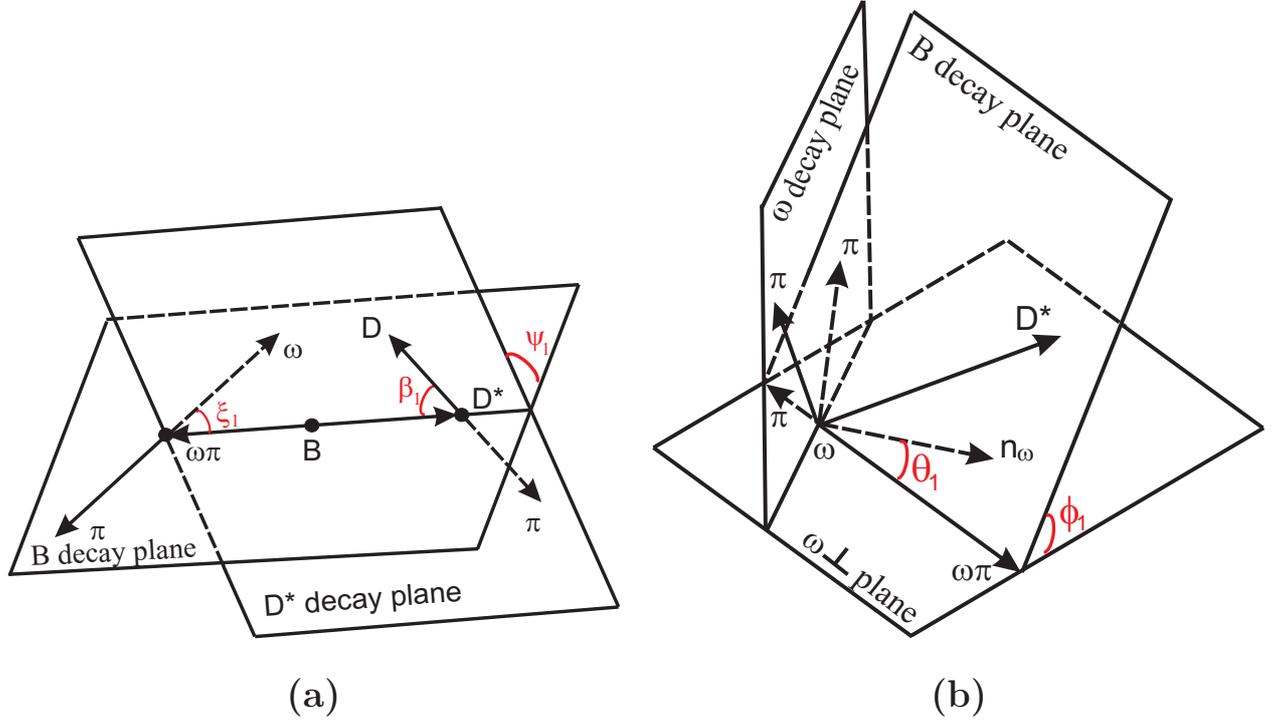


Рис. 16: Кинематика $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ распада с рождением $\omega\pi$ промежуточного состояния. Диаграмма (a) определяет два полярных угла ξ_1 и β_1 и один азимутальный угол ψ_1 . Диаграмма (b) определяет один полярный угол θ_1 и один азимутальный угол ϕ_1 . Направление n_ω в (b) соответствует вектору нормали к плоскости распада ω .

θ_1 и ϕ_1 , заданные в системе покоя ω , определяются, соответственно, как угол между нормалью n_ω к плоскости распада ω и направлением $\omega\pi$, и угол между плоскостью распада B -мезона и плоскостью, образованной направлениями n_ω и $\omega\pi$. Полярный и азимутальный углы, β_1 и ψ_1 , заданные в системе покоя D^* , определяются, соответственно, как угол между направлениями вылета D и $\omega\pi$, и угол между плоскостями распадов B - и D -мезонов.

Полярный угол ξ_1 есть угол между направлениями вылета D^* и ω в системе покоя $\omega\pi$.

Аналогично, можно определить набор переменных $\cos \theta_2, \phi_2, \cos \beta_2, \psi_2$ и $\cos \xi_2$, соответствующий рождению D^{**} -резонансов. Угловые переменные θ_2 и ϕ_2 , а также β_2 и ψ_2 , определяются таким же образом как и углы, описывающие $\omega\pi$ рождение, но вместо направления $\omega\pi$ используется направление $D^*\pi$. Полярный угол ξ_2 соответствует углу ξ_1 , но в системе покоя $D^*\pi$.

Квадраты инвариантных масс $M^2(\omega\pi)$ и $M^2(D^*\pi)$ однозначно связаны с углами ξ_1 и ξ_2 следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} dM^2(\omega\pi) &= 2p_{3\pi}p_{D^*} \frac{m_B}{\sqrt{M^2(D^*\pi)}} d \cos \xi_2 \\ dM^2(D^*\pi) &= 2p_{3\pi}p_{D^*} \frac{m_B}{\sqrt{M^2(\omega\pi)}} d \cos \xi_1. \end{aligned} \quad (25)$$

3.3. Вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$

Дифференциальную вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ можно выразить через квадрат его матричного элемента $|M_+|^2$, получив выражение для элемента фазового объема в выбранном базисе переменных [6, 42] и выделив в полном матричном элементе амплитуды распадов D^{*+} и ω [6]. Мы рассматриваем распады $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ и $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$.

Амплитуда распада ω -мезона описывает вклады от промежуточного ρ -мезона с константой связи $g_{\rho\pi\pi}$ и нерезонансную часть с амплитудой $a_{3\pi}$:

$$M_{\omega \rightarrow 3\pi} = g_{\omega\rho\pi}(p^2) \left(a_{3\pi} + \sum_{i=\pm,0} \frac{g_{\rho\pi\pi}}{D_{\rho^i}(\mu_i^2)Z(\mu_i^2)} \right) \sqrt{\Delta(p, P_+, P_0)}(n_\omega v), \quad (26)$$

где n_ω есть единичный 4-вектор нормали к плоскости распада ω . Символ

$\Delta(p, P_+, P_0)$ определяет детерминант

$$\begin{vmatrix} p^2 & (pP_+) & (pP_0) \\ (pP_+) & m^2 & (P_+P_0) \\ (pP_0) & (P_+P_0) & m_0^2 \end{vmatrix}, \quad (27)$$

нули которого соответствуют границам фазового пространства [42] и константы m и m_0 обозначают массы заряженного и нейтрального π -мезонов; формфактор $g_{\omega\rho\pi}(p^2)$ ограничивает слишком большой рост ширины $\Gamma_\omega(p^2)$ с ростом p^2 и величина $g_{\omega\rho\pi}(m_\omega^2) \simeq 16 (\text{ГэВ}/c)^{-1}$ [43]; амплитуды $a_{3\pi}$ и $g_{\rho\pi\pi}$, в предположении отсутствия мнимой части, могут быть оценены из экспериментальных данных и феноменологических моделей $a_{3\pi} = (0.01 \pm 0.23 \pm 0.25) \times 10^{-5} \text{ МэВ}^{-2}$ [44] и $g_{\rho\pi\pi} \simeq 6$ [45]; инвариантные массы $\mu_{\pm,0}$ соответствуют промежуточным $\rho^{\pm,0}$ -состояниям и фактор

$$Z(\mu_{\pm,0}^2) = 1 - is_1 \Phi(\mu_{\pm,0}, \sqrt{p^2}) \quad (28)$$

описывает взаимодействие ρ - и π -мезонов в конечном состоянии $\pi^+\pi^-\pi^0$ в распаде ω -мезона, где форма функции $\Phi(\mu_{\pm,0}, \sqrt{p^2})$ и параметр s_1 определяются в [46].

Амплитуда распада D^* -мезона может быть записана в виде:

$$M_{D^* \rightarrow D\pi} = g_{D^*D\pi}(\varepsilon l), \quad (29)$$

где константа связи $g_{D^*D\pi}$ описывает динамику распада, а произведение 4-векторов (εl) определяет его лоренцеву структуру.

Таким образом, множитель

$$g_{D^*D\pi}(Q^2)g_{\omega\rho\pi}(p^2) \left(a_{3\pi} + \sum_{i=\pm,0} \frac{g_{\rho\pi\pi}}{D_{\rho^i}(\mu_i^2)Z(\mu_i^2)} \right) \frac{\sqrt{\Delta(p, P_+, P_0)}}{D_{D^*}(Q^2)D_\omega(p^2)} p_D \quad (30)$$

является общим для всех резонансных амплитуд. Учитывая, что $Q^2 = m_{D^*}^2$ и выражая константу связи $g_{D^*D\pi}$ через относительную ширину распада $\mathcal{B}_{D^* \rightarrow D^0 \pi^+}$, получим дифференциальную ширину распада $d\Gamma$ в виде:

$$d\Gamma = \frac{6\mathcal{B}_{D^* \rightarrow D^0 \pi^+}}{(4\pi)^{10} m_B^2} \frac{|M_{\pm}|^2 p_{3\pi} p_{D^*,B}}{\sqrt{q^2}} \frac{W(p^2)}{|D_{\omega}(p^2)|^2} dp^2 (d \cos \theta_1 d\phi_1) \times \\ \times (d \cos \beta_1 d\psi_1) (dq^2 d \cos \xi_1). \quad (31)$$

В выражении (31) учтено, что D^* является узким:

$$\frac{1}{|D_{D^*}(Q^2)|^2} = \frac{\pi}{m_{D^*} \Gamma_{D^*}} \delta(Q^2 - m_{D^*}^2) \quad (32)$$

и выделен квадрат амплитуды ω -распада в фазовом интеграле

$$W(p^2) = \pi \int_{(2m)^2}^{(\sqrt{p^2} - m_0)^2} d\mu_0^2 \int_{\mu_{+min}^2}^{\mu_{+max}^2} d\mu_+^2 \frac{\Delta(p, P_+, P_0)}{p^2} g_{\omega\rho\pi}^2(p^2) \times \\ \times \left| a_{3\pi} + \sum_{i=\pm,0} \frac{g_{\rho\pi\pi}}{D_{\rho^i}(\mu_i^2) Z(\mu_i^2)} \right|^2. \quad (33)$$

Здесь пределы интегрирования μ_{+max}^2 и μ_{+min}^2 определяются кинематикой ω -распада [6]. Матричный элемент M_{\pm} описывает конкретные угловые и импульсные зависимости для различных промежуточных состояний сигнальных \bar{B}^0 - или B^0 -распадов.

Аналогичное выражение для $d\Gamma$ можно получить и в базисе переменных $\cos \theta_2, \phi_2, \cos \beta_2, \psi_2$ и $\cos \xi_2$.

3.4. Параметризация $\omega\pi$ -резонансных амплитуд

Рассмотрим матричный элемент процесса $\bar{B} \rightarrow D^* R_J$, где R_J — промежуточный резонанс с целым спином J , не равным 0. Он может быть параметризован в базисе амплитуд с определенными угловыми орбитальными

моментами конечного состояния:

$$\begin{aligned}
M_{\bar{B} \rightarrow D^* R, J} = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* g_J \left[C_J \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon_{\mu}^{\prime*(J)} \varepsilon_{\nu}^* q_{\rho} Q_{\sigma} F_{L=J}(q^2) + \right. \\
& + i m_B^2 C_{J-1} ((\varepsilon^{\prime*(J)} \varepsilon^*) - \frac{1}{f_{J, J-1}(q^2)} (\varepsilon^{\prime*(J)} Q)(\varepsilon^* q)) F_{L=J-1}(q^2) + \\
& \left. + i C_{J+1} ((\varepsilon^{\prime*(J)} Q)(\varepsilon^* q) - f_{J, J+1}(q^2) (\varepsilon^{\prime*(J)} \varepsilon^*)) F_{L=J+1}(q^2) \right]. \quad (34)
\end{aligned}$$

Здесь C_J — нормировочная амплитуда, которая, вообще говоря, комплексна; $F_L(q^2)$ — переходной формфактор, соответствующий орбитальному угловому моменту L ; g_J — константы связи, (например, $g_1 = a_1 f_R$, где a_1 — эффективная константа Вильсона и f_R — слабая константа распада); $\varepsilon^{\prime*(J)}$ — свертка тензора поляризации ранга J с 4-импульсом Q_{μ}

$$\varepsilon_{\mu}^{\prime*(J=1)} = \varepsilon'_{\mu}, \quad \varepsilon_{\mu}^{\prime*(J=2)} = \varepsilon'_{\mu\alpha} Q^{\alpha} / m_B, \quad \varepsilon_{\mu}^{\prime*(J=3)} = \varepsilon'_{\mu\alpha\beta} Q^{\alpha} Q^{\beta} / m_B^2; \quad (35)$$

$$f_{J, J\pm 1}(q^2) = \frac{2m_B^2 p_{D^*, B}^2}{m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2 + 2a_{J, J\pm 1} m_{D^*} \sqrt{q^2}} \quad (36)$$

и $a_{J, J-1} = -1$, $a_{J, J+1} = (J+1)/J$. Заметим, что структуры $(\varepsilon^{\prime*(J)} \varepsilon^*)$ и $(\varepsilon^{\prime*(J)} Q)(\varepsilon^* q)$ не соответствуют, вообще говоря, парциальным волнам $J-1$ и $J+1$, поскольку присутствует релятивистская добавка для волны $J-1$ от второй структуры и для волны $J+1$ от первой структуры. Эта добавка оказывается зависимой от переданного импульса к паре $\omega\pi$ или от квадрата ее инвариантной массы q^2 .

Параметризация матричного элемента, описывающего резонансный распад, зависит от квантовых чисел начальной частицы. Для состояний с $J^P = 1^-, 2^+, 3^-$ выражение для матричного элемента может быть представлено в виде:

$$M_{R, J \rightarrow \omega\pi} = \tilde{g}_J \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \tilde{\varepsilon}_{\mu}^{\prime*(J)} v_{\nu}^* q_{\rho} p_{\sigma} \tilde{F}_{L=J}(q^2), \quad (37)$$

где \tilde{g}_J — константа связи (например, $\tilde{g}_1 = g_{R_1\omega\pi}$), $\tilde{F}_L(q^2)$ — переходной форм-фактор и

$$\tilde{\varepsilon}'_{\mu}(J=1) = \varepsilon'_{\mu}, \quad \tilde{\varepsilon}'_{\mu}(J=2) = \varepsilon'_{\mu\alpha} p^{\alpha} / m_R, \quad \tilde{\varepsilon}'_{\mu}(J=3) = \varepsilon'_{\mu\alpha\beta} p^{\alpha} p^{\beta} / m_R^2, \quad (38)$$

где m_R — масса резонанса. Резонансы с $J^P = 1^+, 2^-$ описываются следующим матричным элементом:

$$M_{R_{J \rightarrow \omega\pi}} = \tilde{g}_J \left[\tilde{C}_{J-1} m_R^2 ((\tilde{\varepsilon}'^{(J)} v^*)) - \frac{1}{\tilde{f}_{J,J-1}(q^2)} (\tilde{\varepsilon}'^{(J)} p)(v^* q) \tilde{F}_{L=J-1}(q^2) + \right. \\ \left. + \tilde{C}_{J+1} ((\tilde{\varepsilon}'^{(J)} p)(v^* q) - \tilde{f}_{J,J+1}(q^2) (\tilde{\varepsilon}'^{(J)} v^*)) \tilde{F}_{L=J+1}(q^2) \right], \quad (39)$$

где \tilde{C}_J — нормировочные константы, которые, вообще говоря, комплексны, и функции

$$\tilde{f}_{J,J\pm 1}(q^2) = \frac{2q^2 p_{3\pi}^2}{q^2 + p^2 - m^2 + 2a_{J,J\pm 1} \sqrt{p^2 q^2}}, \quad (40)$$

получаются таким же образом, как $f_{J,J\pm 1}(q^2)$ (m обозначает здесь массу заряженного пиона в распаде резонанса на $\omega\pi$).

Далее мы переходим от амплитуд, записанных в ковариантной форме, к амплитудам, которые выражены через выбранные ранее переменные. Результаты зависят от спин-четности промежуточного резонанса. Поскольку $\omega\pi$ -состояния со спином 0 не наблюдаются и состояния со спином 2 и выше должны быть подавлены, то, далее, мы рассматриваем состояния только со спином 1.

3.4.1. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \rho(770)^- \rightarrow D^{*+} \omega\pi^-$

Получим выражение для амплитуды виртуального $\rho(770)$ -состояния с квантовыми числами $J^P = 1^-$. Здесь мы учитываем зарядовое сопряжение и различаем матричные элементы M_{R^+} и M_{R^-} для \bar{B}^0 и B^0 распадов

в резонансное состояние R . В случае $R = \rho(770)^\mp$ пара $D^{*\pm}$ и $\omega\pi^\mp$ может рождаться в трех парциальных волнах: S , P и D . Здесь S и D волны нарушают C - и P -четности и имеют дополнительную фазу $\pi/2$ по сравнению с P волной. Распад $\rho(770)^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$ идет только в P волне.

Матричный элемент $M_{\rho\pm}$, описывающий рождение и распад $\rho(770)^\mp$, можно записать в виде:

$$M_{\rho\pm} = \frac{q^2 p_{3\pi} A(p_{3\pi})}{D_\rho(q^2)} \left(f_P(q^2) \mathcal{A}_{PP} \pm i f_S(q^2) \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{SP} \pm i f_D(q^2) \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{DP} \right), \quad (41)$$

где $A(p_{3\pi})$ — эффективный формфактор, описывающий переход $\rho^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$, $f_S(q^2)$, $f_P(q^2)$ и $f_D(q^2)$ — парциально-волновые функции, определенные в разделе 3.4.5, и \mathcal{A}_{PP} , $\sqrt{2/3}\mathcal{A}_{SP}$ и $\sqrt{1/3}\mathcal{A}_{DP}$ — нормированные угловые зависимости, показанные в Таблице 4 и соответствующие определенным парциальным волнам в распадах $\bar{B}^0(B^0) \rightarrow D^{*\pm}\rho(770)^\mp$ и $\rho(770)^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$.

Формфактор $A(p_{3\pi})$ ограничивает рост амплитуды с ростом импульса $p_{3\pi}$ в распаде $\rho^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$. Он выбран в виде [45]:

$$A(p_{3\pi}) = \frac{1}{1 + (rp_{3\pi})^2}, \quad (42)$$

где $r = 1.6$ (ГэВ/с) $^{-1}$ есть характерный адронный радиус. Ширина $\Gamma_\rho(q^2)$ параметризуется как [45]:

$$\Gamma_\rho(q^2) = \frac{m_\rho}{\sqrt{q^2}} \frac{k_\pi^3}{k_{0,\pi}^3} B_P^2(k_\pi) \Gamma_\rho + \frac{g_{\omega\rho\pi}^2 A^2(p_\omega)}{12\pi} \frac{\sqrt{q^2}}{m_\rho} p_\omega^3. \quad (43)$$

Здесь k_π — величина импульса π^\mp в распаде $\rho^\mp \rightarrow \pi^\mp\pi^0$, вычисленная в системе покоя $\rho(770)^\mp$, $k_{0,\pi}$ — аналогичная величина, когда $\sqrt{q^2} = m_\rho = (775 \pm 1)$ МэВ/с 2 , и $\Gamma_\rho = (149 \pm 1)$ МэВ есть полная ширина $\rho(770)^\mp$ [47]. Первый член в выражении (43) соответствует основной моде распада $\rho(770)^\mp$ в систему $\pi^\mp\pi^0$, а второй член описывает переход $\rho \rightarrow \omega\pi$.

Таблица 4: Выражения для угловых зависимостей, описывающих распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}R^-$, $R^- \rightarrow \omega\pi^-$, где резонанс R имеет квантовые числа $J^P = 1^-$. L_1 (L_2) — относительный орбитальный угловой момент между D^{*+} и $\omega\pi^-$ (ω и π^-). В таблице используются обозначения $c_\alpha = \cos \alpha$ и $s_\alpha = \sin \alpha$. Углы $\theta, \phi, \beta, \psi, \xi$ соответствуют угловому базису $\omega\pi$.

L_1	L_2	$\mathcal{A}_{L_1 L_2}$
S	P	$-s_\theta s_\phi c_\beta s_\xi + s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi - s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$
P	P	$s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi c_\xi + s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi$
D	P	$2s_\theta s_\phi c_\beta s_\xi + s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi - s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$

3.4.2. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho(1450)^- \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$

Резонансный матричный элемент, соответствующий промежуточному состоянию $\rho(1450)^\mp$, имеет форму, аналогичную (41), за исключением фактора $A(p_{3\pi})$ и ширины $\Gamma_\rho(q^2)$. Так как $\rho(1450)^\mp$ находится вблизи массовой оболочки, мы используем BW-фактор $B_P(p_{3\pi})$ вместо $A(p_{3\pi})$ [45]. Ширина $\Gamma_{\rho(1450)}(q^2)$ параметризуется как [45]:

$$\Gamma_{\rho(1450)}(q^2) = \frac{m_{\rho(1450)}}{\sqrt{q^2}} \frac{k_\pi^3}{k_{0,\pi}^3} B_P^2(k_\pi) \frac{\Gamma_{\rho(1450)}}{2} + \frac{\sqrt{q^2}}{m_{\rho(1450)}} \frac{p_\omega^3}{p_{0,\omega}^3} B_P^2(p_\omega) \frac{\Gamma_{\rho(1450)}}{2}, \quad (44)$$

где импульс k_π аналогичен обозначению в (43), но вычислен в системе покоя $\rho(1450)^\mp$ и $k_{0,\pi}$ соответствует $\sqrt{q^2} = m_{\rho(1450)}$. Первый член в выражении (44) относится к распаду $\rho(1450)^\mp \rightarrow \pi^\mp \pi^0$, в то время как второй член описывает распад $\rho(1450)^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$. Следуя работе [48], мы полагаем, что резонанс $\rho(1450)^\mp$ имеет одинаковые вероятности распада в эти состояния.

3.4.3. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \rho(1700)^- \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$

Описание резонансной амплитуды с $\rho(1700)^\mp$ полностью аналогично случаю с $\rho(1450)^\mp$. Единственное отличие заключается в параметризации ширины $\Gamma_{\rho(1700)}(q^2)$. Мы считаем, что основной канал распада этого резонанса есть $\omega \pi^\mp$ [47]:

$$\Gamma_{\rho(1700)} = \frac{\sqrt{q^2}}{m_{\rho(1700)}} \frac{p_\omega^3}{p_{0,\omega}^3} B_P^2(p_\omega) \Gamma_{\rho(1700)}. \quad (45)$$

3.4.4. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} b_1(1235)^- \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$

Резонанс $b_1(1235)^\mp$ имеет квантовые числа $J^P = 1^+$. Таким образом, его волновая функция имеет дополнительную фазу $\pi/2$. Резонансный матричный элемент записывается как:

$$M_{b_1^\pm} = \frac{i\sqrt{q^2}}{D_{b_1}(q^2)} \left[m_{b_1}^2 B_S(p_{3\pi}) \left(\pm f_P(q^2) \mathcal{A}_{PS} + i f_S(q^2) \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{SS} + i f_D(q^2) \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{DS} \right) - a_{DS} e^{i\phi_{DS}} P_1(p_{3\pi}) B_D(p_{3\pi}) \left(\pm f_P(q^2) \mathcal{A}_{PD} + i f_S(q^2) \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{SD} + i f_D(q^2) \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{DD} \right) \right], \quad (46)$$

где a_{DS} и ϕ_{DS} — относительный коэффициент и фаза, описывающие примесь D волны в амплитуде распада $b_1(1235)^\mp$, а $P_1(p_{3\pi})$ — функция, зависящая от импульса $p_{3\pi}$ и соответствующая D волне в распаде $b_1(1235)^\mp$. Эта функция совпадает с функцией $\tilde{f}_{1,2}(q^2)$ в (40).

Парциально-волновые функции $f_S(q^2)$, $f_P(q^2)$ и $f_D(q^2)$, содержащие импульсные зависимости, определяются ниже в разделе 3.4.5, и нормированные угловые зависимости \mathcal{A}_{PS} , $\sqrt{2/3} \mathcal{A}_{SS}$, $\sqrt{1/3} \mathcal{A}_{DS}$, а также \mathcal{A}_{PD} , $\sqrt{2/3} \mathcal{A}_{SD}$ и $\sqrt{1/3} \mathcal{A}_{DD}$ определены в Таблице 5. Они соответствуют $\omega \pi^\mp$ системе с квантовыми числами $J^P = 1^+$.

Таблица 5: Выражения для угловых зависимостей, описывающих распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}R^-$, $R^- \rightarrow \omega\pi^-$, где резонанс R имеет квантовые числа $J^P = 1^+$. L_1 (L_2) — относительный орбитальный угловой момент между D^{*+} и $\omega\pi^-$ (ω и π^-). В таблице используются обозначения $c_\alpha = \cos \alpha$ и $s_\alpha = \sin \alpha$. Углы $\theta, \phi, \beta, \psi, \xi$ соответствуют угловому базису $\omega\pi$.

