

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Кузьмин
Александр Степанович

**Исследование свойств орбитальных
возбуждений очарованных мезонов в
эксперименте Belle**

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико - математических наук

Научный консультант
чл.-корр. РАН А.Е.Бондарь

НОВОСИБИРСК – 2015

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Спектроскопия мезонов и свойства D^{**}	11
1.1. Мезонные состояния в стандартной модели	11
1.2. Спектроскопия орбитальных возбуждений D -мезонов	18
1.3. Рождение D^{**} -состояний в e^+e^-	27
1.4. Рождение D^{**} -состояний в распадах B -мезонов	31
Глава 2. Коллайдер КЕКВ и детектор Belle	36
2.1. Коллайдер КЕКВ	38
2.2. Детектор Belle	41
2.3. Система сбора данных детектора и триггер	57
2.4. Электромагнитный калориметр	64
Глава 3. Исследование свойств D^{**}-мезонов в распадах B	88
3.1. Изучение рождения D^{**} в процессах $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$	89
3.2. Изучение процессов $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-$	118
3.3. Поиск распадов $D^{**} \rightarrow D^*\pi\pi$	131
3.4. Изучение распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$	141
3.5. Использование метода максимального правдоподобия в других анализах Belle	170
Глава 4. Исследования свойств D_S^{**}-мезонов	172
4.1. Наблюдение $D_{sJ}(2317)$ и $D_{sJ}(2457)$ в распадах B -мезонов	173

Глава 5. Модернизация калориметра для детектора Belle II	184
5.1. Проект модернизации коллайдера КЕКВ	186
5.2. Детектор Belle II	189
5.3. Необходимость модернизации калориметра	196
5.4. Возможный вариант модернизации торцевого калориметра	220
Заключение	237
Литература	242

Введение

В современной физике высоких энергий теорией, описывающей сильные взаимодействия, является квантовая хромодинамика (КХД). Лагранжиан КХД описывает волновые функции взаимодействующих кварков и глюонов. Свойство асимптотической свободы [13, 14] КХД позволяет интерпретировать результаты экспериментов по глубоко неупругому рассеянию адронов в терминах точечных составляющих адронов [5, 7, 9, 10] и проводить в рамках теории возмущений вычисления явлений, происходящих на малых расстояниях. Структура взаимодействия глюонов приводит к росту константы сильного взаимодействия при увеличении расстояния между цветовыми зарядами, что не позволяет применять теорию возмущений и проводить точные вычисления взаимодействий на больших расстояниях. Соответственно невозможно аналитически рассчитать волновые функции и получить спектр адронных состояний, а также предсказать относительные вероятности распадов адронов.

Явления, происходящие на масштабе расстояний более 1 фм, что соответствует импульсам менее 200 МэВ/с, не могут быть описаны теорией возмущений и являются предметом численных расчётов КХД, проводимых на решетках [15, 17]. Однако современные вычислительные мощности компьютеров дают возможность использовать только относительно простые модели решеток, и получаемая точность недостаточна для того, чтобы предсказать массы и свойства адронов. Тем не менее, существуют различные феноменологические модели, позволяющие предсказывать спектр масс и другие свойства адронов. К таким моделям относятся потенциальные модели (ПМ), эффективная теория тяжёлых кварков (ЭТТК), правила сумм (ПС) и другие. Эти модели не являются фундаментальными, они основываются на свойствах точных и частично нарушенных симметрий, на свойствах аналитичности амплитуды, на возможных факторизациях точных лагранжианов в более

простые структуры, содержащие малые величины. Такие модели содержат параметры, которые не могут быть получены в рамках самой модели, и вычисляются на основе экспериментальных измерений. Точность предсказаний моделей ограничивается границами применимости теоретических гипотез, заложенных в модель, и напрямую зависит от точности знания параметров. Многие параметры моделей могут быть получены из измерений свойств относительно простых мезонных систем, а затем использоваться для описания более сложных кварковых и глюонных структур: вычисления свойств более сложных возбуждений, расчёта вероятности переходов.

Стандартные мезоны в кварковой модели – это адронные состояния, состоящие из кварка и антикварка, и образующие связанные состояния, похожие на атом водорода. По аналогии с атомом водорода для мезонов можно ввести классификацию уровней: $n^{2S+1}L_J$, где n – главное квантовое число, S – суммарный спин кварка и антикварка, L – орбитальное квантовое число кварковой волновой функции (момент количества движения в единицах \hbar), которое обозначается буквами $S(L = 0)$, $P(L = 1)$, $D(L = 2)$, $F(L = 3)$... и J – полный момент импульса мезона. Частицы в мезоне удерживаются не электромагнитными, а сильными взаимодействиями, эффективный потенциал для которых растет с увеличением расстояния, поэтому структура уровней отличается от водородоподобного атома и зависит от масс образующих мезон кварков, так как эти массы определяют характерный размер волновой функции. Каждый мезон имеет определенную внутреннюю пространственную четность P :

$$P = (-1)^{L+1}, \quad (1)$$

которая характеризует изменение знака волновой функции при преобразовании пространственной инверсии. Полный момент импульса мезона J и четность P являются основными квантовыми числами, характеризующими свойства симметрии мезона, и обычно приводятся в виде J^P , где P выражается в виде (+) или (-). Состояния с полным моментом импульса, совпадающим с орбитальным, и разными значениями полного спина имеют одина-

ковые квантовые числа, что приводит к возможности их смешивания. Так, например, состояния 1P_1 и 3P_1 имеют квантовые числа 1^+ . Мезоны, состоящие из кварка-антикварка одинаковых ароматов, являются собственными состояниями оператора зарядового сопряжения, и для них определена зарядовая четность C :

$$C = (-1)^{L+S}, \quad (2)$$

соответствующая знаку волновой функции при преобразовании зарядового сопряжения. Это квантовое число различно для состояний с разным суммарным спином, что и подавляет их смешивание.

В случае системы, содержащей тяжёлый Q и легкий антикварк \bar{q} , возникает другая, частично сохраняющаяся величина. В приближении бесконечно тяжёлого кварка его спин \vec{s}_Q не взаимодействует с лёгким кварком. В этом случае дополнительным сохраняющимся квантовым числом является полный момент импульса лёгкого кварка $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$. В случае конечной массы тяжёлого кварка сохранение полного момента может нарушаться, и наблюдаемые массовые состояния мезонов являются двумя ортогональными суперпозициями состояний с $\vec{j}_q = 1/2$ и $\vec{j}_q = 3/2$.

Другая приближенная симметрия возникает из-за близости масс легких u и d кварков. Поскольку эти кварки имеют одинаковый цветовой заряд, с точки зрения сильного взаимодействия они различаются лишь ароматом u или d . По аналогии со спином вводится понятие изотопического спина, описывающего свойства частиц относительно вращения в пространстве ароматов легких кварков. Мезоны, состоящие только из легких кварков, образуют изовекторные триплеты $(\bar{u}d, 1/\sqrt{2}(\bar{u}u - \bar{d}d), -\bar{d}u)$ и изоскалярные синглеты $(1/\sqrt{2}(\bar{u}u + \bar{d}d))$: (π^-, π^0, π^+) и η для 1S_0 , (ρ^-, ρ^0, ρ^+) и ω для 3S_1 , (a_J^-, a_J^0, a_J^+) и f_J^0 для 3P_J , (b_J^-, b_J^0, b_J^+) и h_J^0 для 1P_J . Мезоны, состоящие из лёгкого и тяжёлого кварков, образуют изодублеты частиц. Так, для странных частиц имеется изодублет $(K^0(d\bar{s}), K^+(u\bar{s}))$, для очарованных частиц — $(D^0(c\bar{u}), D^+(c\bar{d}))$ и т.д. Частицы, входящие в один мультиплет, имеют близкие массы и одинаковые свойства с точки зрения сильных взаимодействий.

Следует отметить, что за счёт большого значения α_s величины тонкого расщепления уровней существенно больше, чем в атоме водорода или позитронии.

D^{**} -мезоны – это общее обозначение орбитальных возбуждений системы кварк-антикварк $c\bar{q}$, содержащей очарованный кварк и лёгкий антикварк. Впервые D^{**} -мезоны были обнаружены в экспериментах [55]. Являясь мезоном, содержащим тяжёлый и лёгкие кварки, $c\bar{q}$ -система является уникальной системой, позволяющей проводить проверку предсказаний теоретических моделей сильных взаимодействий. Для $L = 1$ мы имеем следующие четыре P-волновые состояния: $0^+(j_q = 1/2)$, $1^+(j_q = 1/2)$, $1^+(j_q = 3/2)$ и $2^+(j_q = 3/2)$, которые обычно обозначаются D_0^* , D_1' , D_1 и D_2^* соответственно. На момент начала данной работы наблюдались лишь узкие состояния D_1 и D_2^* и были измерены их массы и ширины.

В эксперименте с детектором Belle более десяти лет проводился набор данных на коллайдере КЕКВ, обеспечивающем рекордную светимость электрон-позитронных столкновений на энергии 10.58 ГэВ. Эта энергия соответствует максимуму сечения рождения $B\bar{B}$ мезонов. Полное число пар $B\bar{B}$ мезонов, родившихся в эксперименте Belle, превышает 750 миллионов. Основной задачей B -фабрики являлось наблюдение CP-нарушения и измерение параметров треугольника унитарности, однако накопленный объём данных дал возможность решать разнообразные физические задачи, в том числе позволил исследовать процессы рождения D^{**} -состояний в распадах B -мезонов и, анализируя угловые и энергетические переменные, извлекать информацию о массах и ширинах D^{**} -мезонов и параметрах распадов B -мезонов. Кроме рождения из распадов B -мезонов, D^{**} -состояния могут рождаться и в прямой реакции аннигиляции $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ с последующей адронизацией одного из c -кварков в D^{**} . Практически с самого начала эксперимента, коллаборация Belle начала публиковать результаты по распадам B в очарованные мезоны, уточняя существующие и обнаруживая новые каналы распада [131, 132, 146, 149]. В 2002 году были детально исследованы распады

$B^- \rightarrow D^{(*)+}\pi^-\pi^-$ [180]. Изучение этого распада позволило наблюдать сигналы от известных к тому времени D^{**} -состояний D_2^{*0} и D_1^0 и измерить их массы и ширины, а так же впервые обнаружить широкие состояния D_0^{*0} и D_1' , измерить их параметры и квантовые числа. Кроме того, впервые при анализе узких D^{**} -мезонов, была учтена интерференция с вкладом от широких состояний, что позволило уменьшить систематическую ошибку измерения их масс и ширин. Полученные значения масс и ширин не противоречили предсказаниям потенциальных моделей. Величины относительных вероятностей рождения широких состояний D_0^{*0} и $D_1'^0$ в распадах $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$ оказались сравнимыми с вероятностями рождения узких состояний D_2^{*0} и D_1^0 , что являлось указанием на заметный вклад амплитуд, подавленных по цвету. Амплитудный анализ распада $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-$ позволил оценить углы смешивания аксиальных состояний 1^+ ($j=3/2$) и ($j=1/2$) в реально наблюдаемых состояниях $D_1'^0$ и D_1^0 .

В 2005 году был проведен анализ $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^+\pi^-$ [211], и обнаружено существенное различие в соотношении вероятностей рождения нейтральных и заряженных широких D^{**} -мезонов в распадах $B \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$ и предложено объяснение этого различия. Кроме того, впервые наблюдались новые моды распада узких D^{**} -состояний [189].

В 2003 году ВаВаг коллаборацией были обнаружены состояния D_s^{**} с угловым моментом лёгкого кварка $j=1/2$: $D_{s0}^{*+}(2317)$ – в распределении инвариантных масс $D_s^+\pi^0$ [155, 165] и $D_{s1}^+(2460)$ – в спектре инвариантных масс $D_s^{*+}\pi^0$, $D_s^{*+}\gamma$ [155, 174, 179], массы которых лежали ниже порога рождения $D^{(*)}K$ и заметно ниже теоретических предсказаний. В том же году в эксперименте Belle впервые было обнаружено рождение орбитальных возбуждений $D_{s0}^{*+}(2317)$ - и $D_{s1}^+(2460)$ -мезонов [169] в распадах $\bar{B} \rightarrow \bar{D}D_{sJ}$. Исследование угловых распределений продуктов распада D_{sJ} позволило подтвердить, что их квантовые числа согласуются с гипотезой, что эти состояния являются дублетом D_s^{**} с угловым моментом лёгкого кварка $j=1/2$. Дальнейшие исследования D^{**} мезонов будут продолжены в эксперименте Belle II, подго-

товка которого ведётся в КЕК. Для обеспечения хорошего энергетического разрешения калориметра в условиях работы детектора при больших фоновых загрузках была разработана и реализована модернизация электроники калориметра, а так же предложена возможная модернизация торцевого калориметра.

Экспериментальные результаты по изучению рождения и распадов D^{**} -мезонов, полученные в данном исследовании, позволяют уточнить параметры феноменологических моделей: эффективной теории тяжёлых кварков, потенциальной модели и других. Результаты по разработке и реализации новых методик в калориметрии, полученные в данной работе, играют важную роль для проектирования и создания новых установок для экспериментов по физике высоких энергий.

Результаты исследований, представленные в диссертации, могут быть использованы при разработке и создании детекторов для экспериментов по физике высоких энергий, при проведении анализа экспериментальных данных и в теоретических работах в различных научных центрах России и за рубежом.

На защиту выносятся следующие положения:

Разработка и создание процедуры калибровки счётчиков калориметра детектора Belle, обеспечивающей необходимую точность для получения расчётного энергетического разрешения.

Измерение вероятности распадов B -мезонов в трёхчастичные конечные состояния $D^{(*)+}\pi^-\pi^-$, $D^{(*)0}\pi^+\pi^-$.

Разработка процедуры использования метода максимального правдоподобия для анализа многочастичных распадов в многомерном пространстве, и проведение анализа распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$.

Наблюдение широких скалярных состояний D_0^{*0} , D_0^{*+} в распадах $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$.

Наблюдение широких аксиальных состояний D_1^{*0} , D_1^{*+} в распадах $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-$.

Получение произведений относительных вероятностей $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-) \times \mathcal{B}(D^{**0} \rightarrow D^{(*)+}\pi^-)$ для рождения наблюдаемых D^{**0} и измерение относительных фаз этих амплитуд.

Измерение масс и ширин орбитальных возбуждений D_1^0 и D_2^{*0} с учетом интерференции и определение параметров смешивания аксиальных состояний $D_{j=3/2}$ и $D_{j=1/2}$ в наблюдаемых массовых состояниях D_1^0 и $D_1'^0$.

Получение произведений относительных вероятностей $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-) \times \mathcal{B}(D^{**+} \rightarrow D^0\pi^+)$ для рождения наблюдаемых D^{**+} и измерение относительных фаз этих амплитуд.

Измерение массы и ширины орбитального возбуждения D_2^{*+} с учетом интерференции с широкими состояниями.

Измерение относительных вероятностей $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 f_2$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \rho^0$ и фаз их амплитуд относительно моды $\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+}\pi^-$.

Наблюдение трёхчастичных распадов узких состояний D^{**} : $D_1 \rightarrow D^{(*)}\pi^-\pi^+$ и $D_2^* \rightarrow D^*\pi^-\pi^+$.

Наблюдение распадов $B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2317)$ и $B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)$ при распадах D_{sJ}^+ в модах $D_s^{(*)+}\pi^0$, $D_s^{(*)+}\gamma$ и $D_s^{*+}\pi^+\pi^-$.

Разработка стратегии и проведение модернизации калориметра детектора Belle II и испытание новой электроники калориметра.

Разработка схемы торцевого калориметра на основе кристаллов неактивированного CsI и вакуумных фотопентодов.

Глава 1

Спектроскопия мезонов и свойства D^{**}

1.1. Мезонные состояния в стандартной модели

Элементарными сильновзаимодействующими частицами в стандартной модели (СМ) являются кварки и глюоны. Адроны в СМ – это частицы, состоящие из кварков и глюонов. Как было отмечено во введении, взаимодействие кварков описывается Лагранжианом КХД:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q}_i (i\partial_\mu \delta_{ij} + g \frac{\lambda_{ij}^a}{2} G_\mu^a - m\delta_{ij}) \gamma^\mu q_j - F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}, \quad (1.1)$$

где

$$F_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu + g f_{abc} G_b^\mu G_c^\nu, \quad (1.2)$$

G_a^μ – глюонные поля, преобразующиеся как октет $SU(3)$ с $a = 1, \dots, 8$, q_i – кварковые поля с цветовым индексом $i = 1, 2, 3$, g – константа связи сильного взаимодействия, m – масса кварка и λ_{ij}^a – матрицы $SU(3)$. Данный Лагранжиан очень похож на Лагранжиан квантовой электродинамики (КЭД), но неабелева цветовая структура $SU(3)$ содержит нелинейные члены, приводящие к взаимодействию глюонов не только с кварками, но и друг с другом. Наличие взаимодействия глюонов друг с другом приводит к росту бегущей константы связи сильного взаимодействия $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$ с уменьшением переданного импульса Q^2 :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad (1.3)$$

где $\Lambda_{QCD} \sim 300$ МэВ – размерный параметр. Наличие большой константы связи в (1.1) ограничивает применение теории возмущений для малых Q^2 . Уменьшение Q^2 эквивалентно увеличению расстояния от исходного заряда, и такая зависимость константы связи приводит к росту эффективного потенциала на больших расстояниях. Это приводит к невылетанию цветового заряда на размерах $x \sim 1/\Lambda \sim 1$ фм⁻¹.

1.1.1. Вычисления на решётках

Невозможность точного решения задач КХД для определения свойств адронов привела к развитию численных и приближенных методов. Примером численного решения задач КХД являются вычисления на решетках [15]. В этом подходе задача состоит в определении интеграла действия на дискретной решетке пространства-времени и вычислении соответствующих операторов путем интегрирования методом Монте-Карло по многомерной конфигурации поля. В последние годы наблюдается существенное развитие новых теоретических схем и алгоритмов в этом направлении [115], [114], [140], [177] [170], [203], [208], [207], однако многомерность задачи приводит к резкому росту числа операций от отношения размера ($L \gg 1/m_\pi$) к шагу решетки ($a \ll 1/m_D$). Расчёты требуют значительных вычислительных ресурсов, и на сегодняшний день точность вычислений, получаемая в таком подходе, существенно хуже погрешности экспериментальных данных.

Наряду с численными методами развиваются феноменологические модели, которые позволяют сделать много полезных вычислений и предсказаний. Ниже приводится краткий обзор таких методов.

1.1.2. Киральная симметрия

В случае безмассовых кварков Лагранжиан КХД инвариантен относительно киральных преобразований. Наличие у кварков массы нарушает киральность, однако для лёгких кварков можно пренебречь массовым слагаемым. В этом приближении π -мезон является Голдстоуновским бозоном, и при взаимодействии мягких π -мезонов с адронными системами частично сохраняется аксиальный ток (ЧСАТ) и выполняются соотношения алгебры токов [6]. Эти соотношения позволяют описывать динамику лёгких мезонов и барионов. Введение перекрестной симметрии позволяет получить ряд низкоэнергетических соотношений [11] и построить Киральную теорию возмущений (КТВ) [44, 49, 209].

1.1.3. Потенциальные модели

В случае связанных состояний тяжёлых (c , b) кварков, хотя взаимодействие описывается сильным взаимодействием, константа связи α_s является относительно малой величиной, и система может быть описана в нерелятивистском приближении с помощью эффективного потенциала. На малых расстояниях эффективный потенциал близок к Кулоновскому, а при больших расстояниях для его описания используется растущая функция, чтобы учесть конфайнмент [18, 25]:

$$V_r(r) = -\frac{a}{r} + kr. \quad (1.4)$$

Тонкое и сверхтонкое расщепление в кварконии зависит от Лоренцевой структуры потенциала [26, 27, 52]. Спин-спиновое взаимодействие, описывающее взаимодействие хромагнитных моментов, определяется Лоренц-векторным вкладом:

$$V_{SS}(r) = \frac{(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2)}{6m_Q^2} \nabla^2 V_V(r), \quad (1.5)$$

где σ_i – матрицы Паули, являющиеся спиновыми операторами, а $V_V(r)$ – векторная часть потенциала, определяемая обменом векторной структурой (одним глюоном).

В спин-орбитальное взаимодействие дают вклад как векторная, так и скалярная части потенциала:

$$V_{LS}(r) = \frac{(\vec{L}\vec{S})}{2m_Q^2 r} \left(3 \frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_S}{dr} \right), \quad (1.6)$$

где $V_S(r)$ – скалярная часть потенциала, определяемая обменом скалярной коллективной структурой, включающей в себя много глюонов, \vec{L} – угловой момент, а \vec{S} – полный спин системы кварк-антикварк.

В таком приближении можно выразить лептонную ширину основного 3S_1 состояния через значение волновой функции в нуле:

$$\Gamma({}^3S_1 \rightarrow e^+e^-) = \frac{16\pi\alpha_s^2 e_Q^2 |\Psi(0)|^2}{M^2}, \quad (1.7)$$

где e_Q – заряд кварков, а M – масса состояния.

Экспериментальные данные по массам и лептонным ширинам позволяют подобрать зависимость потенциала, дающего лучшее согласие. Учёт релятивистских поправок [47, 51] позволяет улучшить точность.

1.1.4. Конституэнтные кварки

Спектр основных состояний лёгких адронов, состоящих из u -, d - и s -кварков, достаточно хорошо воспроизводится в простой модели, учитывающей составные массы кварков и спин-спиновое сверхтонкое взаимодействие $\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j / (m_i m_j)$ [16, 35, 36]. Наилучшее согласие с массами мезонов получается в случае, когда массы кварков равны $m_{u/d} = 310 \text{ МэВ}/c^2$, $m_s = 485 \text{ МэВ}/c^2$, $m_c = 1655 \text{ МэВ}/c^2$ и $m_b = 5000 \text{ МэВ}/c^2$. Соответствующие значения масс кварков для барионных мультиплетов приблизительно на $50 \text{ МэВ}/c^2$ выше. Конституэнтные массы существенно выше, чем массы кварков лагранжиана

КХД: 2.3, 4.8, 95 и 1275 МэВ/ c^2 [250]. Дополнительные массы конститuentных кварков возникают из-за взаимодействия с глюонными полями.

1.1.5. Правила сумм

Правила сумм позволяют выразить характеристики адронов через величины КХД конденсатов:

$$\langle 0|\bar{q}q|0 \rangle, \langle 0|G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a|0 \rangle, \quad (1.8)$$

где $q(x)$ - кварковые и $G_{\mu\nu}^a$ глюонные поля. Использование правил сумм в КХД было впервые предложено в работах [28–30]. Правила сумм позволяют связать непертурбативные операторы, возникающие на больших расстояниях, с кварковыми операторами на малых расстояниях. Метод основан на дисперсионном соотношении для функции распространения системы с квантовыми числами данного адрона при больших отрицательных значениях квадрата четырёхмерного импульса. При этом левая часть дисперсионного соотношения выражается через конденсаты, а правая – через параметры наиболее лёгкого адрона с данными квантовыми числами. Правила сумм позволяют выражать фундаментальные константы, такие как массы кварков, через массы и константы связи адронов. Так были извлечены величины масс как лёгких u, d, s -кварков [30, 90, 138, 141, 151], так и тяжёлых c, b -кварков [37, 139, 152, 171]. Использование правил сумм позволяет получать значения констант связи, так, например, была вычислена константа связи f_B [38, 42, 128, 143], параметризующая матричный элемент B с аксиальным векторным током $\langle 0|(\bar{q}\gamma^\mu\gamma^5 b)|B(p) \rangle = ip^\mu f_B$. Правила сумм позволяют также проводить вычисления переходных формфакторов [33, 43, 48, 78, 116, 133, 134].

1.1.6. Эффективная теория тяжёлых кварков (ЭТТК)

В случае семейств D - и B -мезонов, содержащих один тяжёлый кварк и один лёгкий антикварк, характерный размер волновой функции тяжёлого кварка $r_Q \sim 1/m_Q$ меньше характерного размера мезона ≈ 1 фм, для b -кварка $r_b \sim 0.05$ фм, а для c $r_c \sim 0.5$ фм. В системе покоя мезона можно рассматривать лёгкий кварк в 'хромoeлектрическом' поле, создаваемом неподвижным, точечным тяжёлым кварком. 'Хромомагнитное' поле, создаваемое тяжёлым кварком, подавлено как $1/m_Q$, и не оказывает влияния на волновую функцию лёгкого кварка, которая в первом приближении перестаёт зависеть от массы тяжёлого кварка. Эта идея была выдвинута в работах [53, 58, 62], и, в приближении конечной массы тяжёлого кварка, в работах [61, 63–67, 71, 72] развита в ЭТТК. ЭТТК основана на построении эффективного низкоэнергетического Лагранжиана КХД, который описывает взаимодействие тяжёлых кварков с лёгкими степенями свободы. В этой теории тяжёлый кварк внутри адрона, движущегося со скоростью v , описывается полем h_v , выражающимся через обычное поле КХД $Q(x)$ [63]:

$$h_v(x) = e^{im_Q vx} \frac{1 + \not{v}}{2} Q(x). \quad (1.9)$$

Фазовое преобразование переопределяет импульс $P = m_Q v + k$ так, что поле h_v имеет импульс k порядка Λ_{QCD} , который возникает из-за мягких взаимодействий тяжёлого кварка с лёгким. Оператор $\frac{1 + \not{v}}{2}$ проецирует компоненты спинора тяжёлого кварка и, после интегрирования квазиклассического уравнения по компонентам $\frac{1 - \not{v}}{2}$ антикварка, получается эффективный Лагранжиан ЭТТК в первом порядке разложения по $1/m_Q$:

$$\mathcal{L}_{eff} = \bar{h}_v i v D h_v + \frac{1}{2m_Q} [\bar{h}_v (iD)^2 h_v + \frac{g_s}{2} \bar{h}_v \sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu} D h_v] + \mathcal{O}(1/m_Q^2). \quad (1.10)$$

Учет следующих членов разложения по $1/m_Q$ и релятивистских поправок позволяет улучшить точность вычислений. ЭТТК даёт возможность получить

параметризации и связи между слабыми формфакторами адронов, содержащих тяжёлые кварки [58, 62, 68], что важно для вычисления матричных элементов переходов между такими адронами и вероятностей полуплептонных распадов тяжёлых мезонов.