L_1	L_2	$\mathcal{A}_{L_1 L_2}$
S	S	$-c_\theta c_\beta c_\xi + s_\theta c_\phi c_\beta s_\xi - s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi +$ $+s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi c_\xi + c_\theta s_\beta c_\psi s_\xi$
P	S	$-c_\theta s_\beta s_\psi s_\xi + s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi - s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi c_\xi$
D	S	$2c_\theta c_\beta c_\xi + s_\theta c_\phi c_\beta s_\xi - s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi +$ $+s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi c_\xi - 2c_\theta s_\beta c_\psi s_\xi$
S	D	$2c_\theta c_\beta c_\xi - 2s_\theta c_\phi c_\beta s_\xi - s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi +$ $+s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi c_\xi + c_\theta s_\beta c_\psi s_\xi$
P	D	$2c_\theta s_\beta s_\psi s_\xi + s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi - s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi c_\xi$
D	D	$-4c_\theta c_\beta c_\xi - 2s_\theta c_\phi c_\beta s_\xi - s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi +$ $+s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi c_\xi - 2c_\theta s_\beta c_\psi s_\xi$

Параметры a_{DS} и ϕ_{DS} фиксируются на значениях, измеренных коллаборацией E852 [49]. В этой работе были измерены отношение амплитуд D и S волн $|D/S| = 0.269 \pm 0.013$ и относительная разница фаз $\phi_{DS} = 0.18 \pm 0.08$ рад. [49]. Чтобы связать параметр a_{DS} с отношением $|D/S|$, мы используем выражение (39) для матричного элемента распада $b_1(1235)^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$, которое записываем для положительных спиральностей частиц $b_1(1235)^\mp$ и ω . Учитывая, что $(\varepsilon^{(+)}p)(v^{*(+)}q) = 0$ и выделяя S и D волны в выражении (39), мы

получим

$$\begin{aligned} M_S^{++} &= -m_{b_1}^2, \\ M_D^{++} &= a_{DS} e^{i\phi_{DS}} P_1(p_{0,\omega}), \end{aligned} \quad (47)$$

где $p^2 = m_\omega^2$ в $P_1(p_{0,\omega})$. Записывая спиральную амплитуду M^{++} через парциальные волны:

$$M^{++} = M_S^{++} + M_D^{++} = S/\sqrt{3} + D/\sqrt{6}, \quad (48)$$

мы получим соотношение

$$a_{DS} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_{b_1}^2}{P_1(p_{0,\omega})} \frac{|D|}{|S|}. \quad (49)$$

В итоге, имеем $a_{DS} = 5.2 \pm 0.3$.

Ширина $\Gamma_{b_1}(q^2)$ параметризуется через распад $b_1(1235)^\mp \rightarrow \omega\pi^\mp$:

$$\Gamma_{b_1}(q^2) = \frac{m_{b_1}}{\sqrt{q^2}} \frac{p_\omega}{p_{0,\omega}} \frac{m_{b_1}^4 B_S^2(p_\omega) + 2a_{DS}^2 P_1^2(p_\omega) B_D^2(p_\omega)}{m_{b_1}^4 + 2a_{DS}^2 P_1^2(p_{0,\omega})} \Gamma_{b_1}, \quad (50)$$

где $m_{b_1(1235)} = (1230 \pm 3)$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_{b_1} = (142 \pm 9)$ МэВ [47].

3.4.5. Парциально-волновые функции

Парциально-волновые функции $f_S(q^2)$, $f_P(q^2)$ и $f_D(q^2)$, описывающие рождение $\omega\pi^\mp$ в (41) и (46), могут быть выражены через три спиральные амплитуды, $H_0(q^2)$ и $H_\pm(q^2)$, которые отвечают трем поляризационным состояниям $D^{*\pm}$ — одному продольному и двум поперечным. Спиральные амплитуды $H_\pm(q^2)$ входят в эти соотношения вместе с фазами ϕ_\pm , определенными

относительно продольной амплитуды $H_0(q^2)$:

$$\begin{aligned} f_S(q^2) &= \frac{H_+(q^2)e^{i\phi_+} + H_-(q^2)e^{i\phi_-} + H_0(q^2)}{\sqrt{3}}, \\ f_P(q^2) &= \frac{H_+(q^2)e^{i\phi_+} - H_-(q^2)e^{i\phi_-}}{\sqrt{2}}, \\ f_D(q^2) &= \frac{H_+(q^2)e^{i\phi_+} + H_-(q^2)e^{i\phi_-} - 2H_0(q^2)}{\sqrt{6}}. \end{aligned} \quad (51)$$

Все три амплитуды $H_0(q^2)$ и $H_{\pm}(q^2)$ могут быть выражены через функцию Изгур-Вайса $\xi(w)$ и нормировочные функции $R_1(w)$ и $R_2(w)$ посредством соотношения (12).

3.5. Параметризация D^{**} -резонансных амплитуд

Импульсные и угловые зависимости резонансных амплитуд, описывающих рождение D^{**} -состояний, получаются точно таким же образом, как и амплитуды для $\omega\pi$ -состояний. В качестве углового базиса используется набор переменных $\cos\theta_2$, ϕ_2 , $\cos\beta_2$, ψ_2 и $\cos\xi_2$.

3.5.1. Амплитуды процессов $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2430)^0\omega \rightarrow D^{*+}\pi^-\omega$, $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0\omega \rightarrow D^{*+}\pi^-\omega$

В этом разделе мы используем обозначения D'_1 и D_1 для $D_1(2430)^0$ ($\bar{D}_1(2430)^0$) и $D_1(2420)^0$ ($\bar{D}_1(2420)^0$).

Наблюдаемые D'_1 - и D_1 - состояния не являются собственными состояниями оператора j (здесь квантовое число j есть полный угловой момент u -кварка [13]), а получаются в результате смешивания чистых $J_j^P = 1_{1/2}^+$ и

$J_j^P = 1_{3/2}^+$ -состояний. Смешивание в схеме jj -связи записывается в виде:

$$\begin{aligned} M_{D_1\pm} &= \frac{1}{D_{D_1}(q^2)} (\sin \omega M_{1/2\pm} + \cos \omega e^{-i\varphi} M_{3/2\pm}), \\ M_{D'_1\pm} &= \frac{1}{D_{D'_1}(q^2)} (\cos \omega M_{1/2\pm} - \sin \omega e^{i\varphi} M_{3/2\pm}), \end{aligned} \quad (52)$$

где ω и φ — углы смешивания.

Матричные элементы $M_{1/2\pm}$ и $M_{3/2\pm}$ таковы:

$$\begin{aligned} M_{1/2\pm} &= im_{D'_1}^2 B_S(p_{D^*}) \left(\pm f_P(q^2) \mathcal{A}_{PS} + \right. \\ &\quad \left. if_S(q^2) \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{SS} + if_D(q^2) \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{DS} \right), \\ M_{3/2\pm} &= -iP_1(p_{D^*}) B_D(p_{D^*}) \left(\pm f_P(q^2) \mathcal{A}_{PD} + \right. \\ &\quad \left. if_S(q^2) \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{SD} + if_D(q^2) \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{DD} \right), \end{aligned} \quad (53)$$

где функция $P_1(p_{D^*})$ определена в (46) с $p^2 = m_{D^*}^2$ и нормированные угловые зависимости \mathcal{A}_{PS} , $\sqrt{2/3} \mathcal{A}_{SS}$, $\sqrt{1/3} \mathcal{A}_{DS}$, а также \mathcal{A}_{PD} , $\sqrt{2/3} \mathcal{A}_{SD}$ и $\sqrt{1/3} \mathcal{A}_{DD}$ аналогичны тем, которые показаны в Таблице 5 за исключением того, что угловой базис $(\theta, \phi, \beta, \psi, \xi)$ описывает здесь рождение D^{**} -состояний. Парциально-волновые функции $f_S(q^2)$, $f_P(q^2)$ и $f_D(q^2)$ включают импульсные зависимости и определяются ниже в разделе 3.5.3.

Ширины $\Gamma_{D_1}(q^2)$ и $\Gamma_{D'_1}(q^2)$ D_1 и D'_1 -состояний параметризуются через их основные моды распада в $D^{*\pm} \pi^\mp$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{D'_1}(q^2) &= \frac{m_{D'_1}}{\sqrt{q^2}} B_S^2(p_{D^*}) \frac{p_{D^*}}{p_{0,D^*}} \Gamma_{D'_1}, \\ \Gamma_{D_1}(q^2) &= \frac{m_{D_1}}{\sqrt{q^2}} B_D^2(p_{D^*}) \frac{P_1^2(p_{D^*})}{P_1^2(p_{0,D^*})} \frac{p_{D^*}}{p_{0,D^*}} \Gamma_{D_1}, \end{aligned} \quad (54)$$

где функция P_1 определена в (46), $m_{D_1} = (2421 \pm 1)$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_{D_1} = (27 \pm 3)$ МэВ, $m_{D'_1} = (2427 \pm 36)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma_{D'_1} = (384 \pm 117)$ МэВ [47].

3.5.2. Амплитуда процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D_2(2460)^0 \omega \rightarrow D^{*+} \pi^- \omega$

В этом разделе мы используем обозначение D_2^* для $D_2^*(2460)^0$ ($\bar{D}_2^*(2460)^0$).

Так как D_2^* -состояние имеет квантовые числа $J^P = 2^+$, то P и F волны в матричном элементе нарушают P - и C -четности, и, таким образом, имеют дополнительную фазу $\pi/2$ по сравнению с D волной. Резонансный матричный элемент имеет вид:

$$M_{D_2^{*\pm}} = \frac{p_{D^*}^2 B_D(p_{D^*})}{D_{D_2^*}(q^2)} \left(f_D(q^2) \mathcal{A}_{DD} \pm i f_P(q^2) \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{PD} \pm i f_F(q^2) \sqrt{\frac{1}{2}} \mathcal{A}_{FD} \right), \quad (55)$$

где \mathcal{A}_{DD} , $\sqrt{2/3} \mathcal{A}_{PD}$ и $\sqrt{1/2} \mathcal{A}_{FD}$ есть нормированные угловые зависимости (см. Таблицу 6) и парциально-волновые функции $f_P(q^2)$, $f_D(q^2)$ и $f_F(q^2)$, содержащие импульсные зависимости, рассматриваются в разделе 3.5.3.

Таблица 6: Выражения для угловых зависимостей, описывающих распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$, $D^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-$, где резонанс D^{*0} имеет квантовые числа $J^P = 2^+$. L_1 (L_2) — относительный орбитальный угловой момент между $D^{*+} \pi^-$ и ω (D^{*+} и π^-). В таблице используются обозначения $c_\alpha = \cos \alpha$ и $s_\alpha = \sin \alpha$. Углы $\theta, \phi, \beta, \psi, \xi$ соответствуют угловому базису $D^* \pi$.

L_1	L_2	$\mathcal{A}_{L_1 L_2}$
P	D	$c_\theta s_\beta s_\psi s_{2\xi} + s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi c_{2\xi} - s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$
D	D	$s_\theta s_\phi s_\beta s_\psi + s_\theta c_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$
F	D	$-3/2 c_\theta s_\beta s_\psi s_{2\xi} + s_\theta c_\phi s_\beta s_\psi c_{2\xi} - s_\theta s_\phi s_\beta c_\psi c_\xi$

Ширина $\Gamma_{D_2^*}(q^2)$ определяется через распады D_2^* в $D^{*\pm} \pi^\mp$ и $D^\pm \pi^\mp$ с

вероятностями 40% и 60%, соответственно [47]:

$$\Gamma_{D_2^*}(q^2) = \frac{2\sqrt{q^2} p_{D^*}^5}{5 m_{D_2^*} p_{0,D^*}^5} B_D^2(p_{D^*}) \Gamma_{D_2^*} + \frac{3 m_{D_2^*} k_D^5}{5 \sqrt{q^2} k_{0,D}^5} B_D^2(k_D) \Gamma_{D_2^*}, \quad (56)$$

где k_D есть величина импульса D^\pm в распаде $D_2^* \rightarrow D^\pm \pi^\mp$, вычисленная в системе покоя D_2^* , величина $k_{0,D}$ аналогична k_D при $\sqrt{q^2} = m_{D_2^*} = (2463 \pm 1)$ МэВ/ c^2 , и $\Gamma_{D_2^*} = (49 \pm 1)$ МэВ [47].

3.5.3. Парциально-волновые функции

Парциально-волновые функции $f_S(q^2)$, $f_P(q^2)$, $f_D(q^2)$ и $f_F(q^2)$, описывающие рождение D^{**} резонанса и введенные в выражениях (53) и (55), включают импульсные зависимости, соответствующие определенным угловым орбитальным моментам продуктов распада в системе покоя B -мезона. Функции, введенные для описания $D_1(2430)^0$ ($\bar{D}_1(2430)^0$) и $D_1(2420)^0$ ($\bar{D}_1(2420)^0$), могут быть представлены в виде [6]:

$$\begin{aligned} f_S(q^2) &= -R_S m_B^2 B_S(q^2) e^{i\phi_S}, \\ f_P(q^2) &= R_P m_B p_{3\pi,B} B_P(q^2) e^{i\phi_P}, \\ f_D(q^2) &= P_1(p_{3\pi,D^{**}}) B_D(q^2), \end{aligned} \quad (57)$$

где R_S и R_P — относительные константы связи, ϕ_S и ϕ_P — относительные фазы S - и P -волновых амплитуд относительно D волны, $p_{3\pi,D^{**}}$ — суммарная величина импульса продуктов распада ω , вычисленная в системе покоя D^{**} . Аналогичные выражения могут быть записаны для $D_2^*(2460)^0$ ($\bar{D}_2^*(2460)^0$) [6]:

$$f_P(q^2) = -R_P \frac{m_B^2 p_{3\pi,B}}{m_{D_2^*}} B_P(q^2) e^{i\phi_P},$$

$$\begin{aligned}
f_D(q^2) &= R_D \frac{m_B p_{3\pi, B}^2}{m_{D_2^*}} B_D(q^2) e^{i\phi_D}, \\
f_F(q^2) &= \frac{P_2(p_{3\pi, D^{**}}) p_{3\pi, B}}{m_{D_2^*}} B_F(q^2),
\end{aligned} \tag{58}$$

где R_P и R_D — относительные константы связи, ϕ_P и ϕ_D — относительные фазы P - и D -волновых амплитуд относительно F волны, и $m_{D_2^*}$ — масса $D_2^*(2460)^0$ ($\bar{D}_2^*(2460)^0$)-состояния.

3.6. Параметризация нерезонансных амплитуд

В описании матричного элемента мы также учитываем нерезонансные вклады, которые в основном определяются S -волновыми амплитудами. Мы рассматриваем три амплитуды, где пары частиц $(\omega; \pi)$ и $(\omega\pi; D^*)$, $(D^*; \pi)$ и $(D^*\pi; \omega)$, а также $(D^*; \omega)$ и $(D^*\omega; \pi)$ имеют нулевые относительные угловые моменты. Первая и вторая амплитуды имеют SS -угловые распределения, показанные в Таблице 5 и соответствующие двум угловым базисам, $\omega\pi$ и D^{**} . Третья амплитуда может быть представлена в ковариантном виде:

$$\begin{aligned}
M_{D^*\omega}^{nr} &= \frac{1}{(pq) + \sqrt{p^2 q^2}} \left[(pq)(nl) - (pl)(nq) + \sqrt{p^2 q^2} \left((nl) - \frac{(lQ)(nQ)}{m_{D^*}^2} \right) - \right. \\
&\quad \left. - \frac{(lQ)}{m_{D^*}^2} ((lp)(nQ) - (lQ)(nq)) \right].
\end{aligned} \tag{59}$$

К сожалению, не существует строгого теоретического описания энергетических свойств нерезонансных B -распадов. Мы используем следующий эмпирический формфактор: [50]:

$$F_{nr}(q^2) = e^{-\alpha q^2}, \tag{60}$$

где константа α определяется из экспериментальных данных.

Глава 4

Экспериментальный анализ распада

$$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$$

Экспериментальный анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ основан на наборе данных в (771.6 ± 10.6) миллионов $B\bar{B}$ событий, записанных на энергии резонанса $\Upsilon(4S)$ с детектором Belle на асимметричном e^+e^- коллайдере КЕКВ.

4.1. Процедура реконструкции сигнальных событий

В этом разделе мы описываем условия отбора, которые использовались для выделения сигнальных событий. С помощью процедуры реконструкции отбираются как $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ события, так и зарядово-сопряженные распады. Кандидаты в D^{*+} -мезоны восстанавливаются в моде распада $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. D^0 -мезоны реконструируются в моде распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Другие моды распада D^0 , которые приводят к значительно меньшим отношениям сигнал-шум, в этом анализе не используются. Кандидаты в ω реконструируются в моде распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

4.1.1. Восстановление промежуточных частиц

Для заряженных треков (за исключением π^+ -кандидатов от распада D^{*+}) накладываются следующие требования на координаты точки вылета: $|dr| < 0.2$ см и $|dz| < 1$ см, где dr и dz - цилиндрические координаты точки трека, ближайшей к оси z в области взаимодействия. Для кандидатов в π^+ -мезоны от распада D^{*+} применяются менее жесткие требования в силу худшей точности восстановления вершины мягких треков: $|dr| < 0.3$ см и

$|dz| < 1.5$ см.

Чтобы уменьшить комбинаторный фон в области малых импульсов, мы требуем, чтобы импульс трека, поперечный направлению пучка в лабораторной системе отчета, был больше чем 100 МэВ/ c для всех треков за исключением π^+ от распада D^{*+} , для которого накладывается более мягкое ограничение в 50 МэВ/ c .

Требование на идентификацию частиц используется для отбора кандидатов в каоны. Мы используем отношение функций правдоподобия

$$\mathcal{R}(K) = \frac{\mathcal{L}(K)}{\mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(\pi)}, \quad (61)$$

требуя $\mathcal{R}(K) > 0.6$. Функции $\mathcal{L}(K)$ и $\mathcal{L}(\pi)$ формируются из откликов CDC, TOF и ACC. Эффективность идентификации каонов составляет примерно 90%, в то время как эффективность неправильной идентификации пионов менее 10%. Все треки, идентифицируемые как электроны, исключаются из дальнейшего рассмотрения.

ESL кластеры, которые не связаны с заряженными треками и имеют энергии больше 70 МэВ, идентифицируются как фотоны.

Кандидаты в D^0 -мезоны восстанавливаются из $K^-\pi^+$ комбинаций с инвариантной массой в пределах 15 МэВ/ c^2 от номинальной массы D^0 [47], что соответствует приблизительно трем стандартным отклонениям.

Кандидаты в D^{*+} -состояния реконструируются комбинированием D^0 -кандидатов с дополнительным треком от π^+ . Требуется, чтобы разница инвариантных масс $M(K\pi\pi) - M(K\pi)$ лежала в пределах 2 МэВ/ c^2 от номинального значения $m_{D^{*+}} - m_{D^0}$ [47]. Разрешение по этой величине оказывается примерно 0.5 МэВ/ c^2 .

Кандидаты в нейтральные пионы формируются из пар фотонов, которые имеют энергию $E_\gamma > 250$ МэВ и инвариантную массу в пределах

11.25 МэВ/ c^2 от номинальной массы π^0 , что соответствует примерно ± 2.5 стандартным отклонениям.

Кандидаты в ω -мезоны формируются из пары противоположно-заряженных треков, идентифицируемых как $\pi^+\pi^-$ -пара, и нейтрального пиона π^0 . Инвариантная масса $\pi^+\pi^-\pi^0$ комбинаций находится в пределах 73.5 МэВ/ c^2 от номинального значения массы ω -мезона [47]. Это мягкое условие на инвариантную массу $\pi^+\pi^-\pi^0$ позволяет сохранить как сигнальные события, так и вклад фоновых $D^{*+}\pi^-\pi^+\pi^0\pi^-$ событий. Инструментальное разрешение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-\pi^0$ составляет примерно 7.3 МэВ/ c^2 .

Кандидаты в B -мезоны реконструируются комбинированием D^{*+} -кандидата, ω -кандидата, и дополнительного отрицательно-заряженного π -мезона. Все B -кандидаты восстанавливаются с использованием двух кинематических переменных, определенных в (18). Мы делаем предварительный отбор с жестким ограничением на M_{bc} : $5.2725 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5.2845 \text{ ГэВ}/c^2$, который соответствует области ± 2 стандартных отклонения, и отбираем ΔE в широком диапазоне: $|\Delta E| < 0.22 \text{ ГэВ}$. Далее мы определяем сигнальную и внесигнальную области по ΔE : $|\Delta E| < 34 \text{ МэВ}$ и $66 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 198 \text{ МэВ}$.

Распределения по инвариантным массам $K^-\pi^+$, $\gamma\gamma$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ комбинаций, а также по разнице инвариантных масс $M(D\pi) - M(K\pi)$ после вычитания фона из внесигнальной области по ΔE показаны на Рис. 17 как для экспериментальных данных, так и для событий сигнального моделирования.

Чтобы разделить события от распадов B -мезонов и события континуума ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, где $q = u, d, s, c$), мы используем угол Θ_{thrust} между направлением вылета B -кандидата и осью траста всех остальных частиц в событии [51]. (Осью траста называется направление, вдоль которого максимальна совокупная проекция импульсов рассматриваемых частиц). Сигнальные

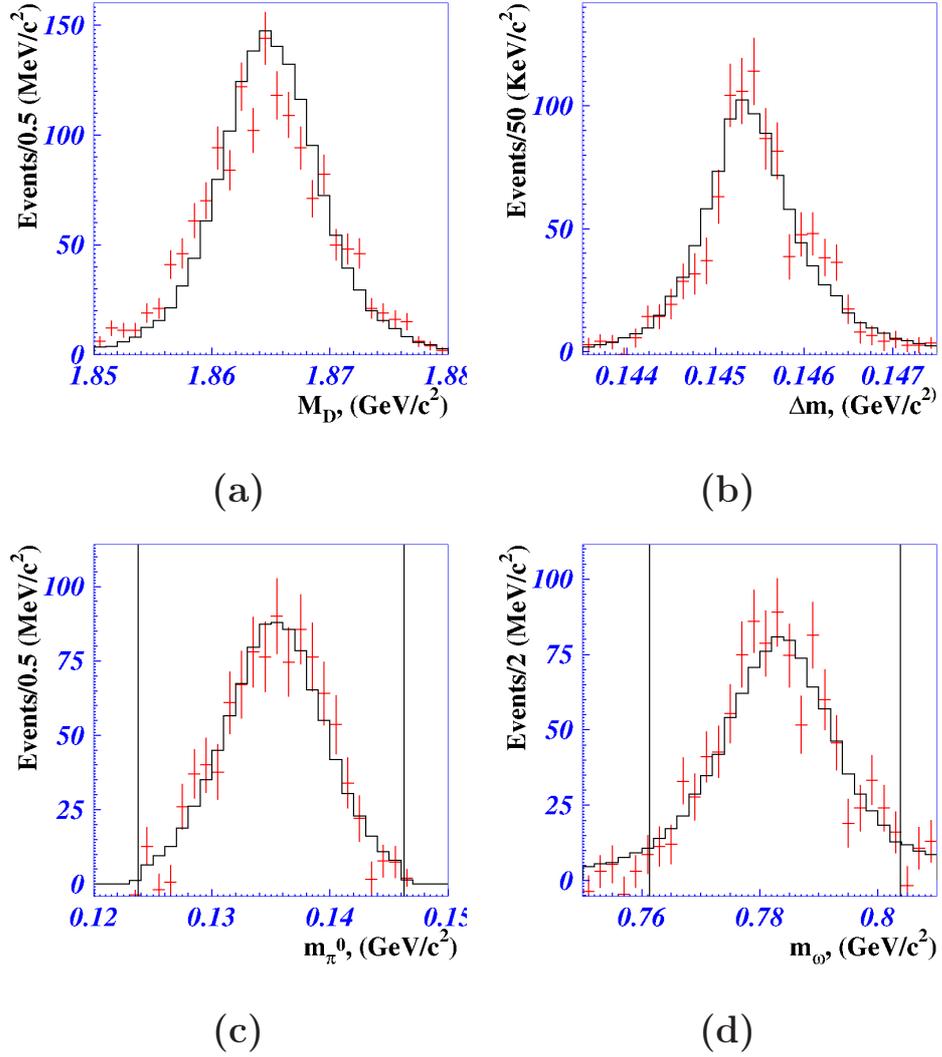


Рис. 17: Распределения по (а) инвариантной массе $K^-\pi^+$, (b) по разнице инвариантных масс $\Delta m = M(D^0\pi^+) - M(K^-\pi^+)$, (c) инвариантной массе $\gamma\gamma$ и (d) инвариантной массе $\pi^-\pi^+\pi^0$ комбинаций после вычитания фона из внесигнальной области по ΔE . Точки с ошибками соответствуют экспериментальным данным и гистограмма описывает сигнальное моделирование. Вертикальные линии демонстрируют сигнальную область для (c) нейтральных пионов и (d) ω . Для (a) и (b) эти области совпадают с границами гистограмм.

события распределены практически изотропно в СЦМ пучков, а фоновые $q\bar{q}$ события имеют выраженную двухструйную структуру и пикуются около $|\cos \Theta_{\text{thrust}}| = 1$. Мы накладываем ограничение $|\cos \Theta_{\text{thrust}}| < 0.8$, которое сохраняет около 80% сигнальных событий и отбрасывает около 85% событий континуума.