1.1.7. Дикварковые корреляции и четырёхкварковые состояния

Многие теоретические модели [88, 167, 195] предсказывают существование четырёхкварковых мезонов, состоящих из 2-х кварков и 2-х антикварков. Два кварка, являясь цветовыми триплетами, могут образовать цветовой секстет и антитриплет, которые, объединяясь с соответствующими мультиплетами из антикварков, формируют цветовой синглет. Взаимодействие кварков может быть представлено [167]:

$$V_c(tot) = \sum_{i \neq j} \frac{V(r) \lambda_i^c \lambda_j^c}{2}, \quad (1.11)$$

где $V(r)$ описывает взаимодействие в трехмерном и спиновом пространстве, а λ_i^c – операторы цветовой $SU(3)$ группы, зависящей от цветового мультиплета взаимодействующих частиц. Учет корреляций пространственных и цветовых переменных – различное кварк-кварковое и кварк-антикварковое расстояние – позволяет получить предсказание на массы таких состояний. В работе [167] предсказывается, что для состояний, включающих тяжёлые кварки $qcq'\bar{b}$ и $qbq'\bar{b}$, масса четырёхкварковых состояний может быть ниже суммы масс соответствующих двухкварковых мезонов.

1.2. Спектроскопия орбитальных возбуждений D -мезонов

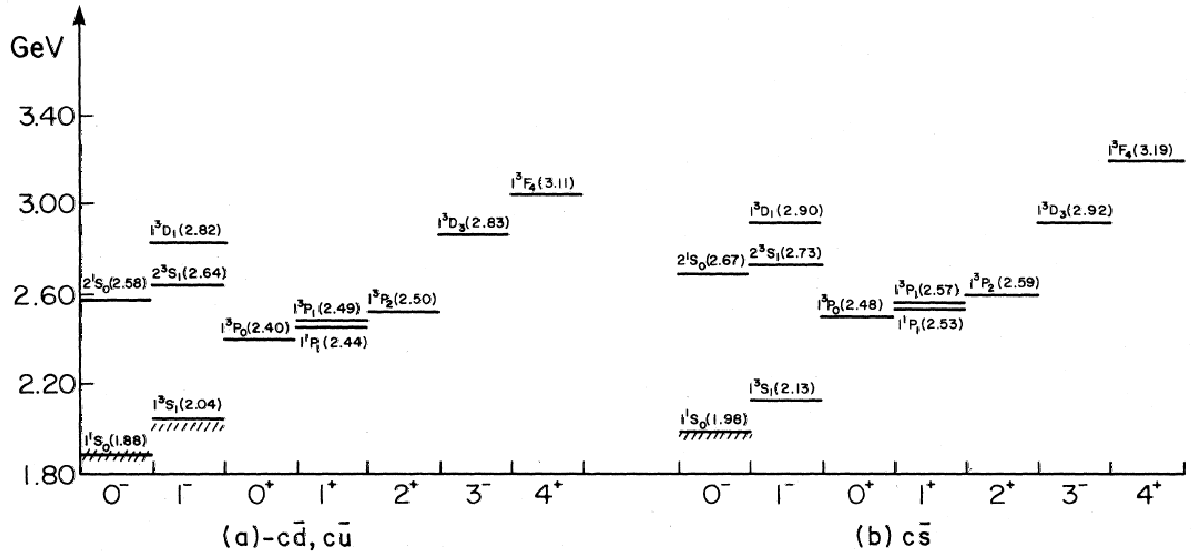


Рис. 1. Спектр масс состояний $c\bar{q}$ -системы [47]

Семейство D мезонов – это состояния, включающие очарованный кварк и лёгкий антикварк $c\bar{q}$ ($q = u, d$). В основном состоянии кварки находятся в S -волне и, в зависимости от того в 0 или 1 складываются спины частиц, образуют псевдоскалярный D или векторный D^* -мезоны. В случае ненулевого орбитального момента L (такие состояния носят общее название D^{**}) формируются четыре состояния: одно с полным моментом $J = L - 1$, два состояния с полным моментом L , и одно с полным моментом $L + 1$. В приближении бесконечно тяжёлого кварка его спин \vec{s}_c не взаимодействует с лёгким кварком. В этом случае сохраняющимися квантовыми числами являются полный момент импульса лёгкого кварка $\vec{j}_q = \vec{L} + \vec{s}_q$ и полный момент всей системы $\vec{J} = \vec{j}_q + \vec{s}_c$.

На рис. 1 [47] показаны спектры масс $c\bar{q}$, рассчитанные в приближении

потенциальной модели. На рис. 2 показан спектр первых четырех P -волновых

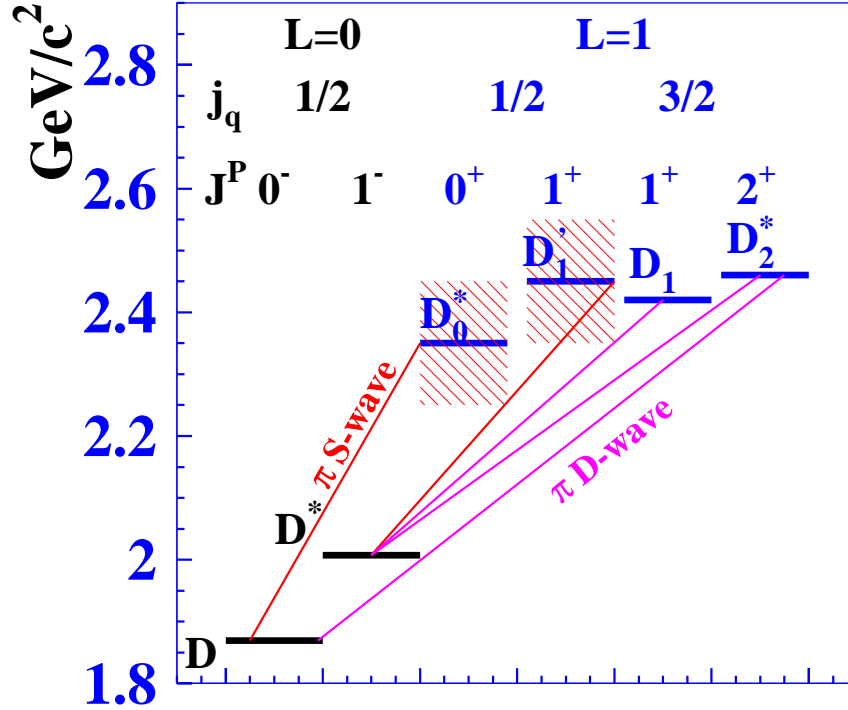


Рис. 2. Спектроскопия орбитальных возбуждений $c\bar{q}$ -системы для $q = u, d$. Линии показывают возможные однопионные переходы.

состояний $c\bar{q}$ системы. Как отмечалось во введении, для $L = 1$ мы имеем два состояния с полным спином кварка $j_q = 1/2$: D_0^* и D_1' и два состояния с полным спином кварка $j_q = 3/2$: D_1 и D_2^* .

Массы этих D^{**} мезонов, рассчитанные в рамках различных теоретических моделей, приведены в таблице 1. Все массы – выше суммы масс $D\pi$ и $D^*\pi$. Сохранение углового момента и четности разрешает распады: $D_2^* \rightarrow D\pi$, $D^*\pi$, $D_0^* \rightarrow D\pi$, $D_1^{(*)} \rightarrow D^*\pi$, соответственно они и являются основными модами распада. Два состояния $j_q = 3/2$ распадаются в D или D^* -мезоны через однопионные переходы, идущие в D -волне и имеют относительно малую ширину 20-40 МэВ [47, 50, 137]. Оставшиеся состояния с полным моментом импульса лёгкого кварка $j_q = 1/2$ распадаются путем S -волновых переходов и поэтому их ширина предсказывается большой – бо-

Таблица 1. Предсказания масс (ГэВ) P -волновых состояний в рамках различных моделей

Состояние	[20]	[21]	[32]	[34]	[47]	[105]	[106]	[117]	[137]	[148]
D_2^*	2.42	2.294	2.41	2.511	2.50	2.460	2.459	2.457	2.460	2.445
D_1	2.39	2.246	2.35	2.503	2.44	2.415	2.414	2.426	2.417	2.428
D_1'	2.31	2.205	2.43	2.364	2.39	2.585	2.501	2.417	2.490	2.468
D_0^*	2.30	2.125	2.29	2.354	2.40	2.565	2.438	2.438	2.377	2.430

лее 150 МэВ [47, 137].

Основные состояния – заряженные и нейтральные D и D^* -мезоны – были открыты в экспериментах e^+e^- MARK1 [19, 23, 24] и LGW [22] в 1976 г. Узкие P -волновые состояния D_2^* и D_1 , впервые были обнаружены в экспериментах ARGUS [55, 57, 59] и TPS [54] как пики в инклюзивных распределениях по инвариантным массам $D\pi$ и $D^*\pi$. Позднее эти состояния наблюдались в экспериментах CLEO [60], CLEO2 [79, 80], E687 [76], DELPHI [108], OPAL [100], ALEPH [99], BEBC [87], где были более точно измерены их массы и ширины распада. Наиболее точные данные получены в экспериментах CDF [197], ZEUS [228], FOCUS [183] и на B -фабриках BaBar [198, 225, 233] и Belle [180, 189, 211]. Результаты эксперимента Belle будут детально описаны в данной работе. Измеренные массы приведены в таблицах 2-4 и неплохо согласуются с результатами теоретических расчётов.

Наблюдение состояний с $j_q = 1/2$ является более сложной задачей с экспериментальной точки зрения, поскольку в инклюзивном спектре имеется большой фон нерезонансного рождения $D\pi$ и $D^*\pi$, а так же может присутствовать комбинаторный фон, и ширина состояний сравнима с характерным масштабом изменения фона. Другой проблемой является учет интерференции с нерезонансным фоном и другими состояниями. Следует отметить, что эффект интерференции играет важную роль и для узких состоя-

Таблица 2. Измеренные значения массы и ширины D_2^* -мезонов

Эксперимент	Масса (МэВ/ c^2)	Ширина (МэВ)
D_2^{*0}		
TPS(89) [54]	$2459 \pm 3 \pm 2$	$20 \pm 10 \pm 5$
ARGUS(89) [55]	$2455 \pm 3 \pm 5$	$15_{-10}^{+13} \pm 5$
CLEO(90) [60]	$2461 \pm 3 \pm 1$	$20_{-12}^{+9} \pm 9$
E687(94) [76]	$2453 \pm 3 \pm 2$	$25 \pm 10 \pm 5$
CLEOII(94) [79]	$2465 \pm 3 \pm 3$	$28_{-7}^{+8} \pm 6$
BEBC(95) [87]	2466 ± 7	
DELPHI(98) [108]	2461 ± 6	
Belle(04) [180]	$2461.6 \pm 2.1 \pm 3.3$	$45.6 \pm 4.4 \pm 6.7$
FOCUS(04) [183]	$2464.5 \pm 1.1 \pm 1.9$	$38.7 \pm 5.3 \pm 2.9$
CDF(06) [197]	$2463.3 \pm 0.6 \pm 0.8$	$49.2 \pm 2.3 \pm 1.3$
BaBar(09) [225]	$2460.4 \pm 1.2 \pm 2.2$	$41.8 \pm 2.5 \pm 2.9$
BaBar(10) [233]	$2462.2 \pm 0.1 \pm 0.8$	$50.5 \pm 0.6 \pm 0.7$
ZEUS(13) [242]	$2462.5 \pm 2.4_{-1.1}^{+1.3}$	$46.6 \pm 8.1_{-3.8}^{+5.9}$
LHCb(13) [243]	$2460.4 \pm 0.4 \pm 1.2$	$43.2 \pm 1.2 \pm 3.0$
PDG [250]	2461.8 ± 0.7	49.0 ± 1.3
$D_2^{*\pm}$		
ARGUS(89) [55]	$2469 \pm 4 \pm 6$	
E687(94) [76]	$2453 \pm 3 \pm 2$	$23 \pm 9 \pm 5$
CLEOII(94) [80]	$2463 \pm 3 \pm 3$	$27_{-8}^{+11} \pm 5$
FOCUS(04) [183]	$2467.6 \pm 1.5 \pm 0.8$	$34.1 \pm 6.5 \pm 4.2$
Belle(07) [180]	$2465.7 \pm 1.8_{-4.8}^{+1.4}$	$49.7 \pm 3.8 \pm 6.4$
BaBar(10) [233]	$2465.4 \pm 0.2 \pm 1.1$	
ZEUS(13) [242]	$2460.6 \pm 4.4_{-0.8}^{+3.6}$	
LHCb(13) [243]	$2460.4 \pm 0.1 \pm 0.1$	$45.6 \pm 0.4 \pm 1.1$
PDG [250]	2464.3 ± 1.6	37 ± 6

ний и должен учитываться или включаться в модельную ошибку. В анализе Belle [180, 211] впервые была учтена интерференция состояний, распадающихся в конечные состояния $D\pi$ и $D^*\pi$, и, как видно из таблицы 2, значение ширины D_2^* систематически сдвинулось в большую сторону. До настоящих исследований не было прямых наблюдений этих состояний. Полная вероятность рождения всех широких состояний оценивалась из полуплептонных распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi l\bar{\nu}$ -мезонов [108]. В работе Belle [180] впервые наблюдалось рождение D_0^{*0} и $D_1^{\prime 0}$ мезонов, и были измерены их массы и ширины. В этом же году в эксперименте FOCUS [183] наблюдалось рождение D_0^{*0} и D_0^{*+} -мезонов в фоторождении, и были измерены массы и ширины как узких, так и широких состояний. Позже в эксперименте BaBar были измерены характеристики D_0^{*+} -мезона [225] и D_0^{*0} -мезона [198]. Рождение $D_1^{\prime\pm}$ -мезонов наблюдалось в полуплептонных распадах [216], однако не было экспериментов, в которых были бы проведены точные измерения их параметров.