4.1.2. Отбор ω -кандидатов

Используемая процедура реконструкции помимо эффективного восстановления сигнальных $D^{*+}\omega\pi^-$ событий сохраняет значительную долю событий $D^{*+}\pi^-\pi^+\pi^0\pi^-$. Эти фоновые события включают как события от физических процессов, так и события с неправильно восстановленными ω -кандидатами, включающими другие пионы. Чтобы уменьшить число таких событий в последующем анализе, мы используем условие отбора для распада $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$. Это требование формируется из динамических особенностей Далиц-распределения этих распадов. Плотность распределения событий от реальных ω -распадов имеет максимум в центре диаграммы Далица и монотонно уменьшается к границам. Если исключить области в диаграмме Далица, близкие к границе, мы значительно улучшим отношение сигнал-фон. Для количественного описания такого условия отбора мы определяем симметричные Далиц-координаты (x, y) через кинетические энергии T_i ($i = \pm, 0$) пионов в системе покоя ω [52]:

$$\begin{aligned} x &= t_0 - 1, \\ y &= \frac{t_+ - t_-}{\sqrt{3}}, \end{aligned} \quad (62)$$

где

$$t_i = \frac{3T_i}{Q}, \quad i = 0, \pm. \quad (63)$$

Здесь Q есть энергосвечение в распаде $\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$:

$$Q = m_\omega - m_0 - 2m. \quad (64)$$

Переменные m_0 и m в (64) обозначают массы нейтрального и заряженного пионов. Уравнение границы в диаграмме Далица можно представить в виде [52]:

$$y^2 = \frac{1}{3}(x+1)(x+1+a) \left(1 + \frac{b}{x+1-c} \right), \quad (65)$$

где $a = 6m_0/Q$, $b = 6m^2/(m_\omega Q)$ и $c = 3(m_\omega - m_0)^2/(2m_\omega Q)$. Далее, мы определяем переменную r

$$r = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{r_b}, \quad (66)$$

где r_b — расстояние от центра $(0, 0)$ до границы диаграммы Далица в направлении (x, y) . Эта переменная меняется в пределах от 0 до 1. Чтобы исключить область вблизи границ, мы требуем $r < 0.75$. Это требование исключает около 41% фона и сохраняет около 84% сигнала. Распределение по переменной r для событий из сигнальной и внесигнальной областях по инвариантной массе $M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ показано на Рис. 18. Сами области определены в разделе 4.1.7. На Рис. 19 показана диаграмма Далица в координатах (x, y) для распадов ω -мезона в сигнальном моделировании и ограничение на переменную r .

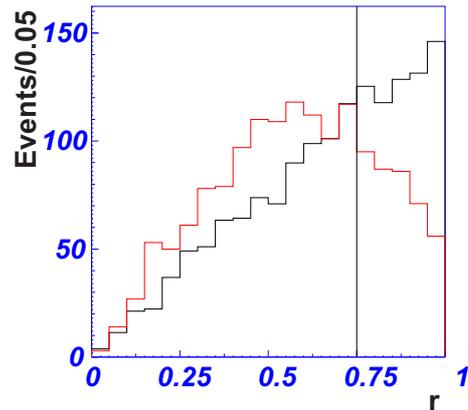


Рис. 18: Распределение по радиальной Далиц-координате r для событий из сигнальной (красная гистограмма) и внесигнальной (черная гистограмма) областей по инвариантной массе $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Число событий из внесигнальной области нормировано на размер сигнальной области.

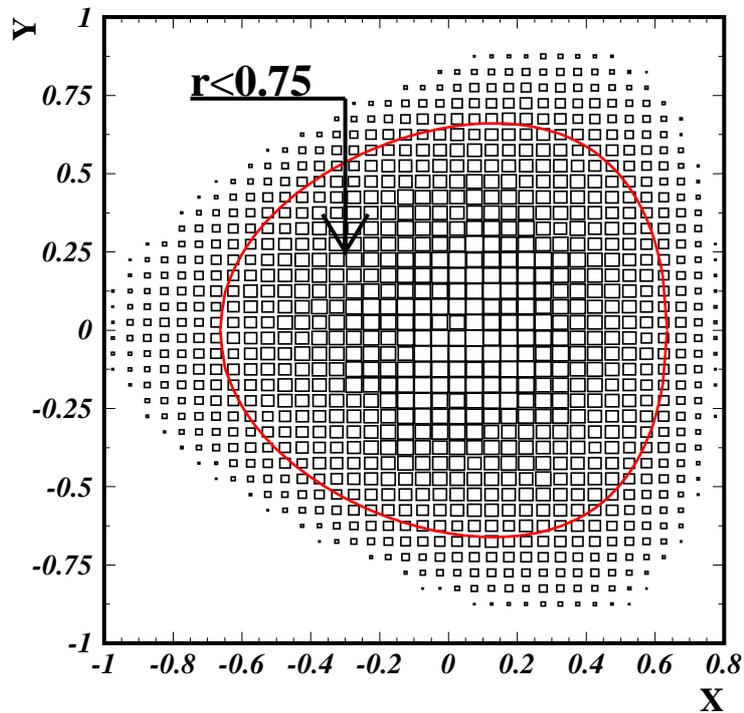


Рис. 19: Моделированное (x, y) Далиц распределение сигнальных распадов ω -мезона. Кривая показывает условие отбора для событий $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$.

4.1.3. Тожественность частиц в конечном состоянии

Согласно принципу тождественности, матричный элемент должен быть симметричен относительно перестановки переменных, описывающих две одинаковые частицы. В нашем случае матричный элемент складывается из амплитуд распада ω -мезона в две различные $\pi^+\pi^-\pi^0$ -комбинации. Эти комбинации отличаются перестановкой π^- -мезонов в конечном состоянии $D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$. Таким образом, квадрат матричного элемента будет содержать интерференционный член, который, однако, существен только внутри области перекрытия двух инвариантных масс $M(\pi^+\pi_1^-\pi^0)$ и $M(\pi^+\pi_2^-\pi^0)$. Эта область перекрытия имеет характерный размер, сравнимый с шириной ω -мезона, которая равна 8.5 МэВ. Чтобы правильно описать угловые распределения промежуточных резонансов, D^{**} и $\omega\pi$, в этой области, необходимо дополнительно учитывать две Далиц-переменные в плоскости распада ω -мезона. Однако, статистика, необходимая для проведения такого полного анализа, превышает размер записанных данных Belle. В связи с этим, мы исключаем из дальнейшего рассмотрения эту область. При этом мы теряем только 1.5% событий от полного числа событий в исследуемой сигнальной области.

4.1.4. Процедура кинематической реконструкции

Конечное детекторное разрешение приводит к тому, что прошедшие реконструкцию события могут выходить за пределы разрешенного объема фазового пространства. Процедура кинематической реконструкции, использующая законы сохранения энергии-импульса, гарантирует, что все события, как сигнальные, так и фоновые, будут лежать в одном и том же объеме фазового пространства.

В нашем случае эта процедура одновременно варьирует импульсы всех частиц, минимизируя χ^2 , составленный из отклонений импульсов от начальных значений [53]. Эта минимизация выполняется при условии, что инвариантные массы $\gamma\gamma$, $K^-\pi^+$, $D^0\pi^+$ и $D^{*+}\omega\pi^-$ комбинаций в точности соответствуют известным массам для π^0 , D^0 , D^{*+} и \bar{B}^0 .

4.1.5. Выбор наилучшего B -кандидата

Существуют события, для которых два и более B -кандидатов удовлетворяют всем условиям отбора. Согласно данным моделирования, это происходит преимущественно из-за неправильной реконструкции одного из пионов в распаде ω . Наблюдаемая множественность событий составляет примерно 1.85 кандидатов на одно событие. Доля событий с множественными кандидатами равна около 33% от полного числа всех отобранных событий. Для исключения многократного учета, мы выбираем кандидата, имеющего наименьшую величину χ^2 , которая определяется как сумма трех слагаемых:

$$\chi^2 = \frac{(M(\gamma\gamma) - m_{\pi^0})^2}{\sigma_{\pi^0}^2} + \frac{(M_{bc} - m_B)^2}{\sigma_B^2} + \frac{(\Delta z)^2}{\sigma_{\Delta z}^2}. \quad (67)$$

Первое слагаемое в (67) определяет отклонение инвариантной массы π^0 от его номинального значения, а второе представляет отклонение величины M_{bc} от номинального значения массы \bar{B}^0 . Величина Δz определяется следующим образом:

$$\Delta z = z_{\pi^-} - \frac{z_{K^-} + z_{\pi^+}}{2}. \quad (68)$$

Она представляет собой разницу между z координатой трека, соответствующего первичному пиону в системе $D^*\omega\pi$, и средней z координатой треков, соответствующих продуктам распада D^0 -мезона (K^- и π^+). Вершинное разрешение $\sigma_{\Delta z}$ составляет примерно 400 мкм.

4.1.6. Фон от неправильно реконструируемых сигнальных событий

Процедура реконструкции многочастичных распадов может приводить к выбору неправильной комбинации частиц конечного состояния, в результате чего существенно смещается координата события в фазовом пространстве. Такие события рассматриваются как фон.

В нашем случае, эта фоновая компонента является существенной. Сигнальное моделирование показывает, что источником такой компоненты преимущественно является комбинаторный фон при реконструкции ω -мезона. Для событий моделирования мы определяем правильно реконструированные (correctly reconstructed, CR) и неправильно восстановленные (self cross-feed, SCF) события, используя переменную χ^2 , которая описывает отклонение реконструируемых импульсов системы конечных частиц (rec) от их истинных значений (gen):

$$\chi^2 = \sum_i \sum_{k=1}^3 \frac{(x_{k \text{ gen}}^{(i)} - x_{k \text{ rec}}^{(i)})^2}{\sigma^2(x_{k \text{ gen}}^{(i)})}, \quad (69)$$

где $x_{1,2,3}^{(i)} = (p^{(i)}, \theta^{(i)}, \varphi^{(i)})$ есть сферические компоненты импульса i -ой частицы в конечном состоянии, $\sigma(x_k^{(i)})$ есть соответствующее детекторное разрешение и суммирование \sum_i производится по всем частицам, формирующим сигнальное событие. Для определения CR и SCF компонент мы, соответственно, используем условия $\chi^2 < C$ и $\chi^2 > C$. Значение $C = 300$ определяется в результате изучения форм распределений по разнице реконструированных и истинных значений кинематических переменных. Результаты измерений слабо зависят от величины C и вариация ее значения рассматривается как источник систематической неопределенности. На Рис. 20 показано ΔE распределение для CR и SCF событий.

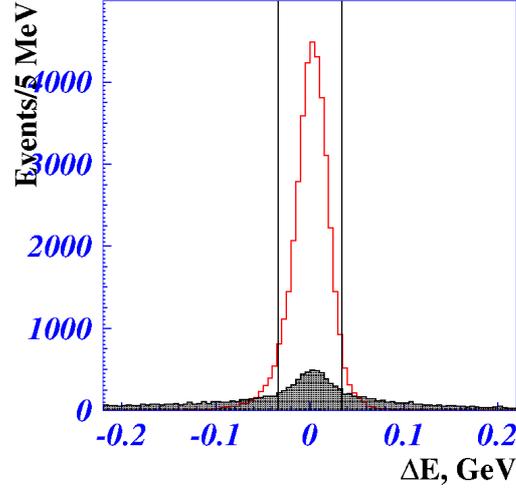


Рис. 20: Распределение по ΔE для CR (гистограмма) и SCF (штрихованная гистограмма) компонент. Вертикальные линии показывают сигнальную область.

4.1.7. Сигнальная и внесигнальные области

На Рис. 21 показано двумерное распределение в плоскости $(\Delta E, M(\pi^+\pi^-\pi^0))$ для событий, прошедших все условия отбора. Мы определяем следующие четыре области:

$$\text{I} \rightarrow |\Delta E| < 34 \text{ МэВ};$$

$$|M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega| < 21.25 \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\text{II} \rightarrow 66 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 198 \text{ МэВ};$$

$$|M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega| < 21.25 \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\text{III} \rightarrow |\Delta E| < 34 \text{ МэВ};$$

$$|M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega| \in [34; 68] \text{ МэВ}/c^2,$$

$$\text{IV} \rightarrow 66 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 198 \text{ МэВ};$$

$$|M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega| \in [34; 68] \text{ МэВ}/c^2.$$

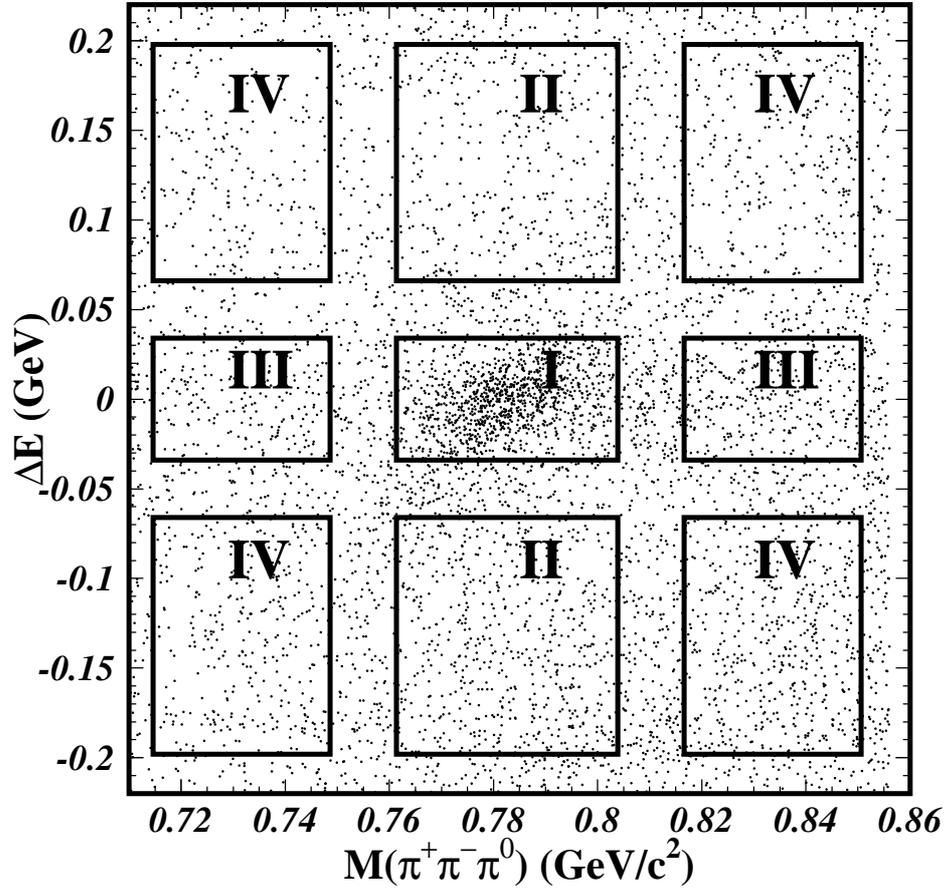


Рис. 21: Двумерное распределение ΔE от $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ событий, прошедших все условия отбора. Показаны сигнальная область (I) и контрольные области (II, III и IV), используемые для восстановления формы фонов. В области (I) наблюдается корреляция между переменными.

Мы видим ясную корреляцию между ΔE и $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ переменными в области (I). Ширина сигнальной области по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ составляет $21.25 \text{ МэВ}/c^2$, что в 2.5 раза больше, чем ширина ω -мезона, равная 8.5 МэВ .

На Рис. 22 демонстрируется $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ распределение в ΔE сигнальной и внесигнальных областях, определенных выше. Кривая соответствует сумме функции Фохта (свертка BW-функции с функцией Гаусса) и линей-

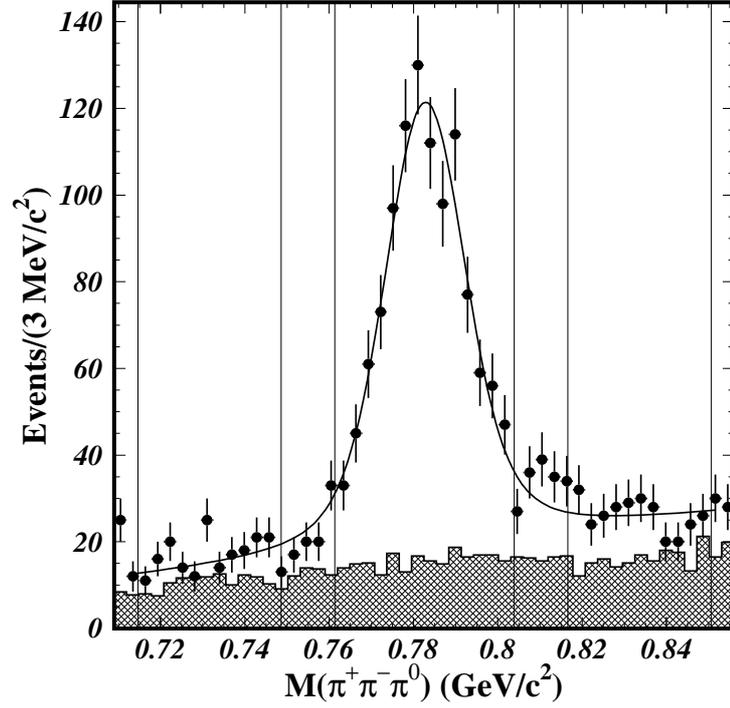


Рис. 22: Распределение по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ в ΔE сигнальной области (точки с ошибками) и внесигнальной области (штрихованная гистограмма). Число событий из внесигнальной области для ΔE нормируется согласно площади сигнальной области. Сигнальная и внесигнальная области для инвариантной массы $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ показаны вертикальными линиями. Кривая есть результат подгонки, описанной в тексте.

ной фоновой функции. Масса ω -мезона, разрешение σ и параметры линейной функции определяются из подгонки. Ширина в функции Брейт-Вигнера фиксируется на среднемировом значении для ширины ω -мезона [47]. Разница между числом наблюдаемых событий вдали от пика ω -мезона и числом ожидаемых событий из ΔE внесигнальной области объясняется фоновой компонентой, пикующей по ΔE . Эта компонента описывает $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$ процессы без ω -мезона в промежуточном состоянии.

4.2. Измерение вероятности распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$

Число сигнальных событий получается из бинированной подгонки ΔE распределения функцией, описывающей вклады CR и SCF компонент, а также гладкого комбинаторного фона. Так как $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$ события пикуются по ΔE , то требуется вычитать их вклад. Для этого мы рассматриваем ΔE распределение в $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ контрольной внесигнальной области. Согласно моделированию, форма распределения по ΔE одинакова как для сигнальной, так и для внесигнальной областей по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Для описания CR компоненты мы используем сумму двух функций Гаусса. SCF компонента описывается суммой функции Гаусса и полинома второй степени. Комбинаторная подложка также подгоняется полиномом второй степени. Значения параметров функций Гаусса фиксируются на значениях, полученных из сигнального моделирования, в то время как общая нормировка и параметры фоновой функции рассматриваются как свободные во время подгонки.

Распределения и результаты подгонки показаны на Рис. 23 в сигнальной и внесигнальной областях по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Числа событий, полученные в результате подгонки, оказались равными 919 ± 37 в $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ сигнальной области и 157 ± 21 во внесигнальной области. Сигнальное число событий $N_S = 821 \pm 39$ вычисляется как разница между двумя этими значениями с учетом отношения $5/8$ между размерами сигнальной и внесигнальной областей по инвариантной массе $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Доля нейтральных B -мезонов, распадающихся в изучаемое конечное состояние, вычисляется как

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-) = \frac{N_S}{\epsilon_S \eta N_B \mathcal{B}_{\text{sec}}}, \quad (70)$$

где $\epsilon_S = (2.11 \pm 0.02)\%$ есть эффективность реконструкции сигнальных распадов, определенная из моделирования, которое использует плотность рас-

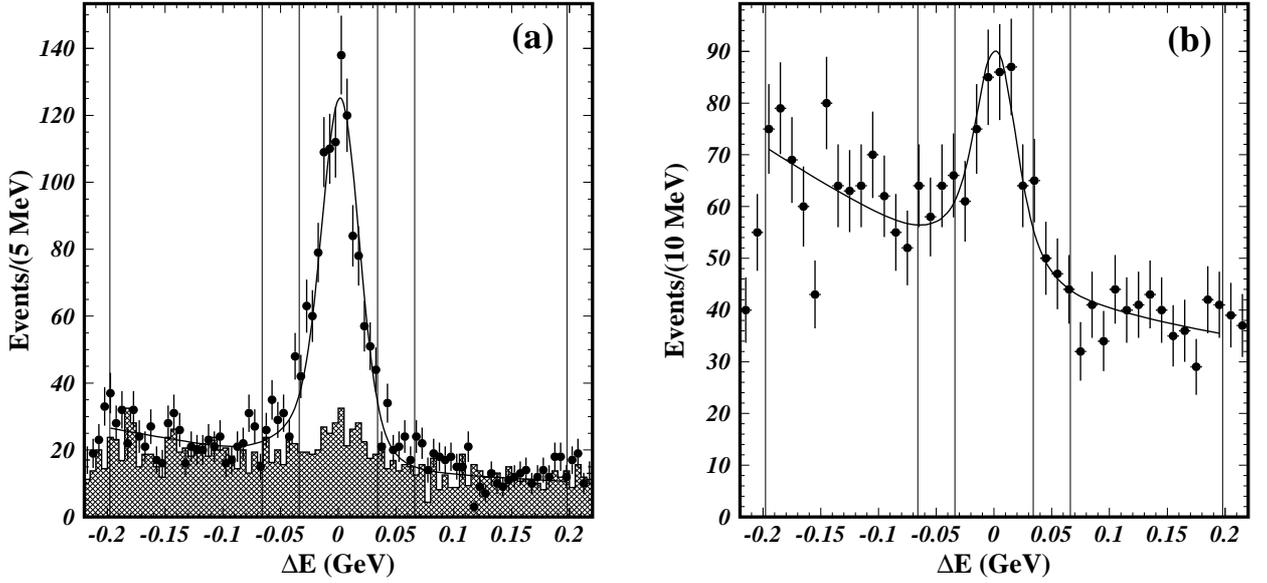


Рис. 23: Распределения по ΔE для событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ в (а) сигнальной и (б) внесигнальной областях по инвариантной массе $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Штрихованная гистограмма в (а) соответствует внесигнальной области, число событий в которой нормировано на площадь сигнальной области. Сигнальная и внесигнальная области по ΔE показаны вертикальными линиями. Кривые являются результатами подгонки, описанной в тексте.

пределения сигнальных событий в фазовом пространстве, полученную в разделе 4.3; $\eta = 0.941 \pm 0.029$ есть поправка на эффективность реконструкции, которая учитывает разницу между экспериментальными данными и моделированием и получается из поправок для π^0 и мягкого пиона от распада D^* , а также PID поправок для каона; $N_B = (771.6 \pm 10.6) \times 10^6$ есть полное число нейтральных B -мезонов, доступных в эксперименте Belle, где мы полагаем равными вероятности распадов $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ и $\Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$, и $\mathcal{B}_{\text{sec}} = (2.32 \pm 0.04)\%$ есть произведение вероятностей распадов ω , π^0 , D^0 и D^{*+} в заданные конечные состояния [47]. Используя определение (70), по-

лучим, что

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-) = (2.31 \pm 0.11 (\text{стат.}) \pm 0.14 (\text{сист.})) \times 10^{-3}. \quad (71)$$

Результат (71) согласуется с более ранними измерениями: с результатом CLEO [52] в пределах 1.2σ и результатом BaBar [54] в пределах 1.5σ . Полная систематическая неопределенность 6.1% приведена в Таблице 7.

Таблица 7: Источники систематической ошибки в измерении вероятности распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$.

Источник неопределенности	Ошибка (%)
Число сигнальных событий, N_S	
— $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ сигнальная область	1.3
—Определение SCF и CR компонент	0.9
—Сигнальная функция	2.2
—Фоновая функция	1.3
Сигнальная эффективность, ϵ_S	
—Эффективность реконструкции треков	3.9
—Эффективность реконструкции π^0	2.3
—Эффективность идентификации каона	0.9
—Сигнальная модель распада \bar{B}^0	1.1
—Статистика моделирования	0.8
Число нейтральных B -мезонов, N_B	1.4
Вторичные вероятности распадов, \mathcal{B}_{sec}	1.7
Суммарная неопределенность	6.1

Она квадратично складывается из следующих неопределенностей:

1. Неопределенность, связанная с описанием формы распределения по инвариантной массе $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$, оценивается вариацией размера сигнальной области по $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ от 21.25 до 12.75 МэВ/ c^2 и составляет 1.3%. Уменьшенная область соответствует примерно 1.5 среднемировой ширины ω -мезона.
2. Неопределенность, связанная с определением SCF и CR компонент, оценивается из требования на χ^2 в (69). Мы меняем величину C со значения 300 на значения 200 или 400. Это приводит к неопределенности 0.9%.
3. Неопределенность, связанная с описанием формы сигнального распределения по ΔE , оценивается изменением параметров подгонки, фиксируемых из моделирования, в соответствии с их статистической ошибкой моделирования. Эта неопределенность составляет 2.2%.
4. Неопределенность, связанная с описанием фона в распределении по ΔE , оценивается добавлением высших полиномиальных членов в фоновую функцию или сохранением только линейного члена в ней. Она составляет 1.3%.
5. Для одного трека неопределенность, связанная с эффективностью реконструкции трека, зависит от поперечного импульса p_T этого трека [55]. Для мягких треков (с $p_T < 200$ МэВ/ c) она оценивается из распадов $B^0 \rightarrow D^{*-}\pi^+$ и $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\pi^+$; для жестких треков (с $p_T > 200$ МэВ/ c) изучение трековой эффективности основано на распадах $D^{*+} \rightarrow D^0(K_S^0\pi^+\pi^-)\pi^+$. Полная неопределенность, представ-

ляющая собой линейную сумму ошибок для индивидуальных треков, равна 3.9%.