Массы D -волновых и радиальных возбуждений $c\bar{q}$ -системы, предсказанные в работах [47, 106, 137], представлены в таблице 5. В 1997 году коллаборация DELPHI, работавшая на LEP, опубликовала указание на существование узкого (менее 15 МэВ) пика с массой $2637 \pm 2 \pm 6$ МэВ/ c^2 в спектре масс $D^{*+}\pi^+\pi^-$ [108], однако OPAL [100], работавший на том же накопителе, а позднее ZEUS [228] не подтвердили наличие этого пика. В 2010 году BaBar [233], анализируя инклюзивные распределения $D\pi$ и $D^*\pi$ масс, обнаружил два состояния $D^*(2600)^0$ и $D^*(2760)^0$, а также указания на существование $D^0(2550)$, $D^*(2600)^0$, $D(2750)^0$ и $D^*(2760)^+$. Массы и ширины наблюдаемых пиков приведены в таблице 6. Угловые распределения $D\pi$ и $D^*\pi$ согласуются с интерпретацией $D^0(2550)$ и $D^*(2600)$ состояний как радиальных возбуждений $2S_0^{1/2}$, $2S_1^{3/2}$, а оставшихся состояний – как орбитальных возбуждений с моментом импульса $L = 2$. В 2013 году LHCb [243], анализируя инклюзивные распределения $D\pi$ и $D^*\pi$ масс, обнаружил нейтральные состояния $D^*(2650)_J^0$, $D^*(2760)_J^0$, $D(2580)_J^0$, $D(2740)_J^0$ и $D(3000)_J^0$, а также заряженные состояния $D^*(2760)_J^+$ и $D^*(3000)_J^+$. Массы и ширины наблюдае-

Таблица 3. Измеренные значения массы и ширины D_1 -мезонов

Эксперимент	Масса (МэВ/ c^2)	Ширина (МэВ)
D_1^0		
TPS(89) [54]	$2428 \pm 8 \pm 5$	$58 \pm 14 \pm 10$
ARGUS(89) [55]	$2414 \pm 2 \pm 5$	$13 \pm 6_{-5}^{+10}$
CLEO(90) [60]	$2428 \pm 3 \pm 2$	23_{-6-3}^{+8+10}
E687(94) [76]	$2422 \pm 2 \pm 2$	$15 \pm 8 \pm 4$
CLEOII(94) [79]	$2421_{-2}^{+1} \pm 2$	$20_{-5}^{+6} \pm 3$
Belle(04) [180]	$2421.4 \pm 1.5 \pm 0.9$	$23.7 \pm 2.7 \pm 4.0$
FOCUS(04) [183]	$2464.5 \pm 1.1 \pm 1.9$	$38.7 \pm 5.3 \pm 2.9$
CDF(06) [197]	$2421.7 \pm 0.7 \pm 0.6$	$20.02 \pm 1.7 \pm 1.3$
BaBar(10) [233]	$2420.1 \pm 0.1 \pm 0.8$	$31.4 \pm 0.5 \pm 1.3$
ZEUS(13) [242]	$2423.1 \pm 1.5_{-0.1}^{+0.4}$	$38.8 \pm 5.0_{-5.4}^{+1.9}$
LHCb(13) [243]	$2419.6 \pm 0.1 \pm 0.7$	$35.2 \pm 0.4 \pm 0.9$
PDG [250]	2421.1 ± 0.7	27.4 ± 2.5
D_1^\pm		
TPS(89) [54]	$2443 \pm 2 \pm 1$	$41 \pm 19 \pm 8$
CLEOII(94) [80]	$2425 \pm 2 \pm 2$	$26_{-7}^{+8} \pm 4$
Belle(05) [189]	$2421 \pm 2 \pm 1$	$21 \pm 5 \pm 8$
ZEUS(13) [242]	$2421.9 \pm 4.7_{-1.2}^{+3.4}$	
PDG [250]	2423.2 ± 2.4	25 ± 6

Таблица 4. Измеренные значения массы и ширины D_0^* и D_1' -мезонов

Эксперимент	Масса (МэВ/ c^2)	Ширина (МэВ)
D_0^{*0}		
Belle(04) [180]	$2308 \pm 17 \pm 32$	$276 \pm 21 \pm 63$
FOCUS(04) [183]	$2407 \pm 21 \pm 35$	$240 \pm 55 \pm 59$
BaBar(09) [225]	$2297 \pm 8 \pm 20$	$273 \pm 12 \pm 48$
PDG [250]	2318 ± 29	267 ± 40
$D_0^{*\pm}$		
FOCUS(04) [183]	$2403 \pm 14 \pm 35$	$283 \pm 24 \pm 34$
$D_1'^0$		
Belle(04) [180]	$2427 \pm 26 \pm 25$	$384_{-75}^{+107} \pm 74$

мых пиков приведены в таблице 7.

1.2.1. Странные очарованные мезоны D_s

Странные очарованные мезоны содержат очарованный кварк и странный антикварк $c\bar{s}$ и являются изотопическим синглетом. Основные состояния обнаружены: D_s^+ – в 1983 [41, 45] и D_s^{*+} – в 1984 [31, 46] годах, и имеют массы $M_{D_s} = 1969.0 \pm 1.4$ МэВ/ c^2 и $M_{D_s^*} = 2112.1 \pm 0.4$ МэВ/ c^2 [250] соответственно. Как и в случае D -мезонов, для D_s мезонов существуют возбужденные состояния, спектр которых предсказывался в рамках потенциальных моделей [20, 47, 106, 137] и в расчётах на решетках [105].

Возбужденное состояние с угловым моментом импульса странного кварка $j_s = 3/2$ D_{s1}^+ было обнаружено в распадах на D^*K в экспериментах ARGUS [56, 70], CLEO [60, 75], E687 [76], BBCNC [81], OPAL [100], ALEPH [145], BaBar [200, 217], Belle [218], D0 [224] и ZEUS [228]. Тензорный мезон D_{s2}^+

Таблица 5. Предсказания масс (ГэВ) радиальных и D -волновых состояний в рамках различных моделей

Состояние	[47]	[106]	[137]
$D(2^{1/2}S_0)$	2.58	2.579	2.589
$D(2^{1/2}S_1)$	2.64	2.629	2.692
$D(1^{3/2}D_2)$	2.83		2.775
$D(1^{3/2}D_1)$	2.82		2.795
$D(1^{5/2}D_2)$	2.83		2.799
$D(1^{5/2}D_3)$	2.83		2.833

был открыт в эксперименте CLEOII [77] в распадах на DK , и его параметры были измерены более точно в экспериментах ARGUS [93], ALEPH [145], SELIX [175] и BaBar [202]. Измеренные значения масс этих мезонов находятся в хорошем согласии с теоретическими оценками.

По аналогии с обычными D^{**} мезонами ожидалось, что состояния с $j_s = 1/2$ имеют большую ширину и основную моду распада $D^{(*)}K$. Однако в 2003 году в экспериментах BaBar [165], CLEO [155] и Belle [173] в инклюзивных спектрах $D_s^+\pi^0$ был обнаружен узкий пик с массой 2317 МэВ/ c^2 . В экспериментах CLEO [155], Belle [173], BaBar [174, 179] был обнаружен пик, соответствующий массе 2459.9 МэВ/ c^2 , в спектре инвариантных масс $D_s^{*+}\pi^0$, $D_s^{*+}\gamma$. Сразу же, после открытия узких D_{sJ} состояний, Belle впервые наблюдал распады $B \rightarrow DD_{sJ}$ [169]. Полное восстановление распадов B позволило провести анализ угловых распределений и показать, что они согласуются с квантовыми числами 0^+ для $D_{sj}^+(2317)$ и 1^+ для $D_{sj}^+(2460)$ резонансов. Это позволило интерпретировать эти состояния как орбитальные возбуждения $c\bar{s}$ -системы с массами 2318 ± 1 МэВ/ c^2 и 23459.6 ± 0.9 МэВ/ c^2 , которые были измерены в экспериментах [155, 165, 169, 173, 174, 179, 200]. Измеренные значения масс оказались приблизительно на 160 МэВ/ c^2 ниже

Таблица 6. Параметры D^{**} состояний, измеренных в работе [233]

Состояние	мода	Масса (МэВ/ c^2)	Ширина (МэВ)
$D^*(2550)^0$	$D^+\pi^-$	$2539.4 \pm 4.5 \pm 6.8$	$130 \pm 12 \pm 13$
$D^*(2600)^0$	$D^+\pi^-$	$2608.7 \pm 2.4 \pm 2.5$	$93 \pm 6 \pm 13$
$D^*(2600)^+$	$D^0\pi^+$	$2601.3 \pm 3.7 \pm 4.2$	
$D^*(2750)^0$	$D^{*+}\pi^-$	$2752.4 \pm 1.7 \pm 2.7$	$71 \pm 6 \pm 11$
$D^*(2760)^0$	$D^+\pi^-$	$2763.3 \pm 2.3 \pm 2.3$	$60.9 \pm 5.1 \pm 3.6$
$D^*(2760)^+$	$D^0\pi^+$	$2769.7 \pm 3.8 \pm 1.5$	

теоретических предсказаний [20, 47, 105, 106, 137], это ниже порога рождения $D^{(*)}K$ систем, что объясняет малые ширины D_{s0}^{*+} и D_{s1}^{*+} , на которые на сегодняшний момент поставлены верхние пределы 3.8 МэВ и 3.8 МэВ соответственно.

Кроме состояний, которые интерпретируются как р-волновые состояния $s\bar{s}$ в эксперименте Belle [215] и BaBar [223], в распадах на $D^{(*)}K$ были обнаружены более высокие возбуждения. Наблюдаемые на сегодняшний день состояния приведены в таблице 8. Следует отметить, что в работе ЛНСб [249] был проведен Далиц-анализ распада $B_s^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^- \pi^+$, и было обнаружено, что резонанс $D_{sJ}^{*+}(2860)$ включает два перекрывающихся состояния: частицы со спином 1, массой $M(D_{s1}^{*-}(2860)) = 2859 \pm 12 \pm 6 \pm 23$ МэВ/ c^2 , шириной $\Gamma(D_{s1}^{*-}(2860)) = 159 \pm 23 \pm 27 \pm 72$ МэВ и частицы со спином 3, массой $M(D_{s3}^{*-}(2860)) = 2860.5 \pm 2.6 \pm 2.5 \pm 6.0$ МэВ/ c^2 , шириной $\Gamma(D_{s3}^{*-}(2860)) = 53 \pm 7 \pm 4 \pm 6$ МэВ.

Таблица 7. Параметры D^{**} состояний, измеренных в работе [243].