6. Неопределенность, связанная с эффективностью реконструкции нейтральных пионов, оценивается измерением вероятности распадов $\tau \rightarrow \pi\pi^0\nu_\tau$ по методу лептонного тагирования [56]. Эта неопределенность составляет 2.3%.
7. Неопределенность, связанная с эффективностью идентификации каонов, получается с использованием контрольных данных от распадов $D^{*+} \rightarrow D^0(K^-\pi^+)\pi^+$ [57]. Она оказывается равной 0.9%.
8. Неопределенность, связанная с модельной зависимостью сигнальной эффективности реконструкции, получается из сигнальной модели распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ (см. раздел 4.3). Извлекаемые модельные параметры имеют конечную статистическую точность, которая приводит к систематической неопределенности 1.1% для сигнальной эффективности.
9. Неопределенность, возникающая из-за ограниченной статистики моделирования в вычислении эффективности, учитывается как систематический эффект и составляет 0.8%.
10. Неопределенность в числе B -мезонов составляет 1.4% [58].
11. Неопределенность, связанная с неточными значениями вероятностей распадов D^* , D , ω и π^0 [47], оказывается равной 1.7%.

4.3. Амплитудный анализ

Функция плотности вероятности (probability density function, PDF) в сигнальной области представляет собой сумму сигнальной и фоновой компонент, свернутых с функцией отклика детектора. Однако мы заменяем эту свертку на произведение с функцией $\epsilon(\vec{x})$, где $\epsilon(\vec{x})$ соответствует эффективности реконструкции события и \vec{x} является координатой события в шестимерном фазовом пространстве, определенном в разделе 3.2. Такая замена делается из-за относительно малых разрешений для инвариантных масс (4 МэВ/ c^2 для $M(\omega\pi)$ и 3 МэВ/ c^2 для $M(D^*\pi)$) по сравнению с ширинами промежуточных резонансов (более чем 150 МэВ для $\omega\pi$ резонансов и более чем 25 МэВ для D^{**} -состояний):

$$\text{PDF}(\vec{x}, \vec{a}) = \frac{\epsilon(\vec{x})}{n_s + \sum_j n_{\text{bkg } j}} \times \left\{ n_s \frac{|M(\vec{x}, \vec{a})|^2}{\epsilon_s(\vec{a})} + \sum_j n_{\text{bkg } j} \frac{B_j(\vec{x})}{\epsilon_{\text{bkg } j}} \right\}, \quad (72)$$

где сумма идет по фоновым компонентам из контрольных областей (II, III и IV) (см. Рис. 21) и эффективности ϵ_s и $\epsilon_{\text{bkg } j}$ соответствуют средним сигнальным и фоновым эффективностям. PDF-функция определяется таким образом, что кинематическая зависимость эффективности реконструкции исключается из рассмотрения во время минимизации функции правдоподобия [14]. В определении (72), \vec{a} есть вектор параметров модели; n_s обозначает ожидаемое число сигнальных событий в области (I) с PDF-функцией, совпадающей с квадратом матричного элемента $|M(\vec{x}, \vec{a})|^2$ и $n_{\text{bkg } j}$ есть ожидаемое число фоновых событий в сигнальной области (I), распределенных согласно функции $B_j(\vec{x})$.

На основе PDF-функции, определенной в (72), составляется функция

правдоподобия $\mathcal{L}(\vec{a})$:

$$\mathcal{L}(\vec{a}) = - \sum_{\text{events}(\vec{x})} \ln \text{PDF}(\vec{a}, \vec{x}) + \frac{(n_s + \sum_j n_{\text{bkg}j} - n_{\text{tot}})^2}{2(n_{\text{tot}} + \sigma_{\text{bkg}}^2)}, \quad (73)$$

где n_{tot} есть полное число событий в сигнальной области (I) и σ_{bkg} представляет собой неопределенность числа фоновых событий $\sum_j n_{\text{bkg}j}$. Второй член в (73) учитывает долю фоновой компоненты в сигнальной области. Функция $\mathcal{L}(\vec{a})$ имеет минимум в пространстве модельных параметров. Этот минимум определяется с использованием пакета программ MINUIT [59].

Функция $\mathcal{L}(\vec{a})$ не учитывает интерференцию между $D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$ и $D^{*+}\omega\pi^-$ вкладами. Этот эффект обсуждается в разделе 4.3.5.

4.3.1. Описание фона

Фон в сигнальной области (I) имеет компоненты с различными источниками происхождения. Эти компоненты могут быть отдельно определены и описаны в контрольных внесигнальных областях (II, III и IV). Компонента в области (IV) представляет собой комбинаторный фон от $D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$ событий. Пусть форма этого фона обозначается как $C_{4\pi}(\vec{x})$. Область (IV) также включает SCF компоненту с функцией распределения $\phi(\vec{x})$. Пусть N_{IV} есть полное число событий в области (IV) с функцией плотности вероятности $B_{\text{IV}}(\vec{x})$. Тогда легко связать функцию $B_{\text{IV}}(\vec{x})$ с функциями $C_{4\pi}(\vec{x})$ и $\phi(\vec{x})$:

$$N_{\text{IV}}B_{\text{IV}}(\vec{x}) = (N_{\text{IV}} - \varphi_{\text{IV}})C_{4\pi}(\vec{x}) + \varphi_{\text{IV}}\phi(\vec{x}), \quad (74)$$

где φ_{IV} есть число SCF событий в области (IV). Для определения функции $B_{\text{IV}}(\vec{x})$ используется метод небинированной подгонки. В этой области

определяется минимум функции правдоподобия:

$$\mathcal{L}_{\text{IV}}(\vec{a}) = - \sum_{(\text{IV})} \ln \left(\frac{B_{\text{IV}}(\vec{a}, \vec{x}) \epsilon(\vec{x})}{\sum_{\text{CR}} B_{\text{IV}}(\vec{a}, \vec{x})} \right), \quad (75)$$

где сумма $\sum_{(\text{IV})}$ идет по всем событиям в области (IV), сумма \sum_{CR} вычисляется по CR событиям, которые разыгрываются в моделировании равномерно по фазовому объему и затем реконструируются в области (I) с вышеописанной процедурой восстановления, и $\epsilon(\vec{x})$ есть эффективность реконструкции для CR событий в области (I).

После определения функции B_{IV} , процедура минимизации выполняется для событий в области (III). Помимо событий, описанных функцией $B_{\text{IV}}(\vec{x})$, эта область включает события от физического процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^-$ без ω -мезона в промежуточном состоянии. Функцию распределения этих событий обозначим как $S_{4\pi}(\vec{x})$. Кроме того, область (III) содержит другую SCF компоненту, описываемую прежней функцией $\phi(\vec{x})$. (Сигнальное моделирование показывает, что SCF компонента описывается одной и той же функцией $\phi(\vec{x})$ во всех рассматриваемых областях в $(\Delta E, M(\pi^+ \pi^- \pi^0))$ плоскости). Если N_{III} есть полное число событий в области (III) и $B_{\text{III}}(\vec{x})$ соответствует дополнительной (помимо $B_{\text{IV}}(\vec{x})$) функции распределения в этой области, тогда полная функция плотности вероятности имеет вид:

$$\frac{S_{\text{III}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} B_{\text{IV}}(\vec{x}) + \left(N_{\text{III}} - \frac{S_{\text{III}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} \right) B_{\text{III}}(\vec{x}), \quad (76)$$

где S_{III} и S_{IV} есть площади областей (III) и (IV). Функция $B_{\text{III}}(\vec{x})$ может быть выражена через функции $S_{4\pi}(\vec{x})$ и $\phi(\vec{x})$:

$$\left(N_{\text{III}} - \frac{S_{\text{III}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} \right) B_{\text{III}}(\vec{x}) = N_{S,4\pi} S_{4\pi}(\vec{x}) + \left(\varphi_{\text{III}} - \frac{S_{\text{III}}}{S_{\text{IV}}} \varphi_{\text{IV}} \right) \phi(\vec{x}), \quad (77)$$

где $N_{S,4\pi}$ (φ_{III}) есть число $D^* 4\pi$ (SCF) событий в области (III). Функция

правдоподобия в области (III) имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{III}}(\vec{b}) = - \sum_{(\text{III})} \ln \left(\frac{S_{\text{III}} N_{\text{IV}} B_{\text{IV}}(\vec{a}, \vec{x}) \epsilon(\vec{x})}{S_{\text{IV}} N_{\text{III}} \sum_{\text{CR}} B_{\text{IV}}(\vec{a}, \vec{x})} + \left(1 - \frac{S_{\text{III}} N_{\text{IV}}}{S_{\text{IV}} N_{\text{III}}} \right) \frac{B_{\text{III}}(\vec{b}, \vec{x}) \epsilon(\vec{x})}{\sum_{\text{CR}} B_{\text{III}}(\vec{b}, \vec{x})} \right), \quad (78)$$

где сумма $\sum_{(\text{III})}$ идет по всем событиям в области (III) и сумма \sum_{CR} определяет эффективность для событий, распределенных согласно функции B_{III} . Вектор параметров \vec{a} в функции B_{IV} получается из области (IV) и используется в области (III). Вектор \vec{b} определяется из подгонки в области (III).

Аналогичная процедура выполняется в области (II). Помимо событий, описываемых функцией $B_{\text{IV}}(\vec{x})$, область (II) включает комбинаторный фон событий с правильно восстановленным ω -мезоном. Обозначим функцию распределения этого фона как $C_{\omega}(\vec{x})$. Кроме того, область (II) включает свою SCF компоненту. Суммарная функция распределения этих дополнительных событий $B_{\text{II}}(\vec{x})$ представима в виде:

$$\left(N_{\text{II}} - \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{V}} \right) B_{\text{II}}(\vec{x}) = N_{C,\omega} C_{\omega}(\vec{x}) + \left(\varphi_{\text{II}} - \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} \varphi_{\text{IV}} \right) \phi(\vec{x}), \quad (79)$$

где $N_{C,\omega}$ есть полное число фоновых событий с реальными ω -мезонами, N_{II} есть полное число всех событий в области (II) и S_{II} есть площадь области (II). Полная функция плотности вероятности в области (II) записывается в виде:

$$\frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} B_{\text{IV}}(\vec{x}) + \left(N_{\text{II}} - \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} \right) B_{\text{II}}(\vec{x}). \quad (80)$$

Функция минимизации $\mathcal{L}_{\text{II}}(\vec{c})$ аналогична $\mathcal{L}_{\text{III}}(\vec{b})$.

Функции B_{II} , B_{III} и B_{IV} описывают специфические фоновые компоненты и SCF события в областях (II, III и IV). Вклад этих компонент присутствует в сигнальной области (I). Однако сигнальная область также включает

дополнительную SCF компоненту по сравнению с той, что ожидается из контрольных областей (II, III и IV). Чтобы определить этот дополнительный SCF вклад, мы можем найти явный вид функции $\phi(\vec{x})$ из данных моделирования. Таким образом, фон в сигнальной области будет описываться четырьмя функциями: $B_{\text{II}}(\vec{x})$, $B_{\text{III}}(\vec{x})$, $B_{\text{IV}}(\vec{x})$ и $\phi(\vec{x})$. Однако, более удобным оказывается переопределить одну из функций B_{II} , B_{III} или B_{IV} таким образом, чтобы новая функция, помимо своих фоновых компонент, также описывала дополнительную SCF компоненту. Для этого добавим такое число SCF событий α в одну из контрольных областей в $(\Delta E, M(\pi^+\pi^-\pi^0))$ плоскости (например, в область (II)), чтобы полное число SCF событий в сигнальной области стало равным нулю. С учетом соотношений (74, 76, 77, 79, 80) получим, что все фоновые события в сигнальной области (I) описываются следующей функцией:

$$\begin{aligned} & \frac{S_{\text{I}}}{S_{\text{IV}}} [N_{\text{IV}} B_{\text{IV}}(\vec{x}) - \varphi_{\text{IV}} \phi(\vec{x})] + \frac{S_{\text{I}}}{S_{\text{III}}} \left[\left(N_{\text{III}} - \frac{S_{\text{III}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} \right) B_{\text{III}}(\vec{x}) - \right. \\ & \left. \left(\varphi_{\text{III}} - \frac{S_{\text{III}}}{S_{\text{IV}}} \varphi_{\text{IV}} \right) \phi(\vec{x}) \right] + \frac{S_{\text{I}}}{S_{\text{II}}} \left[\left((N_{\text{II}} + \alpha) - \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} N_{\text{IV}} \right) B_{\text{II}}(\vec{x}) - \right. \\ & \left. \left(\varphi_{\text{II}} - \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} \varphi_{\text{IV}} \right) \phi(\vec{x}) - \alpha \phi(\vec{x}) \right] + \varphi_{\text{I}} \phi(\vec{x}), \end{aligned} \quad (81)$$

где S_{I} есть площадь сигнальной области и φ_{I} есть полное число SCF событий в сигнальной области. Число α определяется как:

$$\alpha = \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{I}}} \varphi_{\text{I}} - \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{III}}} \varphi_{\text{III}} + \frac{S_{\text{II}}}{S_{\text{IV}}} \varphi_{\text{IV}} - \varphi_{\text{II}} \quad (82)$$

Как видно из (82), для определения α необходимо знать φ_j во всех областях $j = (\text{I}, \text{II}, \text{III} \text{ и } \text{IV})$. Эти значения можно определить из сигнального моделирования, где события $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ разыгрываются в фазовом пространстве с функцией распределения $|M(\vec{x})|^2$, которая сама получается из небинированной подгонки в сигнальной области. Таким образом, дополни-

тельная SCF компонента в сигнальной области учитывается итеративным образом. В первой итерации, мы пренебрегаем этой компонентой, полагая $\alpha = 0$, и определяем сигнальную плотность распределения $|M(\vec{x})|^2$, минимизируя функцию правдоподобия в (73). Используя результаты первой итерации, мы определяем все φ_j :

$$\varphi_j = n_s \frac{\sum_{(j)} |M(\vec{x}_g)|^2}{\sum_{\text{CR}} |M(\vec{x})|^2}, \quad (83)$$

где \vec{x}_g есть истинная координата события в фазовом пространстве, в то время как \vec{x} есть восстановленная координата события в процедуре реконструкции. Суммы $\sum_{(j)}$ и \sum_{CR} в (83) идут по SCF событиям в области j и по CR событиям. Во второй итерации, мы учитываем ненулевое значение α . Мы повторяем процедуру подгонки в области (II) со следующей функцией правдоподобия:

$$\mathcal{L}_{\text{II}}(\vec{c}) = - \sum_{(\text{II})+\text{SCF}} w(\vec{x}) \ln \left(f_{\text{II}} \frac{B_{\text{IV}}(\vec{a}, \vec{x}) \epsilon(\vec{x})}{\sum_{\text{CR}} B_{\text{IV}}(\vec{a}, \vec{x})} + (1 - f_{\text{II}}) \frac{B_{\text{II}}(\vec{c}, \vec{x}) \epsilon(\vec{x})}{\sum_{\text{CR}} B_{\text{II}}(\vec{c}, \vec{x})} \right), \quad (84)$$

где сумма $\sum_{(\text{II})+\text{SCF}}$ идет как по всем событиям в области (II), так и по всем SCF событиям в областях (I – IV). Функция $w(\vec{x})$ в (84) равна единице для событий из области (II) и определяется следующим образом для SCF событий:

$$w(\vec{x}) = \alpha \frac{|M(\vec{x}_g)|^2}{\sum_{\text{SCF}} |M(\vec{x})|^2}. \quad (85)$$

Нормировочный коэффициент f_{II} определяется как $f_{\text{II}} = (S_{\text{II}}/S_{\text{IV}}) \times (N_{\text{IV}}/(N_{\text{II}} + \alpha))$. Заметим, что двух итераций вполне достаточно в силу хорошей сходимости обсуждаемой процедуры.

Функции распределения $B_j(\vec{x})$ параметризуются в виде произведения функций:

$$B_j(\vec{x}) = F_1(M^2(\omega\pi), \cos \xi_1) F_2(\cos \theta_1) F_3(\phi_1) F_4(\cos \beta_1) F_5(\psi_1), \quad (86)$$

где функция $F_1(M^2(\omega\pi), \cos \xi_1)$ описывает корреляцию между переменными $M^2(\omega\pi)$ и $\cos \xi_1$ и выбрана в виде:

$$F_1(M^2(\omega\pi), \cos \xi_1) = (e^{c_1\sqrt{\Delta}\cos \xi_1} + c_2e^{c_3\sqrt{\Delta}\cos \xi_1}) \times \\ ((1 - \cos \xi_1)^3 e^{c_4\Delta} + c_5\sqrt{\Delta(1 + \cos \xi_1)} e^{c_6\Delta}). \quad (87)$$

Функции $F_2(\cos \theta_1)$, $F_3(\phi_1)$, $F_4(\cos \beta_1)$, $F_5(\psi_1)$ описываются из одномерных проекций других переменных:

$$F_2(\cos \theta_1) = e^{c_7\cos \theta_1} + c_8e^{c_9\cos \theta_1}, \\ F_3(\phi_1) = 1 + c_{10}\sin^2(\phi_1), \\ F_4(\cos \beta_1) = e^{c_{11}\cos \beta_1} + c_{12}e^{c_{13}\cos \beta_1}, \\ F_5(\psi_1) = 1 + c_{14}\sin^2(\psi_1). \quad (88)$$

Здесь c_i — свободные параметры, $\Delta = M^2(\omega\pi) - M_0^2(\omega\pi)$ и нижняя граница $M_0^2(\omega\pi) = 0.7 \text{ (ГэВ}/c^2)^2$ отличается от кинематического предела $(m_\omega + m_\pi)^2$ в силу конечной ширины ω -мезона.

Распределения по $M^2(\omega\pi)$ и $M^2(D^*\pi)$ в областях (II, III и IV) показаны на Рис. 24. Результат подгонки в области (IV), определяющий функцию $B_{IV}(\vec{x})$, показан на Рис. 24 (a) и (b). Рис. 24 (c) и (d) соответствуют области (III). Фоны в этой области описываются суммой функций $B_{III}(\vec{x})$ и $B_{IV}(\vec{x})$ (см. (76)). Аналогично, область (II) включает фоновые компоненты, описываемые функциями $B_{IV}(\vec{x})$ и $B_{II}(\vec{x})$ (см. (80)); эти компоненты показаны на Рис. 24 (e) и (f).

Распределения фона по $M^2(\omega\pi)$ и $M^2(D^*\pi)$ в сигнальной области (I) показаны на Рис. 25. На нем видно, что основной вклад дается компонентой с комбинаторным фоном от $D^{*+}\pi^+\pi^-\pi^0\pi^-$ событий. Однако, другие фоновые компоненты также существенны в сигнальной области и учитываются в нашем описательном подходе.

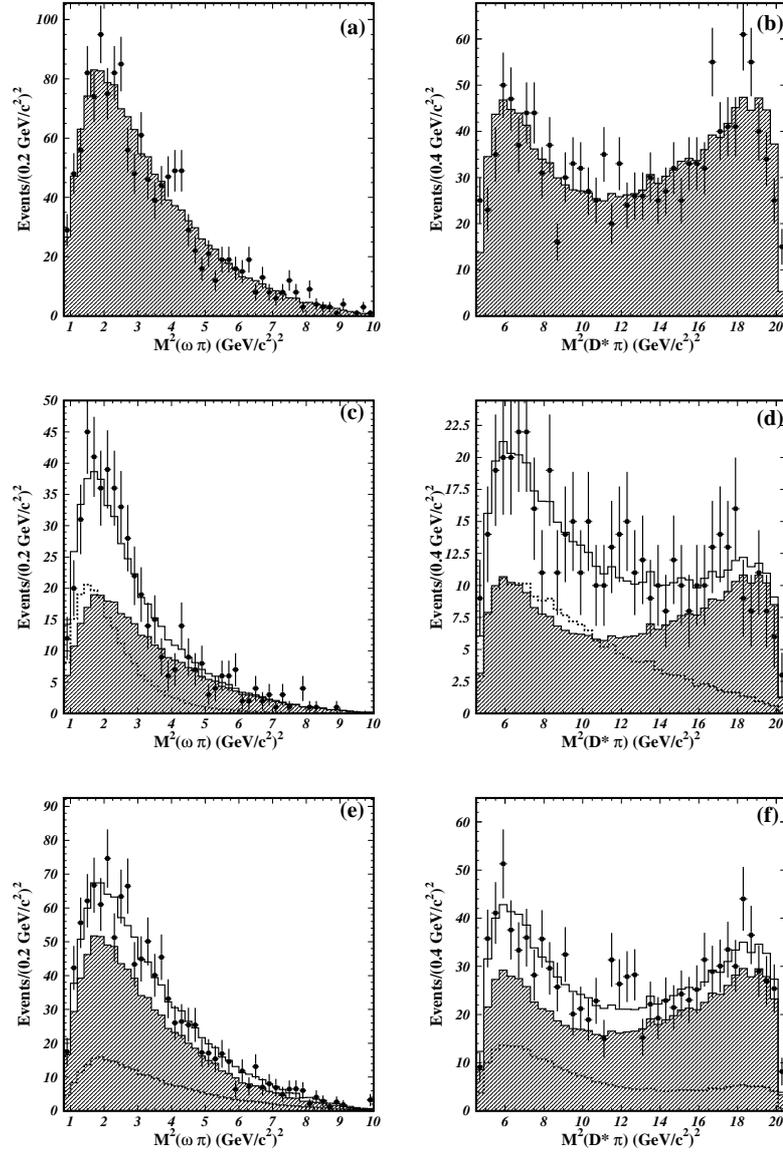


Рис. 24: Распределения по $M^2(\omega\pi)$ и $M^2(D^*\pi)$ для событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ в $(\Delta E, M(\pi^+\pi^-\pi^0))$ контрольных областях (a,b) (IV), (c,d) (III) и (e,f) (II). Точки с ошибками обозначают экспериментальные данные; штрихованные гистограммы соответствуют вкладу от $B_{IV}(\vec{x})$; пунктирные гистограммы представляют компоненту, описываемую функцией $B_{III}(\vec{x})$ в (c) и (d) и $B_{II}(\vec{x})$ в (e) и (f); открытые гистограммы соответствуют результатам полной подгонки в областях (III) и (II).

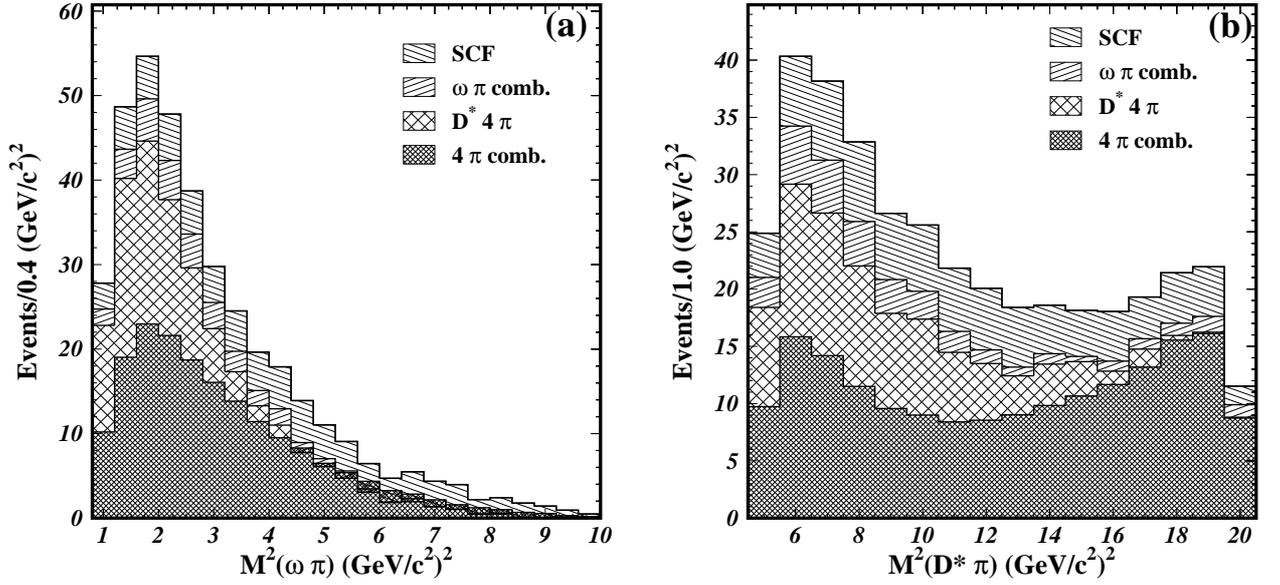


Рис. 25: Распределения по (a) $M^2(\omega\pi)$ и (b) $M^2(D^*\pi)$ для различных фоновых компонент в сигнальной области (I).

Полное ожидаемое число фоновых событий в сигнальной области определяется как:

$$\sum_j n_{\text{bkg}j} = \frac{S_{\text{I}}}{S_{\text{II}}}(N_{\text{II}} + \alpha) + \frac{S_{\text{I}}}{S_{\text{III}}}N_{\text{III}} - \frac{S_{\text{I}}}{S_{\text{IV}}}N_{\text{IV}}. \quad (89)$$

4.3.2. Наблюдаемые параметры

Амплитудный анализ позволяет измерить различные наблюдаемые параметры, характеризующие динамические свойства распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. Доля событий f_R от заданного квазидвухчастичного промежуточного состояния R в полный трехчастичный сигнал определяется как

$$f_R = \frac{\int a_R^2 |M_{R\pm}(\vec{x})|^2 \rho(\vec{x}) d\vec{x}}{\int |M_{\pm}(\vec{x})|^2 \rho(\vec{x}) d\vec{x}}, \quad (90)$$

где $\rho(\vec{x})$ есть фазовая плотность событий, определенная из кинематических условий распада [6]. Сумма по всем фракциям f_R может не равняться еди-

нице вследствие интерференции. Доля f_R^L вероятности рождения резонанса R в парциальной волне L определяется как

$$f_R^L = \frac{\int |M_{R\pm}^L(\vec{x})|^2 \rho(\vec{x}) d\vec{x}}{\int |M_{R\pm}^L(\vec{x})|^2 \rho(\vec{x}) d\vec{x}}, \quad (91)$$

где $M_{R\pm}^L$ есть матричный элемент, описывающий рождение резонанса R в парциальной волне L и сумма $\sum_L f_R^L$ равна единице из-за ортогональности амплитуд $M_{R\pm}^L(\vec{x})$ и $M_{R\pm}^{L'}(\vec{x})$ при $L \neq L'$.

Кроме величины, выраженной через парциальные амплитуды, можно ввести величину продольной поляризации \mathcal{P}_R резонанса R . Эта переменная вычисляется как

$$\mathcal{P}_R = \frac{|H_0|^2}{|H_0|^2 + |H_+|^2 + |H_-|^2}, \quad (92)$$

где функции H_0 , H_+ и H_- представляют три комплексные спиральные амплитуды.

4.3.3. Описание сигнальных событий

Двумерные распределения Далица показаны на Рис. 26 как в сигнальной области (I), так и во внесигнальных областях (II, III и IV).

Анализ CLEO [52] показал, что распад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ идет преимущественно через $D^{*+} \rho(1450)^-$ промежуточное состояние. В анализе BaBar [54] в спектре инвариантной массы $D^* \pi$ был обнаружен небольшой пик, который был интерпретирован как сигнал от $D_1(2430)^0$ -состояния. Чтобы описать особенности Далиц-распределения в нашем анализе данных, мы используем следующий набор резонансов: $\rho(770)^-$ вне массовой оболочки, $\rho(1450)^-$, $D_1(2430)^0$, $D_1(2420)^0$ и $D_2^*(2460)^0$.

Мы учитываем вклад от $\rho(770)^-$ вне массовой оболочки, как это делается в работах по изучению $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0$ процесса [60]. Мы также включаем в описание амплитуды узких резонансов $D_1(2420)^0$ и $D_2(2460)^0$.

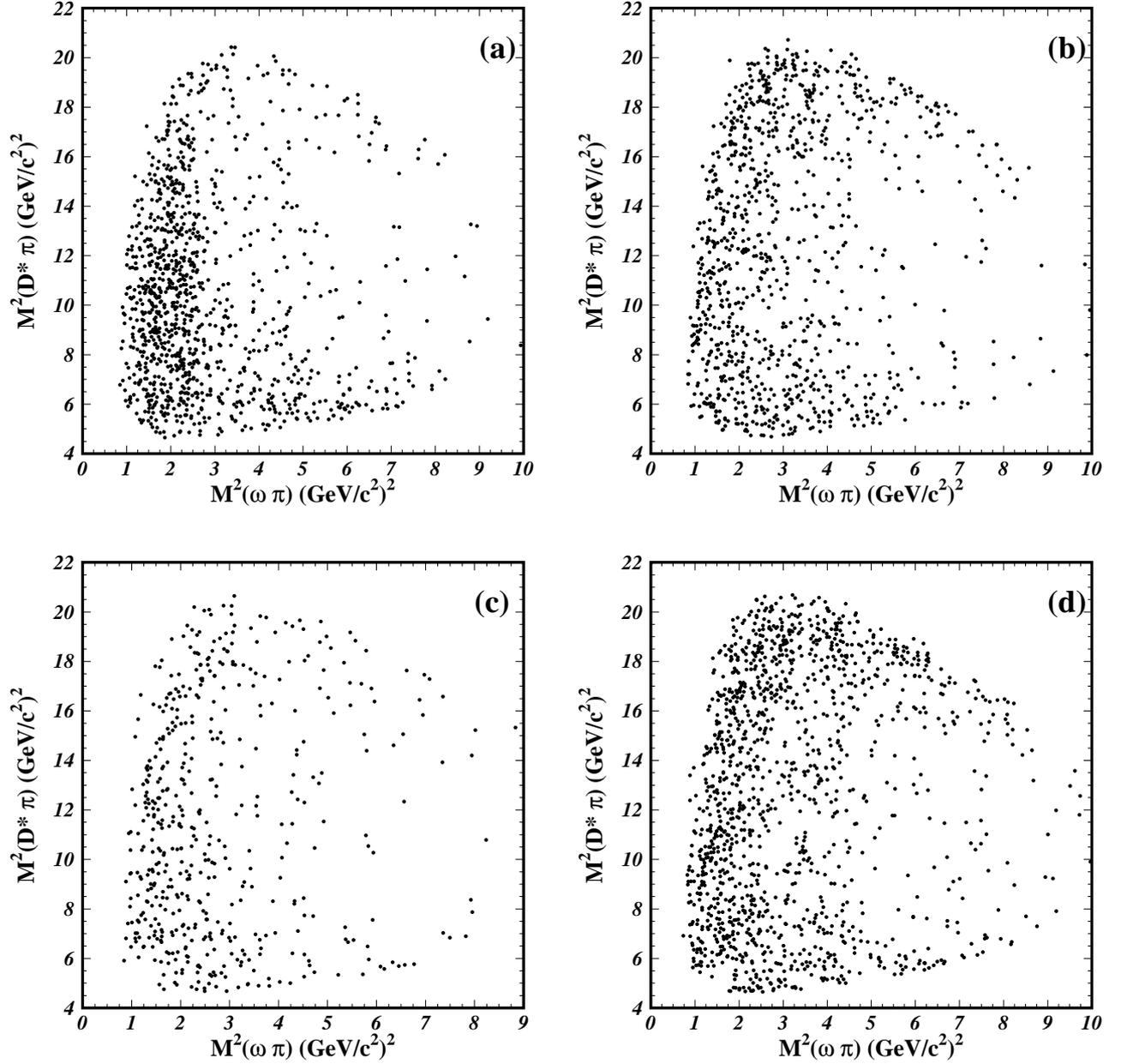


Рис. 26: Распределения Далица для $D^{*+}\omega\pi^{-}$ событий в (а) сигнальной области (I), (б) внесигнальной области (II), (с) внесигнальной области (III) и (д) внесигнальной области (IV).

Результаты подгонки распределения событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ различным набором резонансов показаны в Таблице 8, где используются обозначения $\rho' = \rho(1450)^-$, $D_1' = D_1(2430)^0$, $D_1 = D_1(2420)^0$ и $D_2^* = D_2^*(2460)^0$. В Таблице 8 приводится только статистическая неопределенность. Величина $\Delta\mathcal{L}$ определяется как разница $\mathcal{L} - \mathcal{L}_0$, где \mathcal{L} в (73) соответствует заданной сигнальной модели и \mathcal{L}_0 есть функция правдоподобия, вычисленная для сигнальной модели с ρ , ρ' , D_1' , D_1 и D_2^* резонансами.

Помимо относительных вероятностей f_R , мы приводим вероятность $f_{\rho+\rho'}$, которая соответствует квадрату суммарной амплитуды $\rho(770)^-$ и $\rho(1450)^-$ -состояний. Мы также показываем доли f_R^L вероятностей рождения $\rho(1450)^-$ и D^{**} -состояний в определенной парциальной волне и продольные поляризации этих резонансов.

Если оба узких резонанса $D_1(2420)^0$ и $D_2(2460)^0$ одновременно включаются в матричный элемент, то статистическая значимость сигнала значительно возрастает (эффект $> 5\sigma$). (Статистическая значимость сигнала определяется как $\sqrt{2(\mathcal{L}_R - \mathcal{L}_0)}$, где \mathcal{L}_R (\mathcal{L}_0) есть значение логарифмической функции правдоподобия с сигналом от резонанса R , фиксируемом в нуле (с сигналом для основной модели распада)). Мы также исследуем SSC вклад, генерируемый $b_1(1235)$ резонансом. Этот вклад имеет значимость ниже 3σ и поэтому он не учитывается в основной модели распада. Для него устанавливается верхний предел.

Состояние $\rho(1450)^-$ рождается преимущественно в S волне, в то время как рождение $D_1(2430)^0$ резонанса требует приблизительно равных вероятностей всех парциальных волн. Парциально-волновые вероятности $D_1(2420)^0$ - и $D_2(2460)^0$ -состояний не являются статистически значимыми. Измерения продольных поляризаций D^{**} -состояний указывают на нарушение гипотезы факторизации в канале распада с подавлением цвета. Однако,

Таблица 8: Результаты подгонки $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$ событий.

Вклад	Параметр	ρ, ρ'	ρ, ρ'	ρ, ρ'	ρ, ρ'	ρ, ρ', b_1
		D'_1	D'_1, D_1	D'_1, D_2^*	D'_1, D_1, D_2^*	D'_1, D_1, D_2^*
$\rho(770)^- D^{*+}$	Фаза	0 (фикс.)				
	Отн. вероятность, %	65.7 ± 10.2	65.2 ± 11.7	61.6 ± 11.9	64.2 ± 10.7	60.6 ± 12.1
$\rho(1450)^- D^{*+}$	Фаза	2.63 ± 0.11	2.55 ± 0.11	2.62 ± 0.11	2.56 ± 0.12	2.54 ± 0.11
	Константа связи	$0.18^{+0.02}_{-0.05}$	$0.18^{+0.02}_{-0.05}$	$0.20^{+0.03}_{-0.06}$	$0.18^{+0.02}_{-0.06}$	$0.19^{+0.03}_{-0.06}$
	Масса, МэВ/ c^2	1549 ± 22	1546 ± 23	1543 ± 23	1544 ± 22	1540 ± 22
	Ширина, МэВ/ c^2	303^{+30}_{-50}	305^{+31}_{-51}	316^{+30}_{-54}	303^{+31}_{-52}	302^{+30}_{-52}
	Отн. вероятность, %	$46.7^{+7.9}_{-11.9}$	$44.5^{+6.9}_{-12.0}$	$50.4^{+10.6}_{-13.1}$	$46.3^{+6.0}_{-13.4}$	$47.5^{+9.3}_{-12.1}$
	S -волновой вклад, %	$76.9^{+4.2}_{-1.4}$	$75.3^{+4.7}_{-1.9}$	$76.7^{+4.3}_{-1.4}$	$75.1^{+4.4}_{-2.1}$	$75.3^{+5.0}_{-1.8}$
	P -волновой вклад, %	12.0 ± 0.7	12.8 ± 1.1	12.2 ± 0.9	12.9 ± 0.9	12.7 ± 0.8
	D -волновой вклад, %	11.0 ± 0.4	11.8 ± 0.6	11.0 ± 0.6	11.9 ± 0.5	11.8 ± 0.6
	Фаза ϕ_+	0.66 ± 0.33	0.86 ± 0.30	0.67 ± 0.37	0.87 ± 0.29	0.85 ± 0.31
	Фаза ϕ_-	-0.14 ± 0.17	-0.02 ± 0.15	-0.15 ± 0.19	-0.02 ± 0.13	-0.02 ± 0.15
	Прод. поляризация, %	66.4 ± 0.6	66.5 ± 0.6	66.5 ± 0.6	66.5 ± 0.6	66.6 ± 0.6
	FCC вклад, %	79.1 ± 2.5	82.6 ± 2.4	79.0 ± 2.4	82.2 ± 2.2	81.6 ± 2.3
	$D_1(2430)^0 \omega$	Фаза	0.91 ± 0.26	1.03 ± 0.28	1.11 ± 0.29	1.24 ± 0.28
S -волновая фаза		0.26 ± 0.20	0.19 ± 0.23	0.14 ± 0.23	-0.05 ± 0.25	-0.09 ± 0.26
P -волновая фаза		2.71 ± 0.21	2.41 ± 0.27	2.56 ± 0.24	2.24 ± 0.29	2.23 ± 0.32
Отн. вероятность, %		13.6 ± 2.1	11.2 ± 1.8	12.6 ± 1.8	10.8 ± 1.8	11.6 ± 2.0
S -волновой вклад, %		29.7 ± 8.6	33.6 ± 9.5	35.8 ± 10.1	38.9 ± 10.8	38.9 ± 10.5
P -волновой вклад, %		37.0 ± 8.6	34.1 ± 9.2	34.0 ± 8.9	33.1 ± 9.5	29.1 ± 9.1
D -волновой вклад, %		33.5 ± 8.8	32.6 ± 9.2	30.5 ± 9.2	28.3 ± 8.9	32.2 ± 9.2
Прод. поляризация, %		60.9 ± 8.2	63.4 ± 8.9	63.0 ± 8.2	63.0 ± 9.1	67.6 ± 9.2
$D_1(2420)^0 \omega$	Фаза		1.92 ± 0.34		2.12 ± 0.34	2.16 ± 0.42
	S -волновая фаза		-0.06 ± 0.34		-0.07 ± 0.43	-0.10 ± 0.43
	P -волновая фаза		0.04 ± 0.41		-0.25 ± 0.46	-0.24 ± 0.49
	Отн. вероятность, %		3.7 ± 1.1		2.9 ± 0.8	2.8 ± 0.8
	S -волновой вклад, %		35.6 ± 13.2		34.0 ± 13.4	35.8 ± 13.0
	P -волновой вклад, %		36.6 ± 11.8		31.2 ± 11.4	30.3 ± 11.0
	D -волновой вклад, %		27.9 ± 11.0		34.9 ± 13.4	34.0 ± 13.1
	Прод. поляризация, %		60.2 ± 12.0		67.1 ± 11.7	67.4 ± 16.1
$D_2^*(2460)^0 \omega$	Фаза			1.69 ± 0.57	2.31 ± 0.50	2.39 ± 0.42
	P -волновая фаза			-0.67 ± 0.54	-0.77 ± 0.62	-0.84 ± 0.52
	D -волновая фаза			-1.10 ± 0.71	-1.85 ± 0.59	-1.96 ± 0.58
	Отн. вероятность, %			2.1 ± 0.7	1.8 ± 0.6	1.8 ± 0.6
	P -волновой вклад, %			34.3 ± 16.6	29.5 ± 16.9	30.0 ± 16.7
	D -волновой вклад, %			45.7 ± 17.4	40.2 ± 17.7	38.2 ± 17.3
	F -волновой вклад, %			19.4 ± 15.8	29.4 ± 19.3	31.1 ± 19.2
	Прод. поляризация, %			74.1 ± 16.5	$76.0^{+18.3}_{-8.5}$	74.7 ± 16.1
$b_1(1235)^- D^{*+}$	Фаза					0.52 ± 0.42
	Отн. вероятность, %					< 3.1 (90% C.L.)
	$\Delta\mathcal{L}$	+33.3	+12.9	+16.4	0	-2.4
	Значимость, σ	8.2	5.1	5.7	0	2.2

эти результаты имеют большие статистические неопределенности. Заметим, что в нашем анализе продольная поляризация и парциально-волновые вероятности для $\rho(1450)^-$ резонанса частично фиксируются из требования на относительные нормировки спиральных амплитуд, R_1 и R_2 . Мы фиксируем величины R_1 , R_2 и ρ^2 в подгонке на значениях (14).

Фазы спиральных амплитуд ϕ_+ и ϕ_- , определенные в (51), учитываются в описании амплитуд ρ -подобных состояний. Мы предполагаем, что фазы ϕ_{\pm} в амплитуде $\rho(1450)$ -состояния совпадают с соответствующими фазами в амплитуде $\rho(770)$. Так как вклады этих резонансов существенны в близких областях спектра по квадрату инвариантной массы $\omega\pi$ пары, мы пренебрегаем разницей между соответствующими фазами ϕ_{\pm} для обсуждаемых резонансов. Аналогичное предположение мы делаем для амплитуды $b_1(1235)$ -состояния. Массы и ширины всех резонансов, за исключением $\rho(1450)$, фиксируются на среднемировых значениях [47].

Эффект смешивания между D^{**} -состояниями с $J_{j_q}^P = 1_{1/2}^+$ и $J_{j_q}^P = 1_{3/2}^+$ ожидается малым. При подгонке со свободными параметрами смешивания мы получаем следующие значения для этих параметров: $\omega = -0.03 \pm 0.02$ (стат.) и $\varphi = -0.27 \pm 0.75$ (стат.). Эти значения в пределах своих неопределенностей согласуются с предыдущим экспериментальным измерением Belle [14], также как и с нулем. Поэтому, мы не учитываем смешивание в номинальной сигнальной модели.

На Рис. 27 и 28 показаны распределения по переменным $M^2(\omega\pi)$, $\cos \xi_1$, $\cos \theta_1$, ϕ_1 , $\cos \beta_1$ и ψ_1 (Рис. 27), а также $M^2(D^*\pi)$, $\cos \xi_2$, $\cos \theta_2$, ϕ_2 , $\cos \beta_2$ и ψ_2 (Рис. 28). Все распределения демонстрируют хорошее согласие с подгонкой экспериментальных данных.

Более детальное сравнение с используемой сигнальной моделью можно сделать в областях фазового пространства со значительной долей D^{**} -

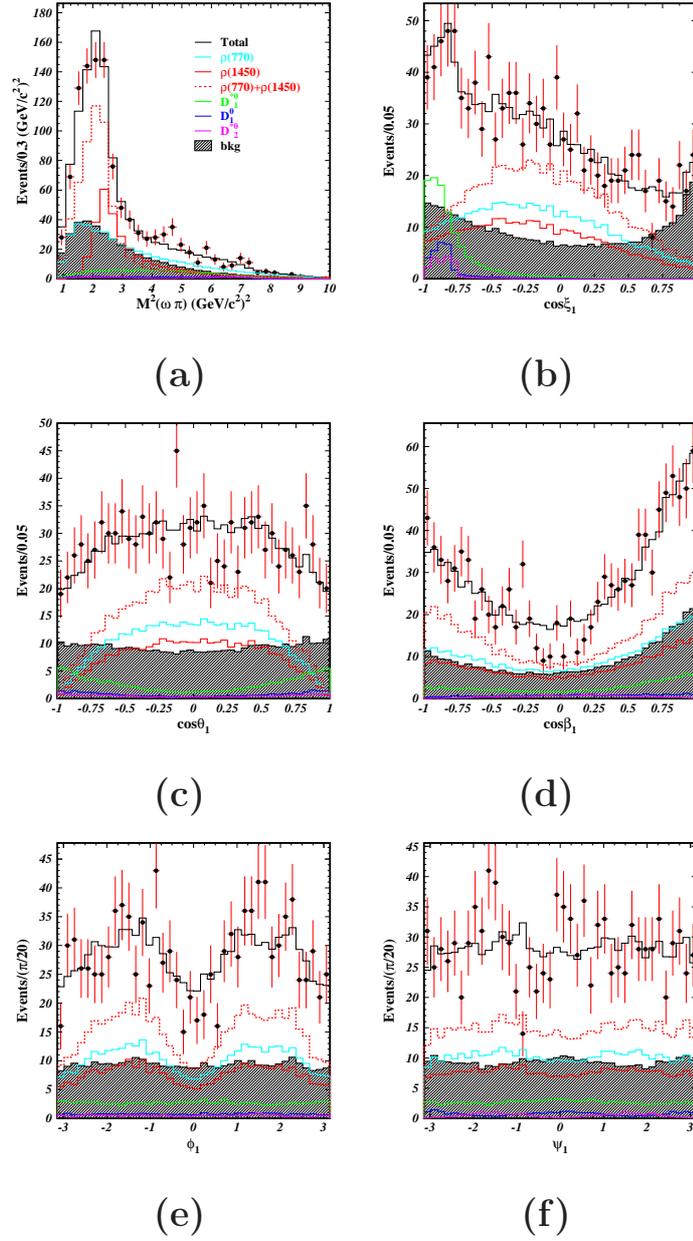


Рис. 27: Распределения по переменным (a) $M^2(\omega\pi)$, (b) $\cos \xi_1$, (c) $\cos \theta_1$, (d) $\cos \beta_1$, (e) ϕ_1 и (f) ψ_1 для $D^*\omega\pi$ событий в сигнальной области (точки с ошибками). Гистограммы представляют результаты подгонки (черная гистограмма), которые включают следующие компоненты: $\rho(770)$ (голубая гистограмма), $\rho(1450)$ (красная гистограмма), $\rho(770)$ и $\rho(1450)$ вместе (красная штрихованная гистограмма), $D_1(2430)^0$ (зеленая гистограмма), $D_1(2420)^0$ (синяя гистограмма), $D_2^*(2460)^0$ (фиолетовая гистограмма) и фон (штрихованная гистограмма).

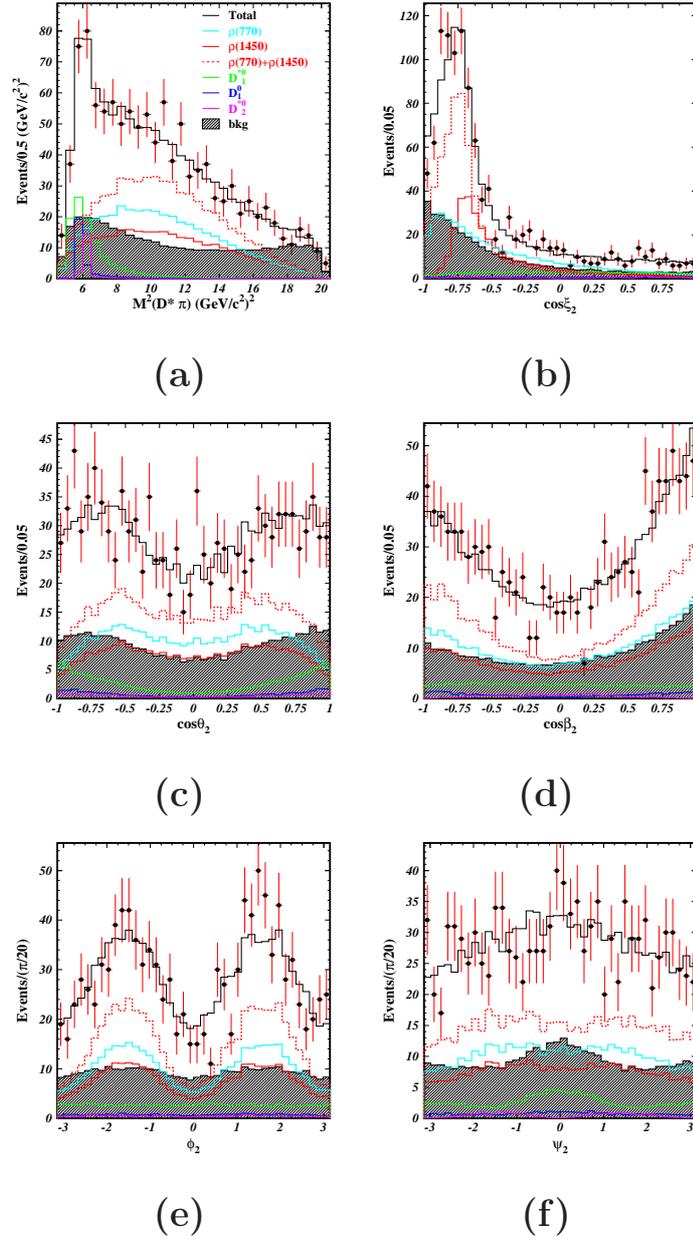


Рис. 28: Распределения по переменным (a) $M^2(D^*\pi)$, (b) $\cos \xi_2$, (c) $\cos \theta_2$, (d) $\cos \beta_2$, (e) ϕ_2 и (f) ψ_2 для $D^*\omega\pi$ событий в сигнальной области (точки с ошибками). Гистограммы представляют результаты подгонки (черная гистограмма), которые включают следующие компоненты: $\rho(770)$ (голубая гистограмма), $\rho(1450)$ (красная гистограмма), $\rho(770)$ и $\rho(1450)$ вместе (красная штрихованная гистограмма), $D_1(2430)^0$ (зеленая гистограмма), $D_1(2420)^0$ (синяя гистограмма), $D_2^*(2460)^0$ (фиолетовая гистограмма) и фон (штрихованная гистограмма).