Состояние	мода	Масса (МэВ/ c^2)	Ширина (МэВ)
$D^*(2650)^0$	$D^{*+}\pi^-$	$2549.2 \pm 3.5 \pm 3.5$	$140.2 \pm 17.1 \pm 18.6$
$D^*(2760)^0$	$D^{*+}\pi^-$	$2761.1 \pm 5.1 \pm 6.5$	$74.4 \pm 3.4 \pm 37.0$
$D^*(2760)^0$	$D^+\pi^-$	$2760.1 \pm 1.1 \pm 3.7$	$74.4 \pm 3.4 \pm 19.1$
$D^*(2760)^+$	$D^0\pi^+$	$2771.7 \pm 1.7 \pm 3.8$	$66.7 \pm 6.6 \pm 10.5$
$D^*(2740)^0$	$D^{*+}\pi^-$	$2737.0 \pm 3.5 \pm 11.2$	$73.2 \pm 13.4 \pm 25.0$
$D^*(2580)^0$	$D^{*+}\pi^-$	$2579.5 \pm 3.4 \pm 5.5$	$177.5 \pm 17.8 \pm 46.0$
$D^*(3000)^0$	$D^{*+}\pi^-$	2971.8 ± 8.7	188.1 ± 44.8
$D^*(3000)^0$	$D^+\pi^-$	3008.1 ± 4.0	110.5 ± 11.5

1.3. Рождение D^{**} -состояний в e^+e^-

Как отмечалось в разделе 1.2., основные состояния D , D^* и р-волновые состояния с $j_q = 3/2$ впервые наблюдались на встречных e^+e^- пучках. Основным процессом рождения очарованных мезонов является реакция $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, которая даёт пару тяжёлых $c\bar{c}$ -кварков с большим относительным импульсом. Этот процесс происходит на малых расстояниях, и его сечение вычисляется в рамках теории возмущений. На следующем этапе на масштабе расстояний $\sim 1/\Lambda_{QCD}$ происходит процесс фрагментации, где формируются наблюдаемые адронные состояния, включающие тяжёлые кварки. Импульсное распределение имеет сплошной спектр от нуля до максимального кинематически возможного импульса (p_{max}) [201]. На рис. 3 показан инклюзивный спектр импульсов D и D^* , рождающихся при энергиях e^+e^- в области Υ -резонансов, полученный в работах CLEO [182] и Belle [196]. Похожий спектр будет наблюдаться и для рождения возбужденных состояний D^{**} . Изучая распределения инвариантных масс $D\pi$ и $D^*\pi$, можно обнару-

Таблица 8. Параметры $c\bar{s}$ -состояний

Состояние	Основные моды распада	Масса (МэВ/ c^2)	Ширина (МэВ) ($\tau(10^{-15}s)$)	J^P	Эксперименты
D_s^+		1969.0 ± 1.4	(500 ± 7)	0^-	[41, 45]
D_s^{*+}	$D_s^+\gamma, D_s^+\pi^0$	2112.3 ± 0.5	< 1.9	1^-	[31, 46]
$D_{s0}^{*+}(2317)$	$D_s^+\pi^0$	2318.0 ± 1.0	< 3.8	0^+	[155, 165, 169, 173, 174, 179, 200]
$D_{s1}^+(2460)$	$D_s^{*+}\pi^0, D_s^+\gamma$ $D_s^+\pi^+\pi^-$ $D_{s0}^{*+}(2317)\gamma$	2459.5 ± 0.6	< 3.5	1^+	[155, 169, 174, 179, 199]
$D_{s1}^+(2536)$	$D^{*+}K^0, D^{*0}K^+,$ $D^+\pi^-K^+$	2535.18 ± 0.24	< 2.3	1^+	[56, 60, 70, 228] [76, 81, 145, 200, 217, 224]
$D_{s2}^{*+}(2573)$	D^0K^+	2571.9 ± 0.8	17 ± 4	2^+	[77, 93, 145, 175, 202, 236, 249]
$D_{s1}^{*+}(2700)$	DK, D^*K	2709 ± 4	117 ± 13	1^-	[215, 223, 237]
$D_{sJ}^{*+}(2860)$	DK, D^*K	$2863.2_{-2.6}^{+4}$	58 ± 11	?	[223, 237, 249]
$D_{sJ}^{*+}(3040)$	DK, D^*K	3044_{-10}^{+31}	239_{-56}^{+58}	?	[223]

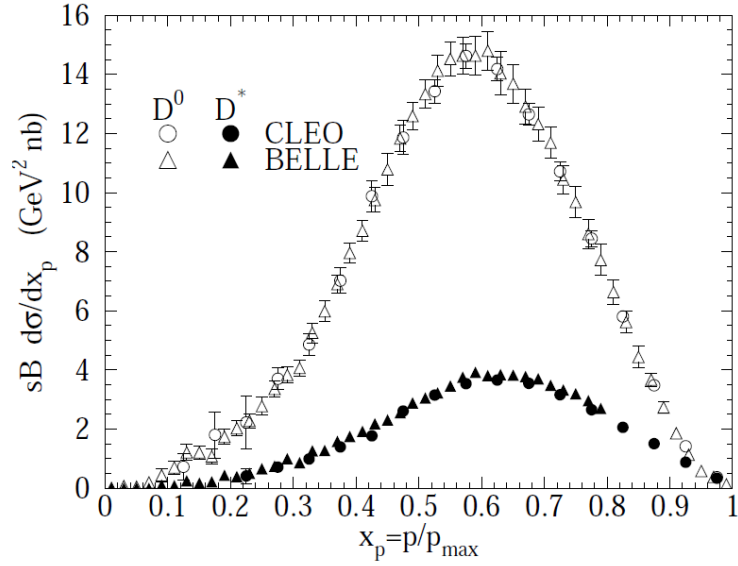


Рис. 3. Инклюзивное сечение рождения D и D^* мезонов в реакции e^+e^- при $\sqrt{s} = 10.6$ ГэВ [182, 196]

жить узкие состояния с $j_q = 3/2$ и измерить их параметры, как было сделано в экспериментах ARGUS, [55, 57, 59], CLEO [60, 79, 80] и детекторах на LEP [99, 100, 108]. Наличие комбинаторного фона затрудняет выделение состояний с $j_q = 1/2$, так как ширина пиков сравнима с характерным масштабом изменения комбинаторного фона. Выделение широких состояний требует анализа угловых распределений для разделения сигнальных событий и фона. Это требует большого набора экспериментальных данных, и знания угловых распределений для сигнальных и фоновых событий, что как правило, имеет большую модельную неопределённость. Примером такого анализа может служить анализ, проведенный ВаВаг [233], который в инклюзивном спектре позволил выделить вклад нескольких состояний, как показано на рис. 4.

Механизм образования и поляризация рождающихся очарованных мезонов были проанализированы в работе [82]. Состояния D'_1 , D_0^* имеют большую ширину распада Γ , превышающую разницу масс этих состояний Δ , которая много больше парциальной ширины распада $D'_1 \rightarrow D_0^* \gamma$. В случае

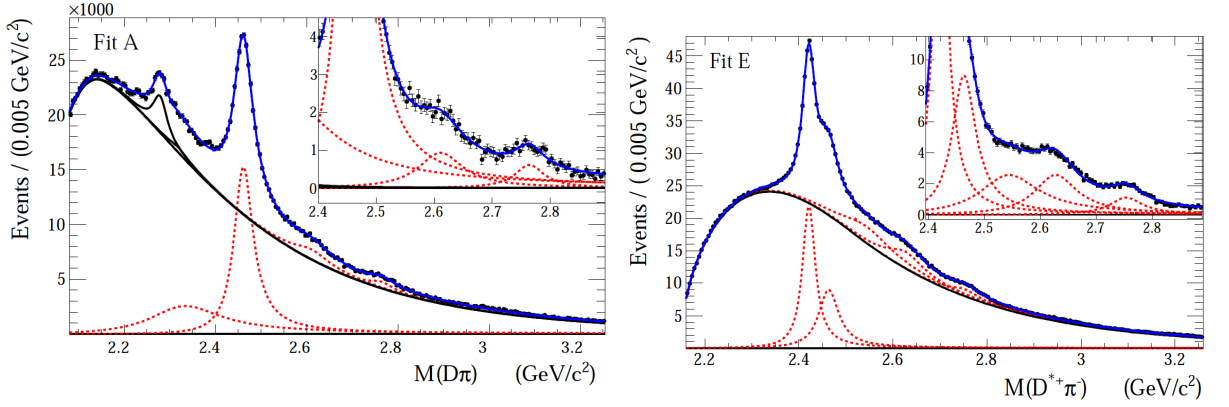


Рис. 4. Распределение инвариантных масс системы $D^+\pi^-$ (слева) и $D^{*+}\pi^-$ (справа), полученное в эксперименте BaBar [233]

неполяризованных пучков, состояния D'_1 и D_0^* рождаются в соотношении 3:1, и D'_1 – неполяризованы.

В случае состояний с $j_q = 3/2$, ($\Delta \gg \Gamma \gg \gamma$) на поляризацию мезонов, содержащих тяжёлые кварки, влияют не только эффекты нарушения факторизации $1/m_c$, но и подавление по фазовому объёму процессов фрагментации на последних стадиях. Если характеризовать рождение состояний с $j_q = 3/2$ величиной $w_{3/2}$, описывающей вероятность рождения состояний с проекцией спина на ось фрагментации:

$$p\left(\frac{3}{2}, j\right) = \left(\frac{1}{2}w_{3/2}, \frac{1}{2}(1 - w_{3/2}), \frac{1}{2}(1 - w_{3/2}), \frac{1}{2}w_{3/2}\right), \quad (1.12)$$

угловое распределение пиона от распада $D_2^* \rightarrow D\pi$ имеет вид:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta}(D_2^* \rightarrow D\pi) = \frac{1}{4} \left(1 + 3\cos^2\theta - 6w_{3/2}(\cos^2\theta - \frac{1}{3})\right), \quad (1.13)$$

где θ – угол между направлением вылета пиона и осью фрагментации в системе D^{**} . Аналогичное выражение для процесса $D_2^* \rightarrow D^*\pi$ имеет вид:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta}(D_2^* \rightarrow D^*\pi) = \frac{3}{8} \left(1 + \cos^2\theta - 2w_{3/2}(\cos^2\theta - \frac{1}{3})\right). \quad (1.14)$$

Для случая распада состояния $D_1 \rightarrow D^*\pi$, угловое распределение пиона

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta}(D_1 \rightarrow D^*\pi) = \frac{3}{8} \left(1 + \cos^2\theta - 2w_{3/2}(\cos^2\theta - \frac{1}{3})\right), \quad (1.15)$$

что совпадает с выражением (1.14). Однако, в случае наличия примеси S-волнового слагаемого, распад D_1 будет описываться функцией:

$$\Psi(\theta, \phi) = Y_{2m}(\theta, \phi) - S/DY_{00}(\theta, \phi)e^{i\eta}, \quad (1.16)$$

где S/D характеризует $D_1 - D'_1$ смешивание и их относительные амплитуды, а η – фаза смешивания. В этом случае выражение 1.14 приобретает вид:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta}(D_1 \rightarrow D^*\pi) = \frac{1}{1 + (S/D)^2} \frac{3}{8} \left(1 + \cos^2\theta + \frac{4}{3}(S/D)^2 - \frac{2}{3}(S/D) \cos\eta(1 - \cos^2\theta) - 2w_{3/2}(\cos^2\theta - \frac{1}{3} - \frac{2}{3}(S/D) \cos\eta(1 - \cos^2\theta)) \right). \quad (1.17)$$

Таким образом, измерение угловых распределений продуктов распада D_1 , даёт возможность определить углы смешивания $D_1 - D'_1$.

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

Изучение рождения D^{**} состояний в распадах B -мезонов имеет несколько преимуществ с экспериментальной точки зрения. Фиксированные квантовые числа 0^- начального состояния позволяют выделять вклады различных промежуточных состояний, изучая угловые распределения продуктов распада. Амплитуды рождения и распадов D^{**} в этом случае имеют меньше неоднозначностей по сравнению с инклюзивными амплитудами, что позволяет получить меньшие модельные неопределённости. Кроме того, полное восстановление распадов B и выделение их с использованием кинематических переменных позволяет получить наборы данных с малой долей фоновых событий, что даёт возможность уменьшить систематические ошибки, связанные с фоном.

В распадах B мезонов D^{**} -состояния могут рождаться как в полулептонных, так и в адронных модах. Примером первого случая являются процессы $B^- \rightarrow D^{**0}l^-\bar{\nu}$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}l^-\bar{\nu}$, которые описываются диаграммами

Фейнмана, показанными на рис. 5. Квадрат матричного элемента этого рас-

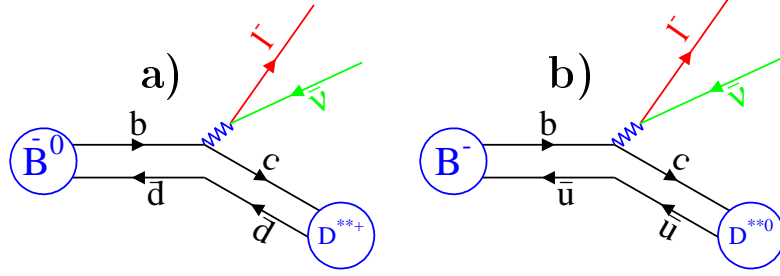


Рис. 5. Диаграммы рождения D^{**} в полулептонных распадах B -мезонов

пада может быть представлен в виде [107]:

$$|A_{sl}|^2 = \frac{G_F^2}{2} |V_{cb}|^2 L_{\mu\nu} H^{\mu\nu}, \quad (1.18)$$

где $L_{\mu\nu}$ - лептонный тензор, а $H^{\mu\nu}$ описывает переход $B \rightarrow D^{**}$:

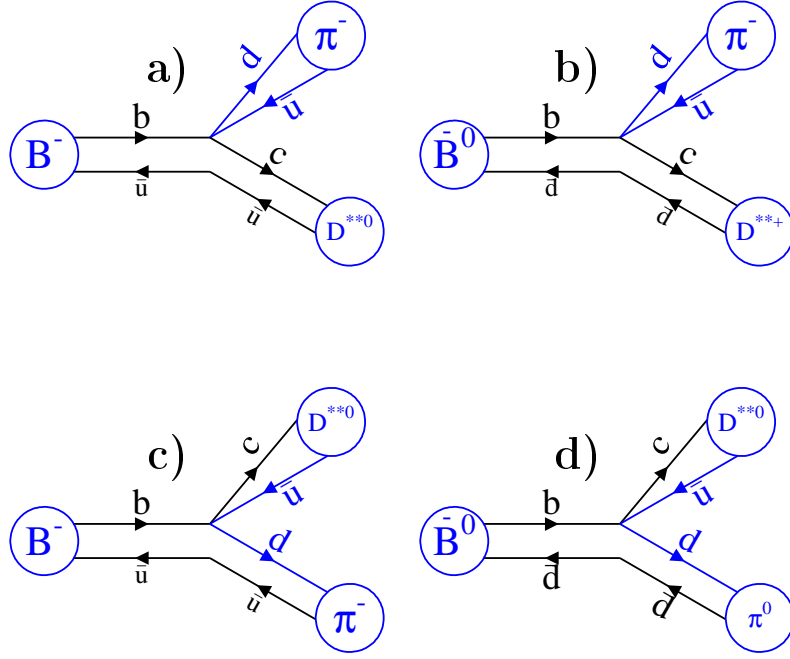
$$H_{\mu\nu} = \langle D^{**} | \bar{c} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) | B \rangle \langle B | \bar{b} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) c | D^{**} \rangle. \quad (1.19)$$

В случае адронных распадов $B \rightarrow D^{**} \pi$ кроме древесных диаграмм рис. 6(a,b), похожих по структуре на рис. 5, имеются диаграммы рис. 6(c,d), амплитуда которых подавлена по цвету.