состояний и без них. Эти области определяются условием на спиральность $\cos \xi_2$ пары $D^* \pi$ в системе покоя D^{**} . Другое условие возникает благодаря сохранению P -четности в распадах промежуточных резонансов. Это приводит к тому, что ρ -подобные резонансы и D^{**} -состояния имеют разные распределения по угловой переменной $\cos \theta_1$ (см. Рис. 27 (с)). На Рис. 29 и 30 показаны распределения для областей с существенным вкладом от D^{**} -состояний ($\cos \xi_2 > -0.4$ или $|\cos \theta_1| > 0.5$) и для областей с подавленным вкладом от D^{**} ($|\cos \theta_1| < 0.5$).

Чтобы убедиться в том, что найденное решение для параметров модели, представленное в Таблице 8, действительно соответствует глобальному минимуму функции правдоподобия, мы повторяем процедуру подгонки, используя случайный набор для начальных значений параметров модели. Всего было проведено 1000 таких минимизаций. Все найденные решения соответствуют бóльшим значениям функции правдоподобия, чем номинальное решение. Первый локальный минимум, отстоящий на 3.3σ от глобального, характеризуется очень большой вероятностью распада в $\rho(1450)$ -состояние, $f_{\rho(1450)} = (157.3 \pm 23.1)\%$, по сравнению с распадом в $\rho(770)$. Кроме того, относительная фаза между резонансами $\phi_{\rho(1450)} = (-2.52 \pm 0.05)$ рад противоречит e^+e^- данным [60]. Второй локальный минимум, отстоящий более чем на 3.5σ от глобального, имеет параметры модели, согласующиеся со значениями в Таблице 8 в пределах своих статистических ошибок, за исключением относительных фаз в описании $D_1(2430)$ -состояния: S - и D -волновые фазы оказываются сдвинутыми на $\pi/2$ относительно номинальных значений, в то время как P -волновая фаза остается неизменной. Поскольку этот минимум значительно удален от глобального, он не рассматривается как второе возможное решение для описания сигнальных событий.

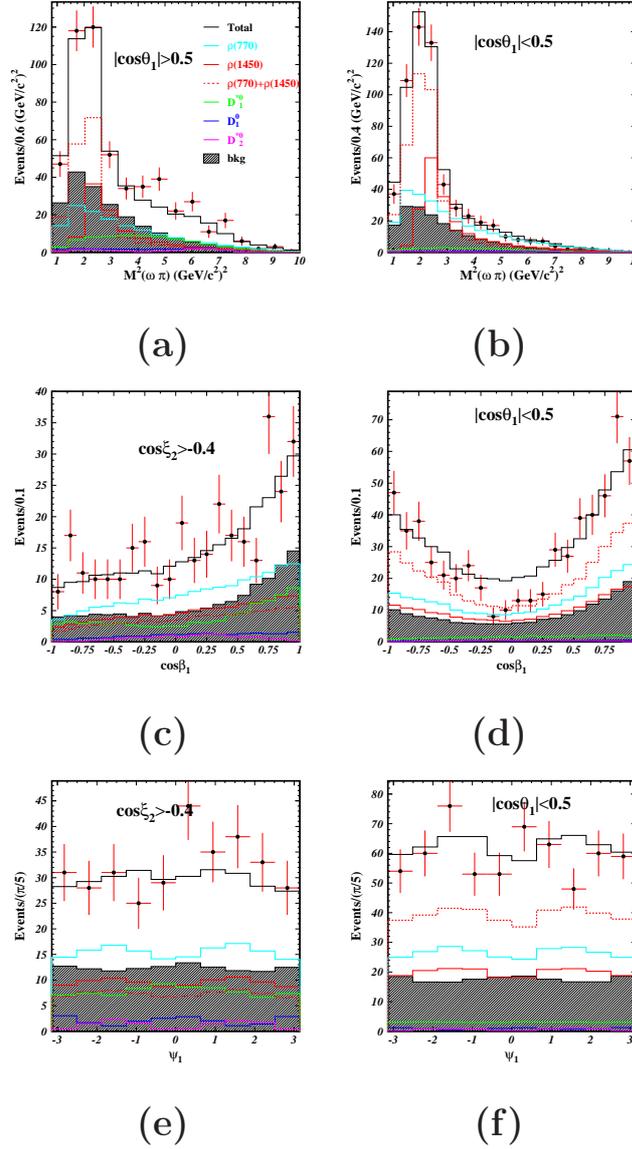


Рис. 29: Распределения по переменным (a) и (b) $M^2(\omega\pi)$, (c) и (d) $\cos\beta_1$, (e) и (f) ψ_1 для $D^{*+}\omega\pi^-$ событий в сигнальной области (точки с ошибками) с заданными кинематическими условиями (a) $|\cos\theta_1| > 0.5$, (c) и (e) $\cos\xi_2 > -0.4$ (область с D^{**} -состояниями) и (b), (d) и (f) $|\cos\theta_1| < 0.5$ (область без D^{**} -состояний). Гистограммы представляют результаты подгонки (черная гистограмма), которые включают следующие компоненты: $\rho(770)$ (голубая гистограмма), $\rho(1450)$ (красная гистограмма), $\rho(770)$ и $\rho(1450)$ вместе (красная штрихованная гистограмма), $D_1(2430)^0$ (зеленая гистограмма), $D_1(2420)^0$ (синяя гистограмма), $D_2^*(2460)^0$ (фиолетовая гистограмма) и фон (штрихованная гистограмма).

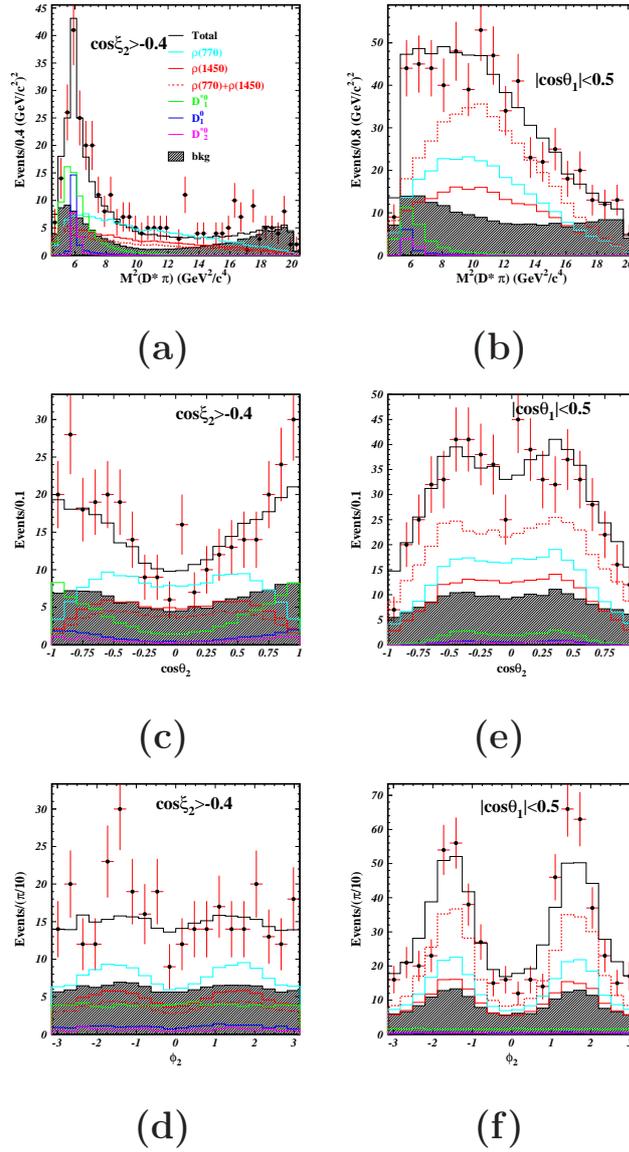


Рис. 30: Распределения по переменным (a) и (b) $M^2(D^*\pi)$, (c) и (d) $\cos \theta_2$, (e) и (f) ϕ_2 для $D^{*+}\omega\pi^-$ событий в сигнальной области (точки с ошибками) с заданными кинематическими условиями (a), (c) и (e) $\cos \xi_2 > -0.4$ (область с D^{**} -состояниями) и (b), (d) и (f) $|\cos \theta_1| < 0.5$ (область без D^{**} -состояний). Гистограммы представляют результаты подгонки (черная гистограмма), которые включают следующие компоненты: $\rho(770)$ (голубая гистограмма), $\rho(1450)$ (красная гистограмма), $\rho(770)$ и $\rho(1450)$ вместе (красная штрихованная гистограмма), $D_1(2430)^0$ (зеленая гистограмма), $D_1(2420)^0$ (синяя гистограмма), $D_2^*(2460)^0$ (фиолетовая гистограмма) и фон (штрихованная гистограмма).

4.3.4. Статистические неопределенности

Статистические неопределенности наблюдаемых параметров модели определяются с помощью метода Монте-Карло. В рамках этого метода, предполагая согласие между экспериментальными данными и основной сигнальной моделью, мы разыгрываем 1000 статистически-независимых наборов псевдоэкспериментальных данных согласно (72).

Амплитудный анализ событий моделирования полностью аналогичен процедуре анализа с экспериментальными данными. Мы определяем параметры сигнальной модели, относительные вероятности резонансных каналов распада, продольные поляризации D^{**} -состояний и парциально-волновые вклады в вероятность распада в заданное D^{**} -состояние. Далее, мы анализируем распределения по разнице восстановленных значений для параметров модели и значений, заложенных в моделировании. Мы подгоняем такие распределения функцией Гаусса $G(x; \mu, \sigma)$ или асимметричной функцией Гаусса $G(x; \mu, \sigma_1, \sigma_2)$. Стандартные отклонения σ или σ_1 и σ_2 рассматриваются как статистические ошибки для соответствующей наблюдаемой величины. Такой подход учитывает возможную асимметрию в статистических ошибках и корреляцию между параметрами модели.

Для определения верхнего предела на произведение вероятностей рождения и распада $b_1(1235)$ резонанса мы используем распределение по этой величине, полученное в результате минимизации наборов псевдоэкспериментальных данных моделью с $b_1(1235)$ резонансом. Верхний предел с уровнем достоверности 90% получается на значении, при котором 90% всех событий в этом распределении лежат левее этого значения.

Другой важный аспект анализа заключается в нахождении количественной оценки качества подгонки экспериментальных данных. Для этой

цели мы также используем метод Монте-Карло с псевдоэкспериментами и на его основе реализуем два возможных решения этой задачи. Первый путь решения основан на методе Уилкоксона-Манна-Уинти [61,62]. Он использует комбинированный набор данных, состоящий как из набора n_d экспериментальных событий, так и из набора n_{mc} моделированных псевдоэкспериментальных событий. Этот метод оперирует со следующей статистикой:

$$T = \frac{1}{n_k(n_d + n_{mc})} \sum_{i=1}^{n_d+n_{mc}} \sum_{k=1}^{n_k} I(i, k), \quad (93)$$

где $I(i, k) = 1$, если i -ое событие и его k -ый ближайший сосед соответствуют одному и тому же набору событий, и $I(i, k) = 0$ в противном случае, и n_k есть число рассматриваемых ближайших соседей к заданному событию. Для определения понятия "ближайший сосед к рассматриваемому событию" мы используем величину нормированного расстояния:

$$|\vec{x}_i - \vec{x}_j|^2 = \sum_{\nu=1}^6 \left(\frac{x_i^\nu - x_j^\nu}{w_\nu} \right)^2, \quad (94)$$

где $w_\nu = x_\nu^{\max} - x_\nu^{\min}$ определяет область изменения заданной кинематической величины в фазовом пространстве распада. Ближайшим соседом \vec{x}_j к рассматриваемому событию \vec{x}_i называется событие с минимальным расстоянием $|\vec{x}_i - \vec{x}_j|^2$. В работе [62] было отмечено, что наиболее оптимальными являются значения $n_{mc} = 10n_d$ и $n_k = 10$. В сигнальной области мы имеем $n_d = 1129$ событий. Используя распределение по величине T , мы заключаем, что наша номинальная модель и данные согласуются на уровне достоверности 49%. Отметим, что вышеописанный метод позволяет оценить согласованность модели и данных в многомерном амплитудном анализе с малой статистикой, когда обычный метод χ^2 с бинированием в многомерном фазовом пространстве не работает.

Вторая возможная оценка качества подгонки основана на двух величинах χ^2 , посчитанных в базисе $\omega\pi$ и $D^*\pi$ переменных. Для каждой пары кинематических переменных j и k , описывающих рождение $\omega\pi$ ($D^*\pi$) резонансов, мы рассматриваем $10 \times 10 = 100$ двумерных бинов и вычисляем

$$\chi_{j,k}^2 = \sum_{i=1}^{100} \frac{(N_{\text{fit } i} - N_{\text{obs } i})^2}{N_{\text{obs } i}}. \quad (95)$$

В уравнении (95), $N_{\text{fit } i}$ означает ожидаемое число событий в бине i , предсказанное согласно функции (72), и $N_{\text{obs } i}$ соответствует числу наблюдаемых событий в этом бине. Полный χ^2 вычисляется как сумма $\chi_{j,k}^2$ по всем возможным парам переменных j и k . Распределение по χ^2 в базисе $\omega\pi$ ($D^*\pi$) переменных демонстрирует согласие между моделью распада и данными на уровне достоверности 10% (22%).

4.3.5. Систематические и модельные неопределенности

Помимо статистических ошибок мы рассматриваем два других типа неопределенностей: систематические и модельные.

Основными источниками систематических неопределенностей в описанном амплитудном анализе является наше знание о том, как распределен фон, и каково соответствие формы сигнального события в моделировании и в данных.

Чтобы оценить неопределенность в параметризации распределения фоновых событий, мы описываем фон альтернативными функциями распределения. Альтернативная форма функций $B_j(\vec{x})$ использует сумму полиномов Лежандра до третьего порядка включительно, вместо суммы экспоненциальных функций в (88), и другие корреляционные функции в определении $F_1(M^2(\omega\pi), \cos \xi_1)$ в (87). Второе альтернативное описание фоновых функ-

ций производится в базисе кинематических переменных, описывающих рождение D^{**} -состояний, вместо используемого ранее базиса для $\omega\pi$ -резонансов. Максимальная разность в параметрах модели, вызванная этими двумя изменениями в описании фона, рассматривается как соответствующая систематическая ошибка.

Неопределенность эффективности сигнальных событий, главным образом, определяется ограничением сигнальной области (I) в плоскости $(\Delta E - M(\pi^+\pi^-\pi^0))$. Чтобы оценить эту неопределенность, мы модифицируем форму сигнальной области из прямоугольника в эллипс, учитывая корреляцию между переменными ΔE и $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Модифицированная область определяется как:

$$\frac{x^2 + y^2}{\sigma_y^2} + \left(1 - \frac{\sigma_x^2}{\sigma_y^2}\right) \frac{(x + y \tan \delta)^2}{\sigma_x^2(1 + \tan^2 \delta)} < 1, \quad (96)$$

где $x = M(\pi^+\pi^-\pi^0) - m_\omega$, $y = \Delta E$, $\sigma_x = 0.017$ ГэВ/ c^2 , $\sigma_y = 0.034$ ГэВ и $\tan \delta = -0.625$. Эта область показана на Рис. 31. Такая модификация сигнальной области увеличивает отношение сигнала к фону примерно в 1.5 раза. Вклады в неопределенность параметров модели от описания фона и эффективности реконструкции суммируются квадратично и формируют полную систематическую неопределенность.

Неопределенности в параметризации сигнального матричного элемента определяют модельную ошибку. Мы рассматриваем три набора таких неопределенностей.

Первый набор ошибок связан с числом резонансных и нерезонансных вкладов в матричный элемент. Мы включаем дополнительный вклад от $b_1(1235)^-$ -резонанса и затем пробуем различные подгонки: во-первых, мы удаляем D -волновой вклад в амплитуде распада $b_1(1235)^- \rightarrow \omega\pi^-$ (см. 46); затем, мы рассматриваем спиральные фазы ϕ_\pm как свободные параметры во

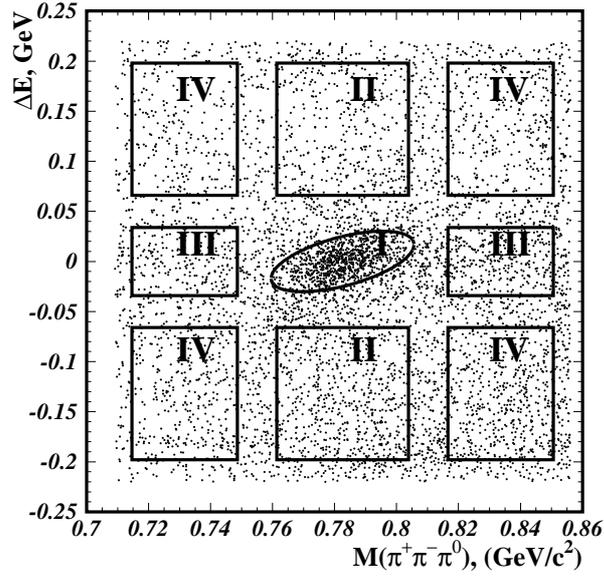


Рис. 31: Двумерное распределение ΔE от $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$ для $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ событий, прошедших все условия отбора. Показана модифицированная сигнальная область (I) и контрольные внесигнальные области (II, III и IV).

время подгонки и независимыми от значений спиральных фаз, определенных в амплитудах $\rho(770)$ - и $\rho(1450)$ -резонансов. В итоге, модельная ошибка из-за вклада $b_1(1235)$ -резонанса в матричный элемент рассматривается как максимальная разность между значениями параметров модели, полученными из этих подгонок, и номинальной подгонкой. Кроме того, мы включаем в сигнальную модель вклады от $\rho(1700)^-$ и S -волновые нерезонансные амплитуды (см. раздел 3.6). Все эти вклады оказались статистически незначимыми.

Второй набор ошибок связан с описанием формы резонансных структур в матричном элементе. Чтобы оценить такие ошибки, мы учитываем смешивание между $D_1(2430)^0$ и $D_1(2420)^0$ резонансами. Более того, мы модифицируем формфакторы в матричном элементе: мы заменяем эффективный формфактор $A(q^2)$, описывающий переход $\rho(770)^- \rightarrow \omega\pi^-$ (см. (42)),

на P -волновой BlWe -формфактор $B_P(q^2)$ (см. (24)), а также меняем форму функции Изгур-Вайса $\xi(w)$ (см. (10)), описывающей рождение ρ -мезонных состояний. Вместо выражения (10) мы рассматриваем параметризацию, которая соответствует требованиям аналитичности (см. (11)), и использовалась коллаборацией BaBar [22] для анализа распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}_e$.

Третий набор модельных ошибок связан с точностью модельных параметров, фиксируемых в подгонке. Мы варьируем массу и ширину каждого рассматриваемого резонанса (за исключением $\rho(1450)$) в пределах известной неопределенности. Мы также меняем параметры R_1 , R_2 и ρ^2 (см. (10) и (13)) в пределах их неопределенностей, полученных из данных BaBar [22], а также параметр $r = 1.6 \text{ (ГэВ/}c\text{)}^{-1}$, используемый в Blwe -факторах и в формфакторе $A(q^2)$, в пределах от 0.8 до 2.5 $(\text{ГэВ/}c\text{)}^{-1}$.

Полная модельная ошибка получается как результат квадратичной суммы всех модельных ошибок. Систематические и преобладающие модельные ошибки показаны в Таблице 10.

Чтобы учесть влияние систематических и модельных неопределенностей на верхний предел для $b_1(1235)$ -резонанса, мы определяем вклад от $b_1(1235)$ со всеми вышеописанными источниками ошибок (включая вариацию массы и ширины $b_1(1235)$) и используем наибольшее значение для оценки верхнего предела. Основным эффектом определяется отсутствием D волны в распаде $b_1(1235)^- \rightarrow \omega\pi^-$.

Дополнительный систематический эффект может наблюдаться в результате возможной интерференции между $D^{*+}\pi^-\pi^+\pi^0\pi^-$ и $D^{*+}\omega\pi^-$ процессами. Мы видим на Рис. 25 (а), что большинство $D^*4\pi$ событий лежит в области инвариантных масс $M(\omega\pi) < 2 \text{ ГэВ/}c^2$. Исследование e^+e^- аннигиляции в четырехпионную систему на этих энергиях [63], а также изучение резонансной структуры в распаде $\tau \rightarrow 3\pi^0\nu_\tau$ [64], показывают доминант-

Таблица 10: Перечень систематических и основных модельных неопределенностей в амплитудном анализе.

Вклад	Параметр	Систематическая		Модельная		
		ошибка		ошибка		
		Описание фона	Сигнальная область	$A(q^2)$ форм-фактор	r параметр	Эффект смешивания
$\rho(770)^- D^{*+}$	Отн. вероятность, %	+0.8 -0.1	+4.9	+6.1	+8.7 -24.0	-0.9
$\rho(1450)^- D^{*+}$	Фаза	+0.01 -0.02	+0.07	+0.24	+0.22 -0.17	0.00
	Константа связи	± 0.01	-0.02	+0.08	+0.10 -0.01	+0.01
	Масса, МэВ/ c^2	± 1	+11	-17	+1 -42	0
	Ширина, МэВ	+2 -4	+3	+69	+55 -6	+2
	Отн. вероятность, %	± 1.9	-4.4	+9.9	+17.4 -0.8	+0.7
	ϕ_+ фаза	± 0.05	+0.07	+0.06	± 0.06	0.00
	ϕ_- фаза	-0.02	+0.02	+0.05	± 0.03	-0.01
	FCC вклад, %	-0.2	-3.6	+0.3	+0.3 -1.8	-0.5
$D_1(2430)^0 \omega$	Фаза	-0.07	+0.18	-0.29	+0.39 -0.32	+0.03
	S -волновая фаза	+0.04	-0.26	+0.04	+0.04 -0.02	-0.05
	P -волновая фаза	+0.03 -0.04	-0.26	+0.13	+0.08 -0.05	-0.04
	Отн. вероятность, %	+0.1	+2.7	-0.4	+1.1 -0.2	+1.3
	S -волновой вклад, %	+4.2 -0.7	+0.9	-0.3	-1.0	+1.2
	P -волновой вклад, %	+1.2 -5.5	+2.1	-0.3	+2.9 -0.1	+0.8
	D -волновой вклад, %	-0.8	+3.0	+0.5	+0.2 -2.0	-2.1
	Прод. поляризация, %	+4.6 -1.2	-4.4	+0.4	+0.6 -3.5	-1.8
$D_1(2420)^0 \omega$	Фаза	+0.08 -0.03	+0.08	-0.23	+0.32 -0.27	+0.05
	S -волновая фаза	+0.03 -0.17	+0.09	+0.11	+0.05 -0.07	+0.04
	P -волновая фаза	+0.07	-0.37	+0.02	+0.02 -0.04	+0.03
	Отн. вероятность, %	+0.2	+0.4	-0.2	+0.0 -0.1	+0.5
	Прод. поляризация, %	-3.7	-2.0	-0.9	+2.0	-2.8
$D_2^*(2460)^0 \omega$	Фаза	± 0.03	-0.12	-0.24	± 0.30	+0.03
	P -волновая фаза	+0.02 -0.11	-0.10	+0.04	+0.02 -0.12	-0.04
	D -волновая фаза	+0.01 -0.06	-0.37	+0.08	± 0.07	-0.08
	Отн. вероятность, %	+0.0 -0.1	0.0	0.0	+0.0 -0.1	+0.1
	Прод. поляризация, %	+0.2 -2.0	+2.0	+1.5	+1.4 -0.3	-1.5

ность $a_1(1260)\pi$ и $\omega\pi$ промежуточных состояний. Мы предполагаем, что наш $D^*4\pi$ фон также насыщается модой $D^*a_1(1260)\pi$. В таком случае, эффект интерференции после интегрирования по кинематическим переменным распада $\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ должен быть малым и с точностью полученных результатов им можно пренебречь.

4.3.6. Обсуждение результатов

Полная вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-) = (2.31 \pm 0.11(\text{стат.}) \pm 0.14(\text{сист.})) \times 10^{-3},$$

измеренная в нашем анализе, согласуется с результатами CLEO [52] и BaBar [54], но имеет лучшую точность.

В работе также был выполнен многомерный амплитудный анализ конечного состояния. Сводка окончательных результатов с систематическими и модельными неопределенностями, а также статистическими значимостями резонансов приведена в Таблице 11. Статистическая значимость сигнала определяется как $\sqrt{2(\Delta\mathcal{L})}$, где $\Delta\mathcal{L}$ есть минимальная разница (с учетом всех систематических эффектов) между значением функции правдоподобия при отсутствии соответствующего резонансного сигнала и значением той же функции для номинальной сигнальной модели.