Эффективный Гамильтониан для перехода $b \rightarrow c \bar{u} d$ имеет вид [107]:

$$H_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{ud}^* \{ c_1(\mu) (\bar{d}u) (\bar{c}b) + c_2(\bar{c}u) (\bar{d}b) + \dots \}, \quad (1.20)$$

где скобками $(\bar{d}u) = \bar{d} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u$ обозначен левый, синглетный по цвету кварковый ток, c_i - коэффициенты Вильсона, которые на массе b-кварка $\mu = m_b$, рассчитанные в следующем к лидирующему вкладу приближении, составляют $c_1(m_b) \approx 1.1$ и $c_2(m_b) \approx -0.3$. Эти коэффициенты учитывают короткодействующие поправки за счёт обмена жестким глюоном. На осно-

Рис. 6. Диаграммы распадов $B \rightarrow D^{**}\pi$ -мезонов

вании этого Гамильтониана записываются амплитуды перехода [107]:

$$\begin{aligned}
 A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-) &= \left(c_1 + \frac{c_2}{N_c}\right) \langle D^{**+}\pi^- | (\bar{d}u)(\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle & (1.21) \\
 &+ 2c_2 \langle D^{**+}\pi^- | (\bar{d}t^a u)(\bar{c}t^a b) | \bar{B}^0 \rangle \\
 A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0) &= \left(c_2 + \frac{c_1}{N_c}\right) \langle D^{**0}\pi^0 | (\bar{c}u)(\bar{d}b) | \bar{B}^0 \rangle \\
 &+ 2c_1 \langle D^{**0}\pi^0 | (\bar{c}t^a u)(\bar{d}t^a b) | \bar{B}^0 \rangle,
 \end{aligned}$$

где t^a – $SU(3)$ -матрица цветового взаимодействия. Амплитуда распада $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$ может быть выражена из изотопической симметрии:

$$A(B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-) = A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-) - \sqrt{2}A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0). \quad (1.22)$$

Амплитуда распада $A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-)$ включает факторизуемую часть:

$$A_{fact} = \langle \pi^- | (\bar{d}u) | 0 \rangle \langle D^{**+} | (\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle, \quad (1.23)$$

и дополнительные слагаемые, описывающие нефакторизуемые поправки, они выражаются через адронные параметры ε_1 и ε_8 :

$$\begin{aligned}\langle D^{**+}\pi^- | (\bar{d}u)(\bar{c}b) | \bar{B}^0 \rangle &= (1 + \varepsilon_1(\mu))A_{fact} \\ \langle D^{**+}\pi^- | (\bar{d}t^a u)(\bar{c}t^a b) | \bar{B}^0 \rangle &= 1/2\varepsilon_8(\mu)A_{fact}.\end{aligned}\quad (1.24)$$

Таким образом, вводя коэффициент $a_1 = (c_1(\mu) + \frac{c_2(\mu)}{N_c})(1 + \varepsilon_1(\mu)) + c_2(\mu)\varepsilon_8(\mu)$, который оказывается близким к единице, мы можем выразить амплитуду этого перехода через A_{fact} :

$$A(B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-) = a_1 A_{fact}.\quad (1.25)$$

Факторизуемая амплитуда выражается через константу связи f_π и функции Изгур-Вайса $\tau_{1/2}$, $\tau_{3/2}$. Квадраты матричных элементов для различных D^{**} [188]:

$$\begin{aligned}|\mathcal{M}(\bar{B}^0 - D_{2(3/2)}^{*+}\pi^-)|^2 &= 2m_D m_B (m_B + m_D)^2 (w_0^2 - 1)^2 a_1^2 f_\pi^2 |\tau_{3/2}(w_0^2)|^2 \\ |\mathcal{M}(\bar{B}^0 - D_{1(3/2)}^+\pi^-)|^2 &= 2m_D m_B (m_B - m_D)^2 (w_0 + 1)^2 (w_0^2 - 1)^2 a_1^2 f_\pi^2 |\tau_{3/2}(w_0^2)|^2 \\ |\mathcal{M}(\bar{B}^0 - D_{1(1/2)}^+\pi^-)|^2 &= 4m_D m_B (m_B - m_D)^2 (w_0^2 - 1)^2 a_1^2 f_\pi^2 |\tau_{1/2}(w_0^2)|^2 \\ |\mathcal{M}(\bar{B}^0 - D_{0(1/2)}^{*+}\pi^-)|^2 &= 4m_D m_B (m_B + m_D)^2 (w_0^2 - 1)^2 a_1^2 f_\pi^2 |\tau_{1/2}(w_0^2)|^2.\end{aligned}\quad (1.26)$$

Амплитуда распада $A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0)$ выражается аналогичным образом, но через другой переход:

$$A_{fact1} = \langle D^{**0} | (\bar{c}u) | 0 \rangle \langle \pi^0 | (\bar{d}b) | \bar{B}^0 \rangle,\quad (1.27)$$

где $\langle \pi^0 | (\bar{d}b) | \bar{B}^0 \rangle$ выражается через переходной формфактор, а $\langle D^{**0} | (\bar{c}u) | 0 \rangle$ – через константы связи $f_{D^{**}}$, $a_2 = (c_2(\mu) + \frac{c_1(\mu)}{N_c})(1 + \varepsilon_1(\mu)) + c_1(\mu)\varepsilon_8(\mu)$. Однако для состояний $j = 3/2$ (D_1 и D_2^*) в приближении тяжёлых кварков, константы связи равны нулю. Для этих состояний вклад могут давать нефакторизуемые поправки, которые можно представить в виде [107]:

$$-\sqrt{2}A(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0}\pi^0) = \bar{a}_2 A_{fact},\quad (1.28)$$

где

$$\bar{a}_2 = a_1 = \left(c_2(\mu) + \frac{c_1(\mu)}{N_c} \right) \delta_1(\mu) + c_1(\mu) \delta_8(\mu), \quad (1.29)$$

где согласно [107] $\frac{\bar{a}_2}{a_1} = \delta_8 = O(1/N_c)$. Таким образом, для узких ($j = 3/2$) состояний, выполняются условия:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**0} \pi^0)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+} \pi^-)} &= 1/2 |\delta_8(m_b)|^2 \\ \frac{\Gamma(B^- \rightarrow D^{**0} \pi^-)}{\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+} \pi^-)} &= |1 + \delta_8(m_b)|^2. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Задачей экспериментального исследования является измерение параметров, предсказываемых теоретическими моделями, что позволит определить, какая из моделей обеспечивает наиболее близкое к реальности описание. В-фабрики с высокой светимостью обеспечили новый уровень точности, что позволяет проверять предсказания спектра масс D^{**} состояний, точность выполнения правил сумм КХД в распадах B -мезонов и ЭТТК.

Глава 2

Коллайдер КЕКВ и детектор Belle

Основными задачами эксперимента Belle являлись изучение CP-асимметрии в различных распадах B -мезонов и измерение редких распадов B . Вероятности индивидуальных мод распада B имеют величины $10^{-4} \div 10^{-6}$, и для их наблюдения и точного измерения CP-асимметрии необходимо произвести сотни миллионов B -мезонов, что накладывает высокие требования на светимость коллайдера. Исторически специализированные установки с высокой светимостью для рождения B -мезонов носят название B -фабрики. Наряду с КЕКВ в мире было еще несколько проектов, которые можно рассматривать как B -фабрики (см. таблицу 9). Tevatron и LHC – адронные машины, сечение рождения $B\bar{B}$ -пар на них заметно выше, чем на e^+e^- коллайдерах, однако в адронных соударениях существенно более высокий уровень сечения фоновых событий. CESR и PEP-II – установки с электрон-позитронными встречными пучками, работавшие на энергии $\Upsilon(4S)$ резонанса. Для

Таблица 9. B -фабрики

Ускоритель	Тип	Детектор	Светимость	Центр
КЕКВ	асимметричные e^+e^-	Belle	2.1×10^{34}	КЕК
CESR	симметричные e^+e^-	CLEO III	10^{33}	Cornell
PEP-II	асимметричные e^+e^-	BaBar	10^{34}	SLAC
Tevatron	$p\bar{p}$	BTeV		FNAL
LHC	pp	LHCb		CERN

измерения зависящей от времени CP-асимметрии требуется анализировать

эволюцию волновой функции B -мезона во времени. Это требует наличие возможности измерения разности длин пролета B -мезонов. Основная проблема, возникающая при этом, связана с тем, что B -мезоны в распаде покоящегося $\Upsilon(4S)$ имеют очень маленькую скорость, и длина их пробега меньше пространственного разрешения современных трековых систем. Это приводит к сложности измерения CP-асимметрии в смешивании на симметричных e^+e^- коллайдерах. Для решения этой проблемы было предложено использовать e^+e^- коллайдеры, в которых энергии пучков электронов и позитронов различные – асимметричные коллайдеры – так, чтобы рожденные $\Upsilon(4S)$, а, следовательно, и $B\bar{B}$ -пары, имели значительную продольную скорость, что позволило увеличить длину пробега и сделало возможным измерение разности времени между распадами B -мезонов, рожденных в одном событии.

Детектор для измерения CP-нарушения в смешивании должен обеспечивать реконструкцию распадных вершин B -мезонов с высокой точностью порядка 100 мкм. Центральная Дрейфовая Камера (CDC) не позволяет обеспечить требуемую точность определения вершины, что приводит к необходимости использования дополнительного трекового детектора, расположенного вблизи области взаимодействия, и позволяющего определять положение вершины взаимодействия с высоким пространственным разрешением. Средняя множественность в событии $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ составляет 10 заряженных треков и 5 нейтральных адронов (в основном π^0 , распадающихся на фотоны). Необходимость регистрации большого количества частиц в событии требует как можно больший телесный угол детектора и высокой эффективности восстановления как заряженных треков, так и фотонов в широком диапазоне энергий.

Для обеспечения возможности разделения конечных состояний с одинаковым количеством различных адронов, например, двухадронных распадов: $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-/K^+\pi^-/K^+K^-$, детектор должен иметь хорошее импульсное разрешение для заряженных частиц ($\Delta p/p < 0.5\%$) и систему идентификации, позволяющую различать каоны от пионов до импульса 4.5 ГэВ/с. Для опре-

деления аромата B -мезонов требуется эффективно разделять каоны и пионы при относительно малых импульсах, а также иметь возможность идентифицировать лептоны (электроны и мюоны).

Источниками фотонов в распадах B -мезонов в основном являются нейтральные пионы. Из-за высокой множественности средняя энергия их невелика, порядка сотни МэВ. Однако имеется целый ряд интересных для изучения распадов B с малой множественностью, таких как $B \rightarrow K^*\gamma$ и $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, энергия фотонов в которых может достигать нескольких ГэВ. В распадах $D^{*0} \rightarrow \pi^0 D^0$, $D^{*0} \rightarrow \gamma D^0$ энергия фотонов может составлять десятки МэВ. Из этого следует, что электромагнитный калориметр должен иметь высокое разрешение и эффективность регистрации в диапазоне энергий фотонов от 20 МэВ до максимальной энергии пучка.

Высокая светимость В-фабрик достигается использованием больших токов сталкивающихся пучков, что приводит к высокой фоновой нагрузке. Триггер и система сбора данных детектора должны обеспечивать возможность подавления фоновой загрузки, сохраняя высокую эффективность записи информации сигнальных событий. Детектор Belle, работавший на В-фабрике в КЕК, был сконструирован так, чтобы в полной мере удовлетворять перечисленным требованиям.

Данная глава организована следующим образом: в разделе 2.1. дано описание В-фабрики КЕКВ, затем в разделах 2.2. и 2.3. описаны основные системы детектора Belle. В разделе 2.4. приведено подробное описание электромагнитного калориметра, в создание и эксплуатацию которого команда ИЯФ СО РАН внесла существенный вклад.

2.1. Коллайдер КЕКВ

КЕКВ – В-фабрика с асимметричными электрон-позитронными пучками – была сконструирована и построена в Исследовательской лаборатории

ускорителей высоких энергий (КЕК) в городе Цукуба в Японии. Рисунок 7 показывает общий вид установки КЕКВ. Коллайдер имеет два независимых накопительных кольца: одно для электронов, другое для позитронов, которые смонтированы в туннеле бывшего ускорительного комплекса TRISTAN. Длина окружности коллайдера составляет около 3 км. Электронный пучок имеет энергию 8.0 ГэВ и летит в направлении по часовой стрелке по кольцу высокой энергии (HER), а позитронный пучок – 3.5 ГэВ, двигаясь навстречу по кольцу малой энергии (LER).

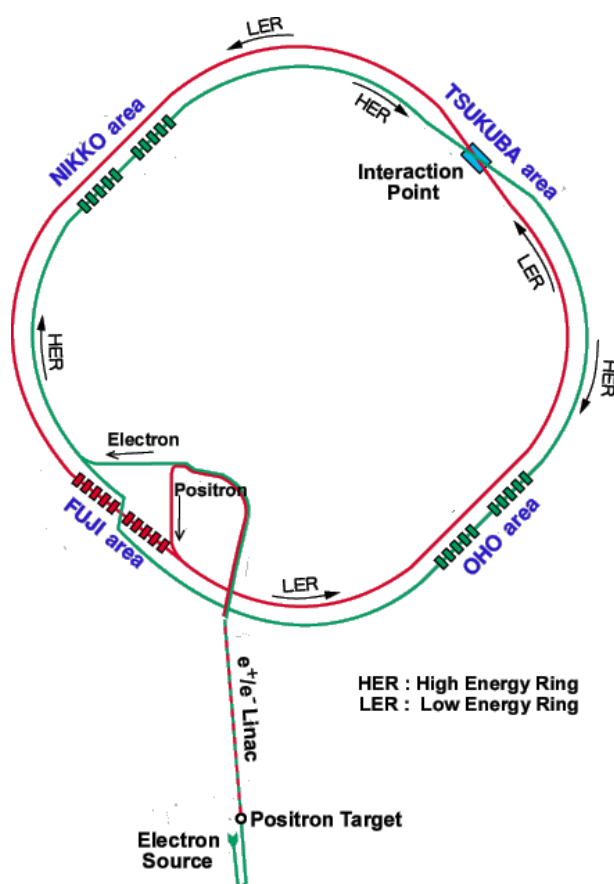


Рис. 7. Общий вид установки КЕКВ

Столкновение пучков происходит в единственном месте встречи, где расположен детектор Belle. Скорость продольного движения системы, образующейся в результате взаимодействия начальных частиц, характеризуется фактором Лоренца $\beta\gamma = 0.45$.

Основные проектные параметры КЕКВ приведены в таблице 10. За-

дача получения максимальной светимости решается за счёт использования многосгусткового режима работы ускорителя. В проекте использовалось около 1500 сгустков в каждом пучке. Для подавления взаимодействия соседних сгустков в паразитном месте встречи используется схема столкновения пучков под углом 22 мрад. Столкновение под углом значительно упрощает оптику участка встречи. Для получения предельной светимости установки необходимо сохранить минимальный эмиттанс пучков при максимальном значении тока. Подробная структура КЕКВ обсуждается в [172, 241].

Таблица 10. Параметры КЕКВ. В скобках показаны проектные параметры установки

Параметр	LER	HER	Единица изм.
Частицы	e^+	e^-	
Длина орбиты (C)	3016.26		м
Частота ВЧ (f)	508.88		МГц
Энергия (E)	3.5	8.0	ГэВ
Светимость (\mathcal{L})	$2.108(1) \times 10^{34}$		$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$
Угол столкновения (θ_x)	± 11		мрад
Ток пучка (I)	1.637(2.6)	1.188(1.1)	А
Ток одного сгустка	1.03(0.57)	0.75(0.24)	мА
Число сгустков (N_B)	1585(4600)		
Вертикальный размер пучков (σ_y)	0.94(1.34)		мкм
Бета функция (β_x/β_y)	120/0.59(0.33/0.01)		м
ξ_x	0.127(0.039)	0.102(0.039)	
ξ_y	0.039(0.052)	0.090(0.052)	
Время жизни τ	133	200	мин
Интегральная светимость ($\int \mathcal{L} dt$)	1.041		фб^{-1}

Работа установки КЕКВ началась в декабре 1998 года. Первое столкновение пучков было получено в феврале, а первая светимость с детектором Belle - в мае 1999 года. Эксперимент продолжался в течение 11 лет до июня 2010 года. В начале 2004 года КЕКВ перешел к работе в режиме непрерывной инжекции, что позволило на 26% повысить среднюю светимость установки. КЕКВ достиг пиковой светимости $2.1 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ с током электронного пучка 1.6 А и позитронного 1.2 А, что более чем в два раза превышает проектное значение.

2.2. Детектор Belle

Международная коллаборация Belle включает около 400 физиков из более чем 60 лабораторий пятнадцати стран (Австралии, Австрии, Германии, Индии, Италии, Китая, Кореи, Польши, России, Словении, США, Тайваня, Филиппин, Швейцарии, Японии).

Схема детектора Belle изображена на рис. 8. Детектор включает несколько подсистем, выполняющих следующие функции: измерение импульсов и параметров треков заряженных частиц трековой системой, определение углов и энергий фотонов в калориметре, а также определение типов зарегистрированных частиц. Система координат, которая используется в дальнейшем, определена таким образом, что ось z выбрана вдоль направления электронного пучка. Детектор имеет азимутальную симметрию, поэтому удобно использовать полярную систему координат с азимутальным углом ϕ , определённым таким образом, что $\phi = 0$ соответствует направлению внутрь кольца КЕКВ, а полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z .

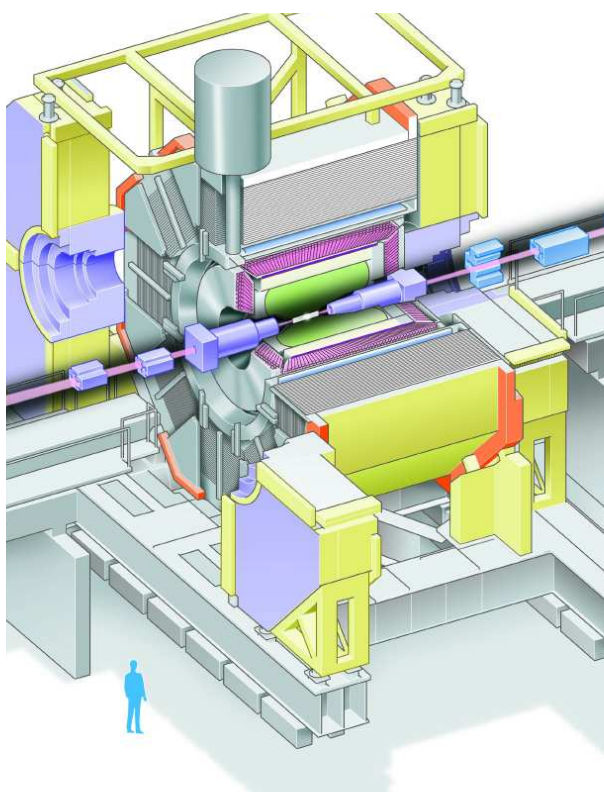


Рис. 8. Общий вид детектора Belle

2.2.1. Трековая система

Импульс заряженной частицы однозначно связан с радиусом кривизны её траектории в магнитном поле. В общем случае заряженная частица в однородном магнитном поле движется по спирали с радиусом, пропорциональным поперечному по отношению к направлению магнитного поля импульсу. Для описания спиральной траектории необходимо пять независимых параметров. Для реконструкции треков в Belle используется следующий набор параметров: координаты точки на треке, ближайшей к началу системы координат, продольная и поперечная проекции импульса к оси магнитного поля.

Траектории заряженных частиц восстанавливаются Центральной Дрейфовой камерой (CDC) [125], схема которой показана на рис. 9. Дрейфовая камера располагается в близком к однородному магнитном поле с индукци-

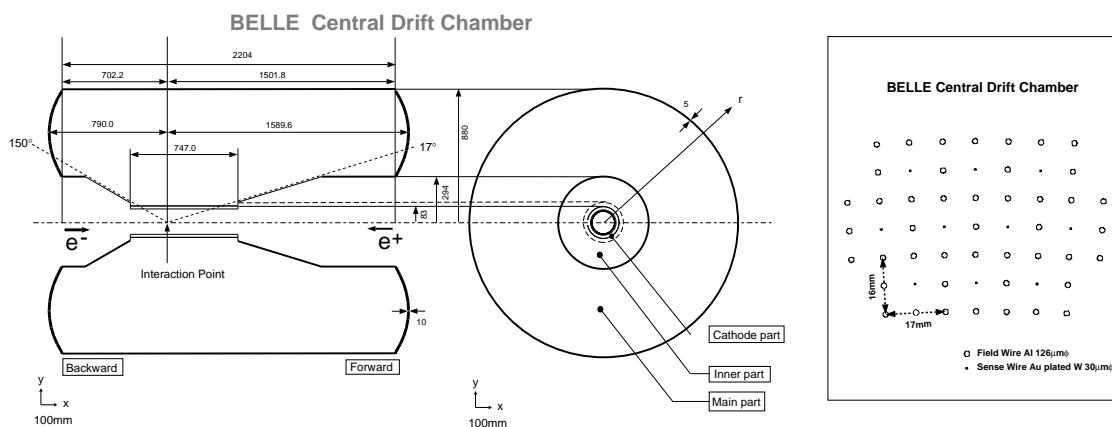


Рис. 9. Центральная дрейфовая камера детектора Belle

ей $B=1.5$ Т, которое создаётся сверхпроводящим соленоидом радиусом 1.7 м и длиной 4.4 м, расположенным соосно с вакуумной камерой ускорителя. Дрейфовая камера включает 8400 дрейфовых ячеек четырёхугольной формы и размером 16×17 мм, образующих 50 цилиндрических слоев, которые расположены вокруг области взаимодействия пучков. Каждая ячейка состоит из одной чувствительной и шести потенциальных проволочек, между которыми подаётся напряжение, необходимое для получения заданного газового усиления. При малых импульсах частиц импульсное разрешение определяется многократным рассеянием частиц в веществе дрейфовой камеры. Для уменьшения многократного рассеяния потенциальные проволочки изготовлены из алюминия, а в качестве рабочей среды выбрана газовая смесь, состоящая из 50% гелия и 50% этана. Первичная ионизация, создаваемая пролетевшей заряженной частицей, дрейфует в электрическом поле ячейки к чувствительной проволочке, усиливается вблизи неё и создаёт на ней электрический импульс, время появления которого прямо пропорционально расстоянию дрейфа. Зная конфигурацию электрического и магнитного полей, скорость дрейфа, время, прошедшее между взаимодействием пучков и появлением сигнала в ячейках камеры, можно восстановить траекторию заряженной частицы.

Для измерения продольной компоненты импульса частицы треть яче-

ек повернута на небольшой (от 42.5 до 72.1 мрад) угол относительно оси Z, формируя так называемые стереослои. Измеряя поперечное смещение между участками траектории частицы, реконструированными в стерео- и аксиальных слоях, мы определяем продольную координату трека. Полное количество измерений на треке зависит от полярного угла и поперечного импульса частицы. На трек в среднем восстанавливается от 20 до 30 точек в аксиальных и от 10 до 20 в стерео слоях. Это позволяет получить импульсное разрешение для частицы лучше 1%:

$$\left(\frac{\sigma_{p_t}}{p_t}\right)^2 = (0.0019p_t)^2 + 0.0034^2,$$

где p_t - поперечный импульс в ГэВ/с.

Хотя дрейфовая камера позволяет определять импульс заряженных частиц с высокой точностью, её пространственного разрешения недостаточно для восстановления вершин распада В-мезонов, что необходимо для изучения CP-нарушения. Для определения точки вылета частиц из области взаимодействия пучков в детекторе Belle используется Кремниевый Вершинный Детектор (SVD) [122]. До лета 2003 года в детекторе использовался трёхслойный SVD1, а позже - четырёхслойный SVD2 [204]. Общий вид SVD показан на рис. 10. Это устройство состоит из трёх/четырёх слоев двухкоординатных кремниевых детекторов (DSSD). Чувствительные элементы SVD расположены сразу же за бериллиевой вакуумной камерой вблизи места взаимодействия пучков на расстоянии $r = 30$ мм, 45.5 мм и 60.5 мм для трёх слоев SVD1, и $r = 20$ мм, 43 мм 65 и 88 мм для SVD2 соответственно. Детекторы являются двуслойными с чувствительными полосками на p -стороне, параллельными, а на n -стороне перпендикулярными оси пучков, что позволяет измерять обе координаты точки пересечения траектории частицы с плоскостью детектора.