Большие сигналы соответствуют $\rho(770)^-$ -вне массовой оболочки и $\rho(1450)^-$ -резонансам со значимостями 10.5σ и 15.0σ . Однако модельные неопределенности оказываются порядка 40%. В настоящее время не существует точного описания формы резонанса вдали от массовой оболочки (в нашем случае, $\rho(770)$). Кроме того, резонанс $\rho(1450)$ плохо описывается существующими параметризациями для формы резонансов. Это приводит к неопределенности в разделении вкладов от ρ -мезонных состояний и к большим модельным ошибкам в определении их относительных вкладов в ширину распада. Тем не менее, квадрат суммы этих резонансов в матричном элементе определяется с меньшими модельными неопределенностями. Статистическая значимость этого вклада (FCC вклад) составляет 28.9σ . Этот комбинированный вклад доминирует в полной ширине распада.

Таблица 11: Окончательные результаты амплитудного анализа для процесса $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$. Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая и третья — модельная ошибка.

Вклад	Параметр	Значение	Значимость
	Ширина распада, 10^{-3}	$2.31 \pm 0.11 \pm 0.14$	29.8σ
	FCC вклад, 10^{-3}	$1.90 \pm 0.11_{-0.13}^{+0.11+0.02}$	
	SCC вклад, 10^{-4}	< 0.7 (90% C.L.)	
$\rho(770)^- D^{*+}$	Фаза	0 (фикс.)	10.5σ
	Константа связи	1 (фикс.)	
	Вероятность, 10^{-3}	$1.48 \pm 0.27_{-0.09}^{+0.15+0.21}$	
$\rho(1450)^- D^{*+}$	Фаза	$2.56 \pm 0.12_{-0.02}^{+0.07+0.24}$	15.0σ
	Константа связи	$0.18_{-0.06}^{+0.02+0.00+0.10}$	
	Масса, МэВ/ c^2	$1544 \pm 22_{-1}^{+11+1}$	
	Ширина, МэВ	$303_{-52}^{+31+3+69}$	
	Вероятность, 10^{-3}	$1.07_{-0.31}^{+0.15+0.06+0.40}$	
	ϕ_+ фаза	$0.87 \pm 0.29_{-0.07}^{+0.12} \pm 0.06$	
	ϕ_- фаза	$-0.02 \pm 0.13 \pm 0.02 \pm 0.05$	
$D_1(2430)^0 \omega$	Фаза	$1.24 \pm 0.28_{-0.07}^{+0.19+0.39}$	8.6σ
	S -волновая фаза	$-0.05 \pm 0.25_{-0.26}^{+0.04+0.04}$	
	P -волновая фаза	$2.24 \pm 0.29_{-0.26}^{+0.03+0.13}$	
	Вероятность, 10^{-4}	$2.5 \pm 0.4_{-0.2}^{+0.7+0.4}$	
	S -волнового вклад, %	$38.9 \pm 10.8_{-0.7}^{+4.3+1.2}$	
	P -волнового вклад, %	$33.1 \pm 9.5_{-5.5}^{+2.4+3.0}$	
	D -волнового вклад, %	$28.3 \pm 8.9_{-0.8}^{+3.0+3.9}$	
	Прод. поляризация, %	$63.0 \pm 9.1 \pm 4.6_{-3.9}^{+4.6}$	
$D_1(2420)^0 \omega$	Фаза	$2.12 \pm 0.34_{-0.03}^{+0.11+0.33}$	5.5σ
	S -волновая фаза	$-0.07 \pm 0.43_{-0.17}^{+0.09+0.12}$	
	P -волновая фаза	$-0.25 \pm 0.46_{-0.37}^{+0.07} \pm 0.04$	
	Вероятность, 10^{-4}	$0.7 \pm 0.2_{-0.0}^{+0.1} \pm 0.1$	
	Прод. поляризация, %	$67.1 \pm 11.7_{-4.2}^{+0.0+2.3}$	
$D_2^*(2460)^0 \omega$	Фаза	$2.31 \pm 0.50_{-0.12}^{+0.03} \pm 0.11$	5.0σ
	P -волновая фаза	$-0.77 \pm 0.62_{-0.15}^{+0.02+0.04}$	
	D -волновая фаза	$-1.85 \pm 0.59_{-0.37}^{+0.01+0.08}$	
	Вероятность, 10^{-4}	$0.4 \pm 0.1_{-0.1}^{+0.0} \pm 0.1$	
	Прод. поляризация, %	$76.0_{-8.5}^{+18.3} \pm 2.0_{-2.0}^{+2.9}$	

Мы также измерили относительную константу связи $a_{\rho(1450)} = 0.18_{-0.06-0.02-0.01}^{+0.02+0.00+0.10}$ и относительную фазу $\phi_{\rho(1450)} = (2.56 \pm 0.12_{-0.02-0.17}^{+0.07+0.24})$ рад между ρ -подобными состояниями. Разница фаз $\phi_{\rho(1450)}$ между $\rho(770)$ и $\rho(1450)$ резонансами наблюдается близкой к π радианам, как предсказывается в [66]. Пренебрегая взаимодействием в конечном состоянии, мы можем сравнить эти измерения с аналогичными e^+e^- данными [60]: $a_{\rho(1450)} = (0.2 - 0.3)$ и $\phi_{\rho(1450)} = (2.1 - 2.9)$ рад, для которых, так же как и в нашем анализе, небольшое изменение в описании формы резонанса приводит к значительным сдвигам в значениях этих величин. Однако, в пределах изотопической инвариантности и гипотезы сохранения векторного тока [65], параметры, описывающие рождение ρ -подобных резонансов, сравнимы с теми, которые измерены в процессе $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ [60].

В рамках нашей модели мы также измерили массу и ширину $\rho(1450)$. Наши измерения также дают указание на нетривиальные фазы в спиральных амплитудах $\rho(770)$ - и $\rho(1450)$ -состояний, описывающих взаимодействие в конечном состоянии, со значимостью 3.3σ . Заметим, что такой эффект наблюдается в пределах факторизации при относительно малых q^2 . Мы ограничиваем описание этих резонансов, требуя, чтобы спиральные фазы ϕ_+ и ϕ_- в амплитуде $\rho(770)$ равнялись соответствующим фазам в амплитуде $\rho(1450)$. Аналогичные фазы были измерены коллаборацией CLEO в $B \rightarrow D^*\rho \rightarrow D^*\pi\pi$ распадах [67]. Заметим, что наши результаты, также как и результаты CLEO, показывают что $\phi_+ > \phi_-$, хотя статистические неопределенности велики.

Помимо ρ -подобных состояний мы также рассматриваем вклад от $b_1(1235)$ -резонанса. Такой вклад определяется токами второго рода вследствие нарушения изотопической симметрии в сильных взаимодействиях (нарушение G -четности). Наши измерения не требуют какого-либо SCC вкла-

да в описании данных. В результате, мы получили верхний предел на произведение вероятностей $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}b_1(1235)^-) \times \mathcal{B}(b_1(1235)^- \rightarrow \omega\pi^-) < 0.7 \times 10^{-4}$ (90% C.L.). Этот результат является первым поиском токов второго рода в распадах B -мезонов.

Подавленные по цвету распады $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2430)^0\omega$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0\omega$ наблюдаются в изучаемом процессе со статистическими значимостями 8.6σ и 5.5σ . Наши измерения показывают доминантность в рождении широких $D_1(2430)^0$ -состояний по сравнению с узкими $D_1(2420)^0$. Симметрия тяжелого кварка предсказывает отсутствие сигнала от $D_1(2420)^0$ в пределе $\Lambda_{\text{QCD}}/m_c \rightarrow 0$ [26], где Λ_{QCD} есть масштаб КХД и m_c есть масса c кварка. Рождение этого резонанса можно объяснить конечными поправками Λ_{QCD}/m_c в HQET. Заметим также, что преобладание широких D^{**} -состояний в подавленных по цвету распадах может приводить к сравнимым относительным вероятностям для рождения широких и узких состояний в $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$ распадах [14].

Мы также наблюдаем подавленный в приближении наивной факторизации и в приближении HQET распад $\bar{B}^0 \rightarrow D_2^*(2460)^0\omega$ со значимостью 5.0σ . Интуитивно следовало бы ожидать дополнительное подавление распада $\bar{B}^0 \rightarrow D_2^*(2460)^0\omega$ относительно распада $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0\omega$. Однако, эффективная теория мягких и коллинеарных кварков и глюонов (Soft Collinear Effective Theory, SCET) [68] предсказывает равенство ширин распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D_2^*(2460)^0M$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0M$ и относительных сильных фаз в их амплитудах в случае, когда $M = \pi, \rho, K$ или $M = K^*$ с продольной поляризацией [69]. Такое поведение ожидается в рамках факторизации SCET в ведущем порядке по Λ_{QCD}/m_c . Наш результат с $M = \omega$ также не противоречит этому предсказанию. Однако, неопределенности в результатах анализа достаточно велики, чтобы говорить о хорошем соответствии с

теорией.

В обсуждаемом канале распада были также получены парциально-волновые вклады f_R^L , характеризующие вероятность рождения резонанса R в парциальной волне L . Мы фиксируем параметры R_1 , R_2 и ρ^2 в амплитудах ρ -подобных состояний на значениях, измеренных в анализе полуплептонных $B \rightarrow D^* l \nu$ распадов [22]. Эти параметры определяют основное рождение ρ -подобных резонансов в S волне (см. Таблицу 8). Другой эффект имеет место при рождении $D_1(2430)^0$ резонанса: все парциальные волны — S , P и D — имеют близкие вероятности около 30%. Аналогичная тенденция наблюдается и при рождении $D_1(2420)^0$ - и $D_2^*(2460)^0$ -состояний. Однако, статистическая точность недостаточна, чтобы получить значимые численные результаты (см. Таблицу 8).

Мы также впервые измерили продольные поляризации D^{**} -состояний. Результаты имеют большие ошибки, но указывают на нетривиальные нефакторизуемые эффекты КХД в подавленном по цвету канале распада [70]. Результат для $D_1(2430)^0$ -состояния, $\mathcal{P}_{D_1(2430)} = (63.0_{-10.9}^{+11.2})\%$, можно сравнить с аналогичным измерением BaBar [71] для поляризации D^* в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$, $\mathcal{P}_{D^*} = (66.5 \pm 5.0)\%$.

Глава 5

Тесты электроники для электромагнитного калориметра детектора Belle II

В настоящее время активно идут работы по модернизации детектора Belle и коллайдера KEKB для увеличения светимости установки до 8×10^{35} $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. На Рис. 32 показана ожидаемая интегральная светимость на детекторе Belle II [72]. Новый эксперимент позволит измерить все углы треуголь-

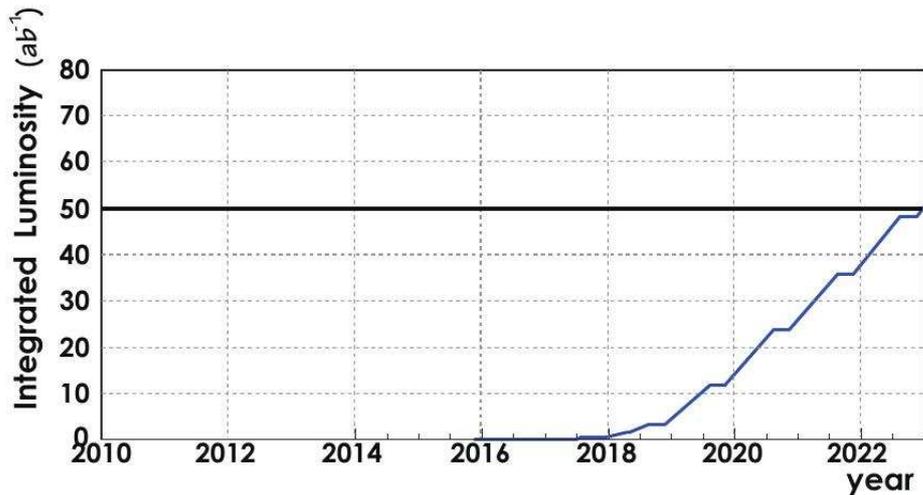


Рис. 32: Ожидаемая интегральная светимость на детекторе Belle II. (В настоящих условиях, это распределение нужно рассматривать со сдвигом вправо примерно в полтора года).

ника унитарности с точностью порядка процента и, возможно, позволит выйти за пределы стандартной модели, предоставив убедительные указания на эффекты Новой Физики. Кроме того, большой объем накопленных данных существенно увеличит статистическую точность измерений D^{**} -состояний. Так, статистическая точность нашего измерения (на статистике 711 фб^{-1}) для отношения вероятностей распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D_2^*(2460)^0 \omega$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0 \omega$

составляет около 30%. Мы видим, что такая неопределенность достаточно велика, чтобы говорить о хорошем согласии нашего измерения с теоретическими предсказаниями. Однако, уже при доступной статистике 10 аб^{-1} на детекторе Belle II аналогичные измерения будут намного более точными.

Кроме измерений параметров D^{**} -состояний в адронных распадах B -мезонов, представляются интригующими измерения этих состояний в полулептонном секторе. Мы уже отмечали здесь противоречивый характер (между экспериментами [2] и [3], а также между экспериментами и теорией [15]) измерений для широких состояний. В этой связи, при ожидаемой светимости 50 аб^{-1} для B -мезонов и 5 аб^{-1} для B_s -мезонов на детекторе Belle II становится возможным детальное экспериментальное изучение свойств D^{**} и D_s^{**} с полулептонным механизмом их рождения.

Другим важным ожиданием является возможное обнаружение токов второго рода в распаде $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \omega \pi^-$. Отношение вкладов токов второго рода и токов первого рода в нашем измерении (на статистике 711 фб^{-1}) не превышает 3.7% (при уровне достоверности 90%). Если предположить, что токи второго рода возникают только вследствие нарушения изотопической симметрии, то можно оценить отношения вкладов для токов второго и первого родов в распаде $\tau^- \rightarrow \omega \pi^- \nu_\tau$. Оно оказывается равным примерно 0.15% [73]. Далее, полагая, что эффекты второго рода должны проявиться в нашем распаде B -мезона также на уровне 0.15%, можно ожидать, что такая точность измерения будет доступна на статистике 18 аб^{-1} .

Увеличение светимости и фоновой загрузки на коллайдере неизбежно приводит к новым требованиям к системам детектора. Для обеспечения эффективной работы калориметру также требуется модернизация. Группа ИЯФ СО РАН активно участвует в методических работах по модернизации калориметрической системы детектора. Основным этапом этой модерниза-

ции является замена электронно-измерительного тракта калориметра.

5.1. Изучение уровня электронных шумов в платах оцифровщиков-формирователей

Основным элементом новой электроники является плата оцифровщика-формирователя, представленная на Рис. 33 в двух модификациях для цилиндрической и торцевой частей калориметра [8]. Световая вспышка, об-

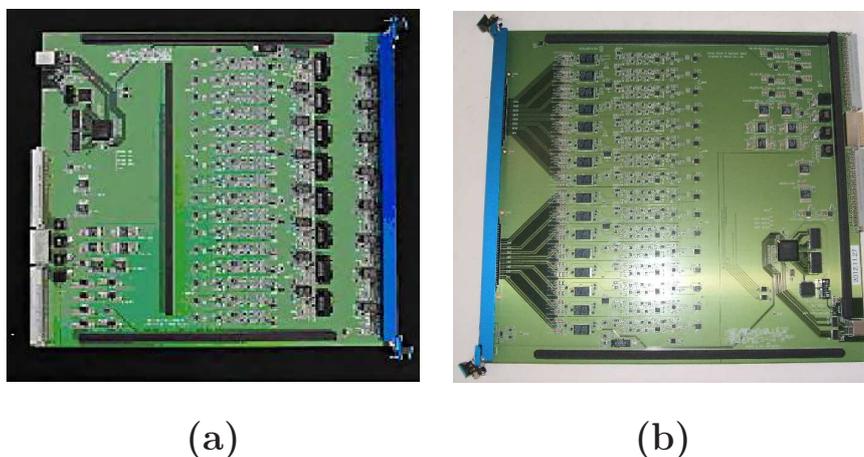


Рис. 33: Модули оцифровщика-формирователя для (a) цилиндрического калориметра и (b) торцевого калориметра.

разовавшаяся при прохождении частицы через вещество сцинтилляционного кристалла йодистого цезия с добавлением таллия (CsI(Tl)), преобразуется в электрический импульс двумя кремниевыми фотодиодами Hamamatsu S2744-08 с чувствительной областью $10 \times 20 \text{ мм}^2$. Эти фотоприемники располагаются на большем торце счетчика. Далее сигнал усиливается зарядово-чувствительным усилителем, расположенным также прямо на кристалле. После этого импульс поступает в плату формирования и оцифровки сигнала (оцифровщик-формирователь, ShaperDSP), который комбинирует функции

аналогового формирования сигнала, его оцифровку, и вычисления амплитуды и времени прихода сигнала относительно триггерного времени. Каждая плата обслуживает 16 спектрометрических каналов. Каждый канал на плате включает два аналоговых формирователя: медленный с временем формирования $\tau_s = 0.5$ мкс и быстрый с временем формирования $\tau_d = 0.2$ мкс, а также 18-битный флеш-АЦП (AD7641), который оцифровывает сигнал с тактовой частотой 2 МГц. Для упрощения процесса формирования нейтрального триггера и подавления когерентных электронных шумов происходит суммирование быстрых аналоговых сигналов для всех 16 каналов платы. При этом, перед суммированием величина сигнала с каждого счетчика корректируется таким образом, чтобы обеспечить одинаковый порог в энергетических единицах. Далее, данные АЦП считываются и обрабатываются программируемой логической интегральной схемой (ПЛИС) XILINX Spartan3 по приходу триггерного сигнала. Цифровой алгоритм, реализованный на базе ПЛИС, позволяет в режиме реального времени вычислять три параметра: амплитуду сигнала, время прихода сигнала и флаг качества данных.

В настоящий момент все ShaperDSP-платы установлены на детектор. После завершения массового производства этих плат и до их внедрения в систему калориметра необходимо было проанализировать уровень их электронных шумов, а также другие характеристики. Для этой цели был разработан специализированный измерительный стенд, схема которого приведена на Рис. 34 [8]. Стенд включает модуль коллектора (Collector), который получает данные с плат оцифровщиков-формирователей и посылает их для считывания в компьютер (PC), а также прототип модуля FAM (быстрый аналоговый модуль, flash ADC module), в котором происходит обработка сигнала быстрой аналоговой суммы с каждой ShaperDSP-платы и генерация триггерного сигнала. Коллектор, FAM и тестируемые платы устанавли-

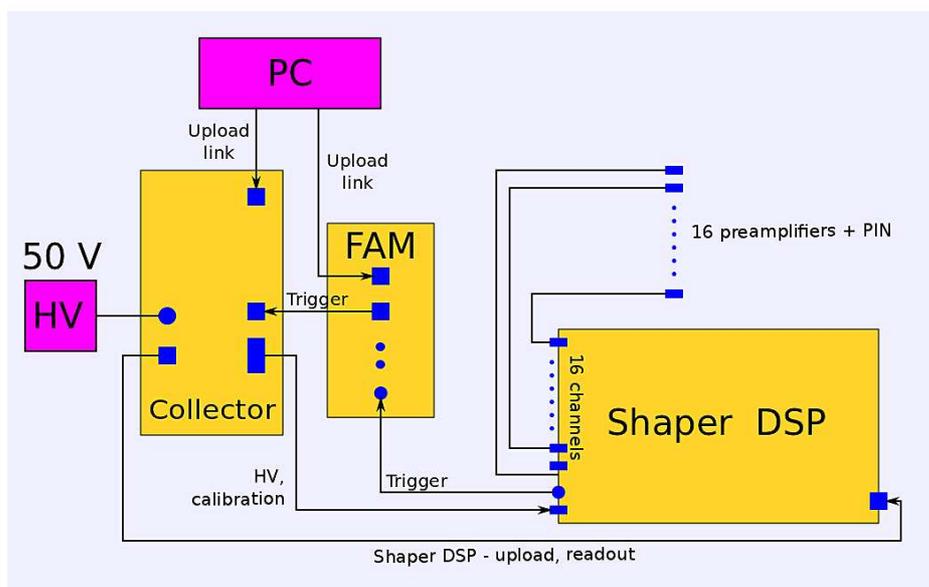


Рис. 34: Схема измерительного стенда для проверки характеристик ShaperDSP-плат [8].

ливаются в стандартизованный крейт VME (Versa Module Eurocard). Входы каждой платы соединяются с выходами 16 счетчиков на основе кристаллов CsI(Tl). Модуль коллектора генерирует калибровочный сигнал и посылает его в калибровочный вход каждой ShaperDSP-платы одновременно с триггерным сигналом.

Для этого стенда автором диссертации было создано программное обеспечение, позволяющее измерять электронные шумы в ShaperDSP-платах. Электронный шум платы необходимо контролировать, поскольку он ограничивает энергетическое разрешение калориметра. Электронный шум можно разделить на когерентную и некогерентную составляющие. Когерентный шум связан с наводками, общими для всех каналов считывания, некогерентный же шум характеризуется индивидуальными флуктуационными явлениями в каждом спектрометрическом канале. Источники этих шумов являются независимыми. Для калориметра детектора Belle энергетический эквивалент

некогерентных шумов составлял 200 кэВ на счетчик, а уровень когерентных шумов оценивался в 10 кэВ.

Для оценки уровней этих шумов в новых ShaperDSP-платах мы набираем данные в отсутствие калибровочного сигнала с коллектора (пьедестальные данные). Тесты показали, что тысячи событий вполне достаточно для эффективного определения шумов. Далее мы анализируем реконструируемые амплитуды, получаемые в результате алгоритма подгонки, реализованного в ПЛИС. Ширина амплитудного распределения σ_i для i -ого канала квадратично складывается из некогерентного шума σ_{nci} и когерентного σ_c :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{nci}^2 + \sigma_c^2. \quad (97)$$

Ширина суммарного распределения σ_Σ для всех шестнадцати каналов платы определяется квадратичной суммой некогерентных шумов для каждого канала и линейной суммой когерентных шумов:

$$\sigma_\Sigma^2 = \sum_{i=1}^{16} \sigma_{nci}^2 + (16\sigma_c)^2. \quad (98)$$

Отсюда легко оценить вклад когерентного шума:

$$\sigma_c = \sqrt{\frac{\sigma_\Sigma^2 - \sum_{i=1}^{16} \sigma_i^2}{240}}. \quad (99)$$

Также из выражения (99) легко получить ошибку на величину σ_c , зная ошибки величин σ_Σ и σ_i .

Таким образом, настоящий тест проверяет, что все индивидуальные шумы σ_i и когерентный шум σ_c не превышают изначально заданный порог значений.

В рамках данного теста также анализируется зависимость значений пьедесталов для каждого канала считывания. Результаты теста для конкретной платы оцифровщика-формирователя показаны на Рис. 35.

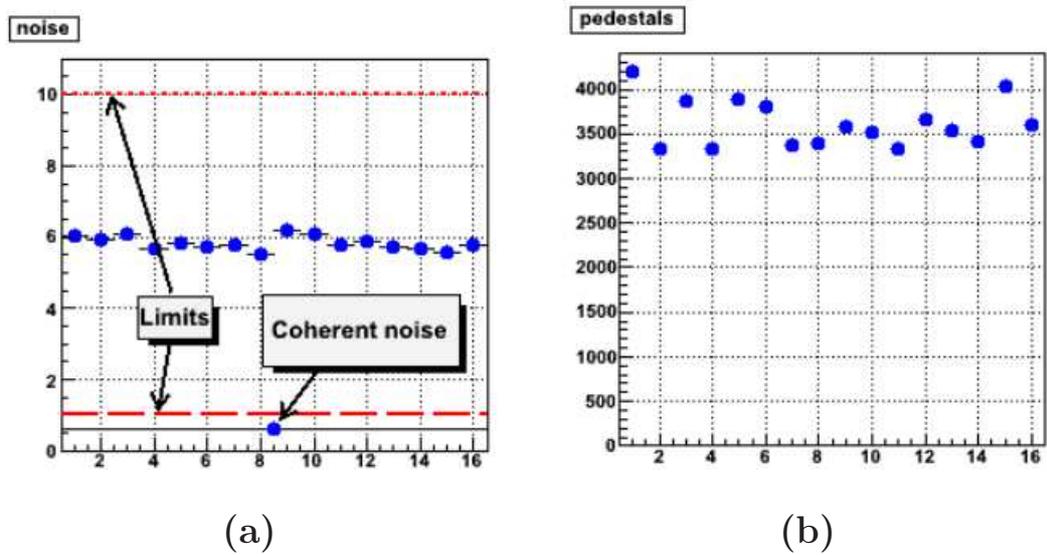


Рис. 35: Визуализация теста по проверке электронного шума. Показаны (а) зависимость шумов от номера канала в плате оцифровщика-формирователя и (б) распределение пьедестальных значений от номера канала в плате. Штрихованная линия показывает граничное значение для когерентного шума (1 канал АЦП) и пунктирная линия соответствует максимально допустимому значению для индивидуальных шумов (10 каналов АЦП).

Электронные шумы были проверены у всех произведенных ShaperDSP-плат (около 600 штук). Все измеренные параметры находятся в пределах разрешенных значений. На Рис. 36 показаны распределения по шумам, соответствующие двум различным наборам плат. Первый набор включает 100 единиц, произведенных в 2012 году, а второй набор состоит из 248 плат, выпущенных в 2013 году. Красная гистограмма на Рис. 36 соответствует первому набору, а голубая — второму набору. Черная гистограмма является суммой красной и голубой гистограмм. Мы видим, что все платы показыва-

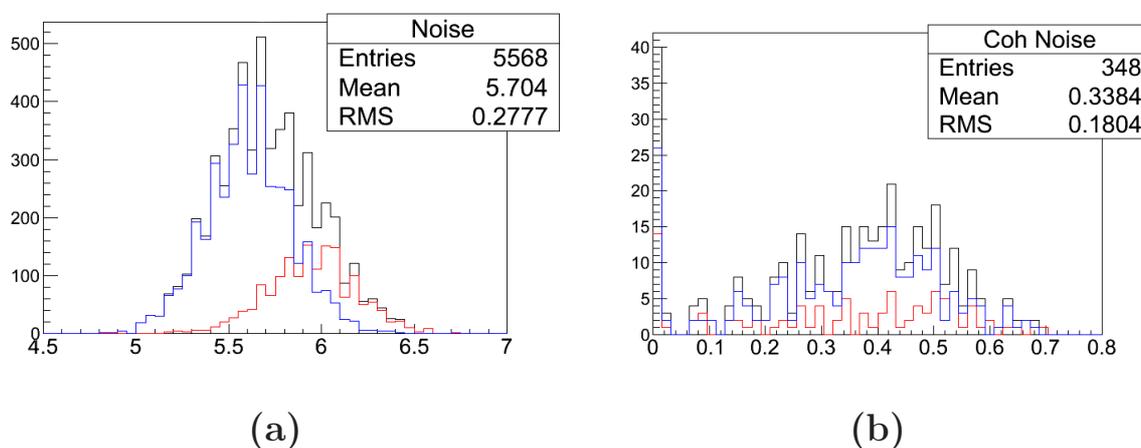


Рис. 36: Распределения по уровню шума для изучаемых плат оцифровщика-формирователя. (a) Уровень шума для индивидуального канала и (b) вклад когерентного шума. Красная гистограмма описывает набор плат, выпущенных в 2012 году, голубая гистограмма соответствует набору плат, произведенных в 2013 году и черная гистограмма показывает сумму этих наборов.

ют приемлемый уровень шумов. Значения шумов меняются в пределах 5% и не превышают семи каналов АЦП, что соответствует 320 кэВ. Когерентный шум наблюдается на уровне меньше 30 кэВ для всех плат. Энергетический эквивалент электронных шумов является вполне приемлемым в условиях эксперимента Belle II.

5.2. Проверка битов АЦП в платах оцифровщиков-формирователей

Еще одним тестом, выполненным автором диссертации, является проверка работоспособности всех разрядов АЦП (18-битный флеш-АЦП, AD7641) в плате оцифровщика-формирователя. Необходимо проверить, что все биты пробегают значения 0/1 для всех спектрметрических каналов в плате и отсутствуют побитовые корреляции. Для этой цели мы используем измерительный стенд, показанный на Рис. 34, и набираем данные с увеличивающейся амплитудой генераторного сигнала. Простой алгоритм, анализирующий оцифрованные данные, позволяет найти возможное залипание битов и случаи, когда два любых бита всегда показывают одинаковые или разные значения.

На выходе тест выдает текстовую информацию с номерами проблемных битов для данного канала. Результаты описанных тестов приведены в работе [8].

5.3. Проверка электроники при больших загрузках

Поскольку система сбора данных Belle II будет работать с частотами загрузок вплоть до 30 кГц, необходимо убедиться в работоспособности электроники калориметра при соответствующих скоростях считывания событий. Для этой цели был организован измерительный стенд, схема которого показана на Рис. 37.

Специальная плата (TTRX) генерирует триггерные сигналы и распределяет их в ShaperDSP-платы. Далее, по приходу триггера, происходит цифровая обработка данных в каждой плате с определением амплитуды и

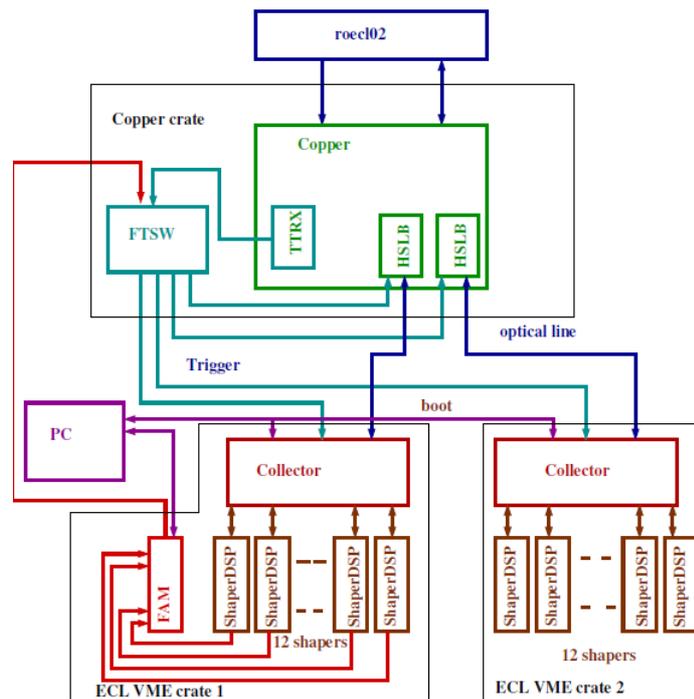


Рис. 37: Схема измерительного стенда для проверки отклика электроники при больших нагрузках.

времени прихода сигнала, которые, затем, передаются в плату коллектора (Collector). Коллектор упаковывает данные и посылает их по высокоскоростной оптической связи (ROCKET-I/O optical line) в модуль системы сбора данных (COPPER), где они считываются в компьютер (roec102).

Для данного теста мы считываем и анализируем пьедестальные данные, которые набираются с различными версиями встроенного программного обеспечения для используемых электронных плат.

В итоге, тесты показали, что электронный тракт позволяет считывание данных до частот загрузок 30 кГц. При этом все события считываются без нарушения формата данных.

Анализируя пьедестальные данные аналогично тому, как это было описано в разделе 5.1, можно найти зависимость уровня когерентных шумов в плате оцифровщика-формирователя от частоты загрузки. Такой анализ

проводился при частотах триггера до 11 кГц. Никакой зависимости когерентного шума от частоты загрузки не было выявлено (см. Рис. 38).

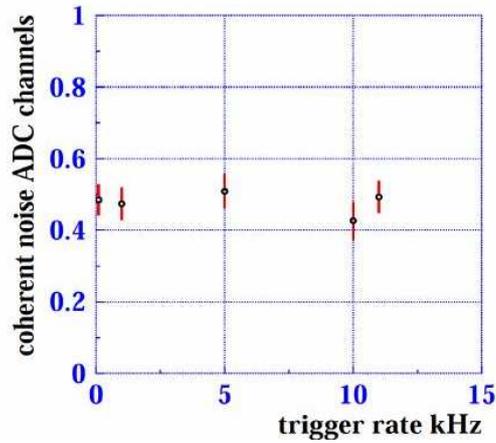


Рис. 38: Зависимость уровня когерентных шумов в плате оцифровщика-формирователя от частоты загрузки.

Обзор результатов по проверке электроники при больших нагрузках дан в работе [9].

Заключение

В работе получены следующие результаты:

1. Разработана феноменологическая модель распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. Предложена параметризация матричного элемента в базисе определенных угловых моментов промежуточных и конечных частиц (парциально-волновые амплитуды). Получены импульсные и угловые зависимости конечной системы частиц в случае рождения промежуточных резонансов различной спин-четности в $D^{*+}\pi^-$ - и $\omega\pi^-$ -системах.
2. Измерена с лучшей в мире точностью относительная вероятность распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$.
3. Выполнен многомерный амплитудный анализ распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$. Измерены значения произведений относительных вероятностей $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\rho(1450)^-) \times \mathcal{B}(\rho(1450)^- \rightarrow \omega\pi^-)$, $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2430)^0\omega) \times \mathcal{B}(D_1(2430)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$, $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1(2420)^0\omega) \times \mathcal{B}(D_1(2420)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$ и $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2(2460)^0\omega) \times \mathcal{B}(D_2(2460)^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$. Измерены масса и ширина широкого $\rho(1450)$ -состояния. Впервые измерены продольные поляризации $D_1(2430)^0$ -, $D_1(2420)^0$ - и $D_2(2460)^0$ -состояний, а также парциально-волновые вклады (S , P и D волны) в вероятность рождения $D_1(2430)^0$ -состояния. Впервые получен верхний предел на токи второго рода в распадах B -мезонов: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}b_1(1235)^-) \times \mathcal{B}(b_1(1235)^- \rightarrow \omega\pi^-)$.
4. Разработан алгоритм измерения электронных шумов и проверки работоспособности разрядов АЦП в платах оцифровщиков-формирователей. Выполнены тесты по проверке работоспособности

электроники на загрузочных частотах триггерного сигнала до 30 кГц.

В заключение я хочу выразить благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю А.С. Кузьмину за неоценимую, огромную и всестороннюю помощь в ходе выполнения работы.

Я глубоко благодарен С.И. Эйдельману за постоянный интерес к моей работе, многочисленные советы и ценные замечания, а также за помощь на всех этапах работы.

Я признателен Б.А. Шварцу за его внимание к методической части работы и А.И. Мильштейну за живой интерес и советы.

Также, я признателен заведующему лаборатории 3-3 ИЯФ СО РАН А.Е. Бондарю и многочисленным коллегам: В.М. Аульченко, А.В. Боброву, А.Н. Винокуровой, В.С. Воробьеву, А.Ю. Гармашу, Д.А. Епифанову, В.Н. Жиличу, В.В. Жуланову, П.П. Кроковному, А.А. Осипову, Ю.В. Усову и В.Е. Шебалину.

Я хочу выразить благодарность всему коллективу Belle и ускорительного комплекса КЕКВ. Без их сотрудничества не было бы и этой работы.

Наконец, но не в последнюю очередь, я всецело признателен своим родителям за их постоянную моральную поддержку.

Литература

- [1] S. Godfrey and K. Moats, Properties of excited charm and charm-strange mesons, *Phys. Rev. D* **93**, 034035 (2016).
- [2] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis *et al.*, [BaBar collaboration], Measurement of branching fractions of $\bar{B} \rightarrow D^{**}l^{-}\bar{\nu}$ decays in events tagged by a fully reconstructed B meson, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 261802 (2008).
- [3] D. Liventsev, I. Adachi, H. Aihara, [Belle collaboration], Study of $B \rightarrow D^{**}l\bar{\nu}$ with full reconstructing tagging, *Phys. Rev. D* **77**, 091503 (2008).
- [4] I. Bigi, B. Blossier, A. Le Yaouanc *et al.*, Memorino on the 1/2 vs. 3/2 puzzle in $\bar{B} \rightarrow X_c l \bar{\nu}$: a Year Later and a Bit Wiser, *Eur. Phys. J. C* **52**, 975 (2007).
- [5] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963); M. Kobayashi and T. Maskawa, CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [6] D.V. Matvienko, A.S. Kuzmin, and S.I Eidelman, A model of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^{-}$ decay, *J. High Energy Phys.* 09 (2011) 129.
- [7] D. Matvienko, A. Kuzmin, S. Eidelman *et al.* [Belle Collaboration], Study of D^{**} production and light hadronic states in the $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^{-}$ decay, *Phys. Rev. D* **92** 012013 (2015).
- [8] V.Vorobyev, A. Kuzmin, D. Matvienko and A. Vinokurova, Testbench of shaper-digitizer modules for Belle II calorimeter, *J. Instrum.* **9**, C08016 (2014).

- [9] В.М. Аульченко, В.Н. Жилич, . . . , Д.В. Матвиенко и др., Структура и алгоритм функционирования аппаратуры многоканального кристаллического калориметра для работы при больших нагрузках, *Автометрия*, **1**, 39 (2015).
- [10] D. Matvienko, Model of the $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$ and status of Belle analysis, *Frascati Phys. Ser.*, **55**, 67 (2012).
- [11] М.Б. Волошин и М.А. Шифман, О рождении D^* и D -мезонов в распадах B -мезонов, *Ядерная физика* **47**, 801 (1988).
- [12] N. Isgur and M. Wise, Weak decays of heavy mesons in the static quark approximation, *Phys. Lett. B* **232**, 113 (1989); N. Isgur and M. Wise, Weak transition form-factors between heavy mesons, *Phys. Lett. B* **237**, 527 (1990).
- [13] R. Klein, T. Mannel and D. van Dyk, $1/m$ corrections for orbitally excited heavy mesons and the $1/2 - 3/2$ puzzle, *Phys. Rev. D* **91**, 094034 (2015).
- [14] K. Abe, K. Abe, T. Abe *et al.* [Belle collaboration], Study of $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ ($D^{*0} \rightarrow D^{(*)+}\pi^-$) decays, *Phys. Rev. D* **69**, 112002 (2004).
- [15] M. Neubert, Heavy quark symmetry, *Phys. Rep.* **245**, 259 (1994).
- [16] C. Bernard, C.Y. Shen and A. Soni, A lattice calculation of the Isgur-Wise function, *Phys. Lett. B* **317**, 164 (1993); S.P. Booth, K.C. Bowler, N.M. Hazel *et al.*, [UKQCD collaboration], The Isgur-Wise function from the lattice, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 462 (1994).
- [17] I. Caprini, L. Lellouch and M. Neubert, Dispersive bounds on the shape of $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}$ form factors, *Nucl. Phys. B* **530**, 153 (1998).

- [18] A. Le Yaouanc, L. Oliver, J.C. Raynal, Bounds on the derivatives of the Isgur-Wise function from sum rules in the heavy quark limit in QCD, Phys. Lett. B **557**, 207 (2003); A. Le Yaouanc, L. Oliver, J.C. Raynal, Sum rules in the heavy quark limit of QCD, Phys. Rev. D **67**, 114009 (2003).
- [19] N. Uraltsev, New exact heavy quark sum rules, Phys. Lett. B **501**, 86 (2001).
- [20] N. Isgur and M. Wise, Excited charm mesons in semileptonic anti-B decays and their contributions to a Bjorken sum rules, Phys. Rev. D **43**, 819 (1991).
- [21] W. Dungel, C. Schwanda, I. Adachi *et al.*, [Belle collaboration], Measurement of the form factors of the decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ and determination of the CKM matrix element $|V_{cb}|$, Phys. Rev. D **82**, 112007 (2010).
- [22] B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny *et al.* [BaBar collaboration], Measurements of the $B \rightarrow D^*$ form factors using the decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^{-}\bar{\nu}_e$, Phys. Rev. D **74**, 092004 (2006).
- [23] H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher *et al.*, [ARGUS collaboration], Investigation of the decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ and $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}l^{-}\bar{\nu}$, Z. Phys. C **57**, 533 (1993).
- [24] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis *et al.*, [BaBar collaboration], Measurement of semileptonic B decays into orbitally excited charmed mesons, Phys. Rev. Lett. **103**, 051803 (2009).
- [25] J.L. Goiti and W. Roberts, Soft pion emission in semileptonic B-meson decays, Phys. Rev. D **51**, 3459 (1995).

- [26] S. Veseli and I. Dunietz, Decay constants of P- and D-wave heavy light mesons, *Phys. Rev. D* **54**, 6803 (1996).
- [27] H.-Y. Cheng and C.-K. Chua, Production of P-wave charmed mesons in hadronic B decays, *Phys. Rev. D* **74**, 034020 (2006).
- [28] H.-Y. Cheng, C.-L. Chua, C.-W. Hwang, Covariant light front approach for S-wave and P-wave mesons: Its application to decay constants and form factors, *Phys. Rev. D* **69**, 074025 (2004).
- [29] P. del Amo Sanchez, J.P. Lees, V. Poireau *et al.* [BaBar collaboration], Dalitz plot analysis of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, PoS ICHEP2010, 250 (2010).
- [30] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis *et al.* [BaBar collaboration], Dalitz plot analysis of $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$, *Phys. Rev. D* **79**, 112004 (2009).
- [31] A. Kuzmin, K. Abe, I. Adachi *et al.* [Belle collaboration], Study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^- \pi^+$ decays, *Phys. Rev. D* **76**, 012006 (2007); K. Abe, K. Abe, N. Abe *et al.* [Belle Collaboration], Study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^- \pi^+$ decays, arXiv:hep-ex/0412072.
- [32] R. Aaji, C. Abellan Beteta, A. Adametz *et al.* [LHCb collaboration], Study of $B^0 \rightarrow D^{*-} \pi^+ \pi^- \pi^+$ and $B^0 \rightarrow D^{*-} K^+ \pi^- \pi^+$ decays, *Phys. Rev. D* **87**, 092001 (2013).
- [33] R. Aaji, B. Adeva, M. Adinolfi *et al.* [LHCb collaboration], Dalitz plot analysis of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$ decays, *Phys. Rev. D* **92**, 032002 (2015).
- [34] S. Kurokawa and E. Kikutani, Overview of the KEKB accelerators, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **499**, 1 (2003); T. Abe, K. Akai, Y. Cai *et al.*, KEKB accelerator, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2013**, 03A001 (2013).

- [35] A. Abashian, K. Gotow, N. Morgan *et al.* [Belle collaboration], The Belle Detector, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **479**, 117 (2002); J. Brodzicka, T. Browder, P. Chang *et al.*, [Belle collaboration], Physics achievements from the Belle experiment Prog. Theor. Exp. Phys. **2012**, 04D001 (2012).
- [36] D.J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **462**, 152 (2001).
- [37] E. Barberio and Z. Was, PHOTOS: a universal Monte Carlo for QED radiative corrections, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).
- [38] GEANT detector description and simulation tool, CERN Program Library Long Writeup, (1994).
- [39] G.N. Fleming, Recoupling effects in the isobar model. General formalism for three-pion scattering. Phys. Rev. **135**, B551 (1964).
- [40] G. Breit and E. Wigner, Capture of slow neutrons, Phys. Rev. **49**, 519 (1936).
- [41] J. Blatt and V. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics, (John Wiley and Sons, New York, 1952), p. 361 (1952)
- [42] Е. Бюклинг и К. Каянти, Кинематика элементарных частиц, Издательство "Мир", М., 1975.
- [43] V.M. Braun and I.E. Filyanov, QCD Sum Rules in Exclusive Kinematics and Pion Wave Function, Z. Phys. **C44**, 157 (1989); M. Lublinsky, $g_{\omega\rho\pi}$ reexamined, Phys. Rev. D **55**, 249 (1997).

- [44] M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, K.I. Beloborodov, *et al.*, [SND collaboration], Study of the $\pi\pi$ mass spectra in the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ at $\sqrt{s} = 1020$ MeV, Phys. Rev. D **65**, 032002 (2002). [hep-ex/0106048].
- [45] M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, *et al.*, [SND collaboration], Study of the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in the energy region \sqrt{s} below 0.98 GeV, Phys. Rev. D **68**, 052006 (2003).
- [46] N.N. Achasov and A.A. Kozhevnikov, Signature of the triangle singularity in the reaction $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, Phys. Rev. D **49**, 5773 (1994).
- [47] K. Olive. K. Agashe, C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], The review of particle physics, Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [48] M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, *et al.*, [SND collaboration], The process $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ up to 1.4 GeV, Phys. Lett. B **486**, 29 (2000).
- [49] M. Nozar, G.S. Adams, T. Adams *et al.*, [E852 collaboration], A study of $\pi^-p \rightarrow \omega\pi^-p$ at 18 GeV/c: The D and S decay amplitudes for $b_1(1235) \rightarrow \omega\pi$, Phys. Lett. B **541**, 35 (2002).
- [50] A. Garmash, K. Abe, H. Aihara *et al.*, [Belle collaboration], Dalitz analysis of the three-body charmless decays $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ and $B^+K^+K^+K^-$, Phys. Rev. D **71**, 092003 (2005).
- [51] S. Brandt, Ch. Peyrou, R. Sosnowski, and A. Wroblewski, The principal axis of jets. An attempt to analyze high-energy collisions as two-body processes, Phys. Lett. **12**, 57 (1964)

- [52] J.P. Alexander, C. Bebek, B.E. Berger *et al.*, [CLEO collaboration], First observation of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)+}\rho(1450)^-$, $\rho(1450)^- \rightarrow \omega\pi^-$, Phys. Rev. D **64**, 092001 (2001).
- [53] P. Avery, Kinematic fitting algorithms and lessons learned from KWFIT, Comput. Phys. Commun. **140**, 135 (2001).
- [54] B. Aubert, R. Barate, M. Bona *et al.* [BaBar collaboration], Study of the decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$, Phys. Rev. D **74**, 012001 (2006).
- [55] W. Dungen, C. Schwanda, I. Adachi *et al.*, [Belle collaboration], Measurement of the form factors of the decay $B^0 \rightarrow D^{*-}e^+\nu_e$ and determination of the CKM matrix element $|V_{cb}|$, Phys. Rev. D **82**, 112007 (2010).
- [56] S. Ryu, I. Adachi, H. Aihara *et al.*, [Belle Collaboration], Measurement of branching fractions of τ lepton decays with one or more K_S^0 , Phys. Rev. D **89**, 072009 (2014).
- [57] E. Nakano, Belle particle identification, Nucl. Instrum. Methods A **494**, 402 (2002);
- [58] K. Abe, K. Abe, I. Adachi *et al.* (Belle Collaboration), Measurement of branching fractions for $B \rightarrow \pi\pi$, $K\pi$ and KK decays, Phys. Rev. Lett. **87**, 101801 (2001).
- [59] F. James and M. Roos, Minuit: a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations, Comput. Phys. Commun. **10**, 343 (1975).

- [60] M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, A.Yu. Barnyakov *et al.* (SND Collaboration), Study of $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ in the energy range 1.05 – 2.00 GeV with SND, Phys. Rev. D **88**, 054013 (2013).
- [61] F. Wilcoxon, Individual comparisons by ranking methods, Biometric bulletin **1**, 80 (1945); H.B. Mann and D.R. Whitney, On a test of whether one or two random variables is stochastically larger than the other, Ann. Math. Stat. **18**, 50 (1947).
- [62] M. Williams, How good are your fits? Unbinned multivariate goodness-of-fit tests in high energy physics, J. Instrum. **5**, 09004 (2010)
- [63] R. Akhmetshin, E. Anashkin, M. Arpagaus *et al.* [CMD-2 Collaboration], $a_1(1260)\pi$ dominance in the process $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ at energies 1.05 GeV – 1.38 GeV, Phys. Lett. B **466**, 392 (1999).
- [64] K. Edwards, P. Janicek, P. Patel *et al.* [CLEO Collaboration], Resonant structure of $\tau \rightarrow 3\pi\pi^0\nu_{\tau}$ and $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_{\tau}$ decays, Phys. Rev. D **61**, 072003 (2000).
- [65] Y.-S. Tsai, Decay correlations of heavy leptons in $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$, Phys. Rev. D **4**, 2821 (1971); **13**, 771(e) (1976).
- [66] A.B. Clegg and A. Donnachie, Higher vector meson states produced in electron-positron annihilation, Z. Phys. C **62**, 455 (1994).
- [67] S.E. Csorna, I. Danko, G. Bonvicini *et al.* [CLEO Collaboration], Measurements of the branching fractions and helicity amplitudes in $B \rightarrow D^*\rho$ decays, Phys. Rev. D **67**, 112002 (2003).

- [68] C. Bauer, S. Fleming and M. Luke, Summing Sudakov logarithms in $B \rightarrow X_s \gamma$ in effective field theory, Phys. Rev. D **63**, 014006 (2000); C. Bauer, S. Fleming, D. Pirjol and I. Stewart, An effective field theory for collinear and soft gluons: Heavy to light decays, Phys. Rev. D **63**, 114020, (2001); M. Beneke, A. Chapovsky, M. Diehl, T. Feldmann, Soft collinear effective theory and heavy to light currents beyond leading power, Nucl. Phys. B **643**, 431 (2002).
- [69] S. Mantry, Heavy quark symmetry in nonleptonic B decays to excited charm mesons, Phys. Rev. D **70**, 114006 (2004).
- [70] H.Y. Cheng, C.K. Chua, and A. Soni, Final state interactions in hadronic B decays, Phys. Rev. D **71**, 014030 (2005).
- [71] J.P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand *et al.* [BaBar collaboration], Branching fraction measurements of the color-suppressed decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^0$, $D^{(*)0} \eta$, $D^{(*)0} \omega$, and $D^{(*)0} \eta'$ and measurement of the polarization in the decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \omega$, Phys. Rev. D **84**, 112007 (2011); **87**, 039901(E) (2013).
- [72] B. Golob, K. Trabelsi and P. Urquijo, Impact of Belle II flavour physics, BELLE2-NOTE-0021 (2015).
- [73] N. Paver and Riazuddin, Second-class current effects from isospin breaking in $\tau \rightarrow \omega \pi \nu_\tau$, Phys. Rev. D **86**, 037302 (2012).