Каждый слой SVD состоит из 8, 10 и 14 (6,12,18 и 18) отдельных детекторов соответственно. Общее число считываемых каналов электроники около 82(150) тысяч. Детекторы одного слоя располагаются с небольшим

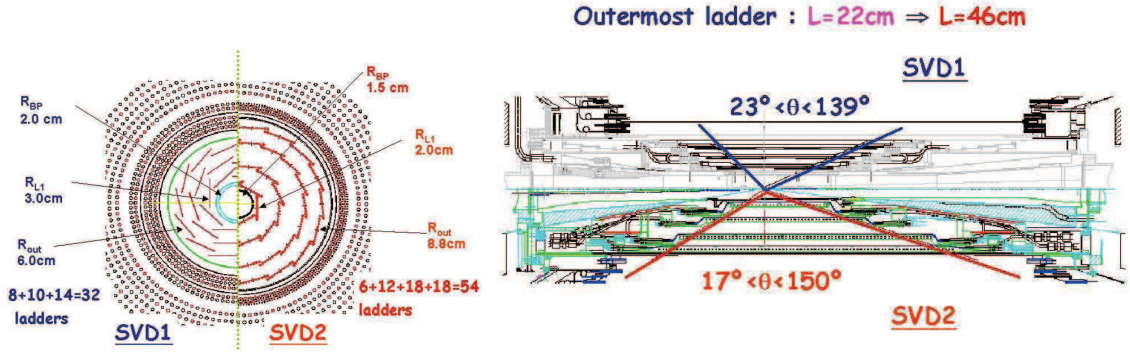


Рис. 10. Кремниевый вершинный детектор

перекрытием таким образом, чтобы пролетевшая частица была бы зарегистрирована, по крайней мере, одним детектором. Чувствительная область SVD перекрывает диапазон углов от $23(17)^\circ$ до $139(150)^\circ$, что соответствует $87(93)\%$ от полного телесного угла в системе центра масс сталкивающихся частиц. Информация вершинного детектора объединяется с результатом реконструкции заряженных частиц в CDC, и по двум системам уточняются значения импульса и координат точки вылета каждого восстановленного трека. Пространственная точность измерения точки вылета частицы из области взаимодействия пучков параметризуется следующими выражениями:

$$\sigma_{r\phi}^2 = 19^2 + \left(\frac{54}{p\beta \sin^{3/2} \theta} \right)^2; \quad \sigma_z^2 = 42^2 + \left(\frac{44}{p\beta \sin^{5/2} \theta} \right)^2,$$

для SVD1 и

$$\sigma_{r\phi}^2 = 17^2 + \left(\frac{34}{p\beta \sin^{3/2} \theta} \right)^2; \quad \sigma_z^2 = 26^2 + \left(\frac{33}{p\beta \sin^{5/2} \theta} \right)^2,$$

для SVD2, где p — импульс частицы в ГэВ/ c , а $\sigma_{r\phi}$ и σ_z координатное разрешение— в $\mu\text{м}$.

2.2.2. Калориметры детектора Belle

Для регистрации энергии и углов фотонов служат два калориметра: основной электромагнитный калориметр (ECL) и калориметр малых углов

(EFC). В создание ECL большой вклад был сделан сотрудниками Института ядерной физики, и его описанию будет посвящен отдельный раздел диссертации.

Калориметр малых углов позволяет увеличить телесный угол основного калориметра, покрывая телесный угол от 6.4° до 11.5° в передней части и от 163.3° до 171.2° в заднем торце. Обе части калориметра закреплены непосредственно на торцах компенсирующих соленоидов ускорителя КЕКВ [126, 154].

Детектор разбит на 32 сегмента по углу ϕ и на 5 секций по θ . Трёхмерный вид счётчиков калориметра показан на рис. 11. Свет с каждого счётчика считывается кремниевым фотодиодом площадью 1 см^2 и поступает на предусилитель, закрепленный на счётчике.

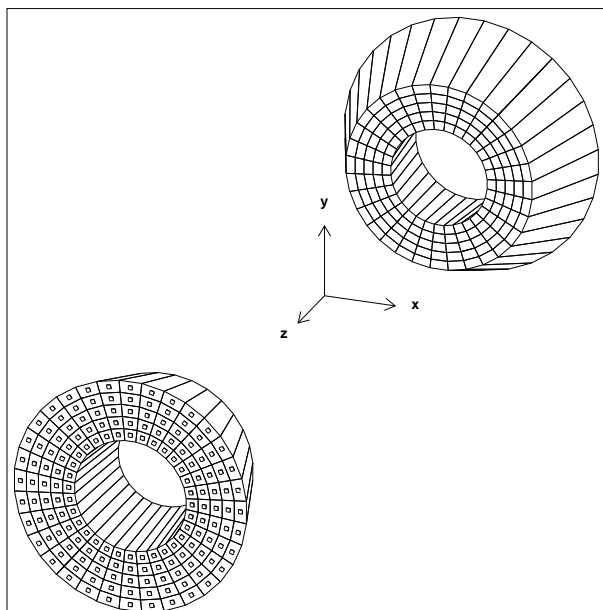


Рис. 11. Вид переднего и заднего детектора EFC

Кроме основной функции, EFC уменьшает фон в дрейфовой камере, используется как монитор пучка и позволяет измерять светимость установки.

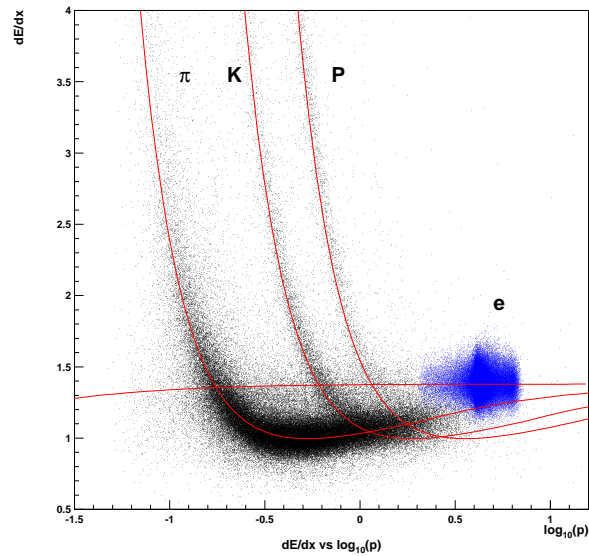


Рис. 12. dE/dx в зависимости от импульса частицы. Точками показаны экспериментальные данные, кривыми – ожидаемые энергетические потери для различных типов частиц.

2.2.3. Идентификация частиц

Система идентификации частиц является важнейшей системой детектора, информация с которой используется для любого физического анализа. В детекторе Belle для идентификации адронов используется информация с трёх подсистем: амплитуды dE/dx с дрейфовой камеры, время пролета частиц со времени-пролетных (TOF) счётчиков и амплитуда сигналов с черенковских пороговых счётчиков.

Наряду с реконструкцией треков заряженных частиц, с дрейфовой камеры можно извлечь информацию о типе зарегистрированной частицы. Величина сигнала в каждой ячейке пропорциональна величине первичной ионизации, выделенной прошедшей частицей.

Средние ионизационные потери являются функцией скорости частицы β и определяются известным выражением [1, 12]:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right],$$

где T_{\max} - максимальная кинетическая энергия, которая может быть передана электрону в процессе ионизации, I - средняя энергия ионизации атомов среды, δ - фактор, учитывающий эффект плотности. При определённом импульсе частицы с разной массой имеют различные ионизационные потери на единицу длины пути. На рис. 12 показаны измеренные средние ионизационные потери в дрейфовой камере детектора Belle для различных частиц в зависимости от величины импульса. Кривые показывают ожидаемые значения.

Для восстановленного трека заряженной частицы каждая ячейка CDC обеспечивает независимое измерение величины dE/dx . Распределение ионизационных потерь описывается распределением Ландау, которое имеет пик с крутым левым склоном и медленно спадающим в сторону высоких энерговыделений. Для подавления флуктуаций, связанных с "хвостами" распределения ионизационных потерь, при вычислении среднего dE/dx , 20% наибольших по величине значений для данного трека отбрасывались. Характерное разрешение по dE/dx лучше 8%. Как видно из рис. 12, наиболее эффективное разделение частиц таким методом возможно для частиц с импульсами меньше 1 ГэВ/с. Релятивистский рост ионизационных потерь для области больших импульсов восстанавливает возможность разделения, начиная с импульсов более 3-4 ГэВ/с.

Другой метод идентификации частиц используется во времяпролетной системе (ToF). Он основан на прямом измерении времени пролета частицей определённого расстояния [123]. Система ToF состоит из 128 сцинтилляционных счётчиков, изготовленных из сцинтилляционной пластмассы с коротким (2 нс) временем высвечивания, толщиной 4 см, 6 см шириной и 255 см длиной, расположенных непосредственно перед электромагнитным калориметром на радиусе 120 см от пучка, как показано на рис. 14. Заряженные

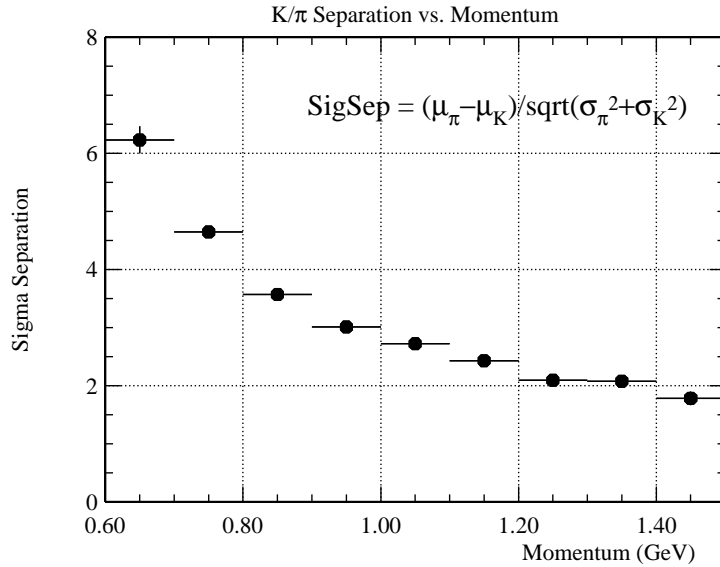


Рис. 13. Разрешающая способность π/K в зависимости от импульса частиц

частицы при прохождении через счётчики ТоF излучают сцинтилляционный свет, который регистрируется двумя сеточными фотоумножителями, расположенными с обоих торцов сцинтилляционных счётчиков. Временное разрешение порядка 100 псек позволяет разделять частицы с импульсами до 1.5 ГэВ/с. Рисунок 13 показывает возможность разделения пионов и каонов при различных импульсах частиц. Система ТоF покрывает только цилиндрическую часть и позволяет разделять частицы в этой области в случае, если поперечный импульс превышает 0.28 ГэВ/с.

Для идентификации частиц в области больших импульсов в детекторе Belle используется система черенковских пороговых счётчиков (АСС) [124]. Заряженная частица, движущаяся в среде с коэффициентом преломления n со скоростью, превышающей скорость распространения света в этой среде c/n , излучает черенковский свет. Наличие излучения при заданном импульсе частицы даёт возможность заключить, что масса данной частицы меньше некоторого значения. Система черенковских счётчиков детектора Belle включает 960 модулей, расположенных в пространстве между CDC и ТоF, как показано на рис. 14. Счётчики изготовлены из аэрогеля – специального

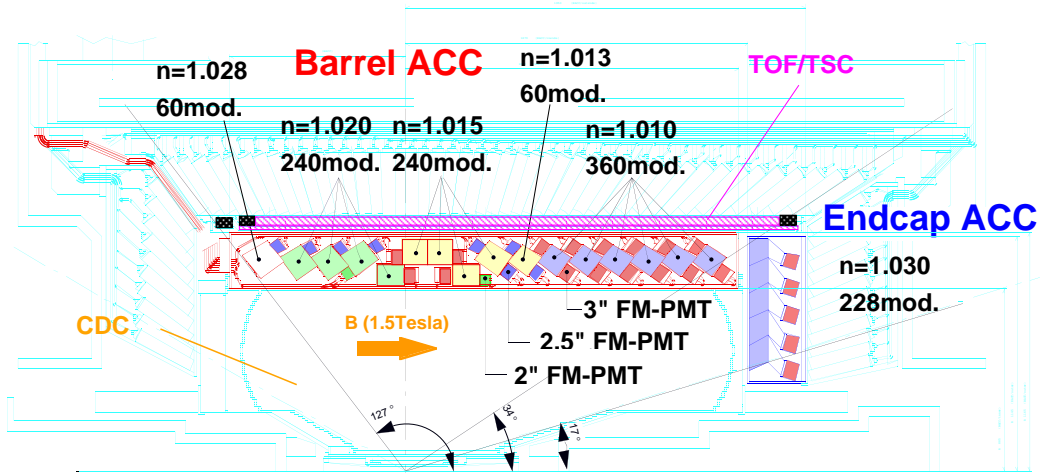


Рис. 14. Системы идентификации Belle: dE/dx измеряется CDC, черенковское излучение в аэрогеле измеряется ACC и время пролета ToF

материала с низким коэффициентом преломления.

ACC должна разделять пионы и каоны двухчастичных распадов B -мезонов. Для этого коэффициент преломления аэрогеля выбирается от 1.01 до 1.028 в цилиндрической области в зависимости от полярного угла каждого модуля детектора. В передней торцевой части детектора импульсы частиц двухчастичных распадов B -мезонов лежат в диапазоне 3.5 – 4.0 ГэВ/с. Для эффективного разделения частиц таких импульсов аэрогель должен иметь коэффициент преломления 1.0055. Производство такого аэрогеля достаточно проблематично, кроме того, возникают проблемы с регистрацией сигнала с таких счётчиков. Было принято решение установить в торцевых счётчиках аэрогель с $n = 1.03$, что позволило обеспечить хорошее π/K разделение при импульсах частиц менее 2 ГэВ/с, что вполне достаточно для задачи разделения частиц от распадов B -мезонов.

Черенковский свет с модулей регистрируется одним или двумя (в зависимости от геометрического положения модуля) фотоумножителями сеточного типа (PMT). На рис. 15 показаны распределения чисел, зарегистриро-

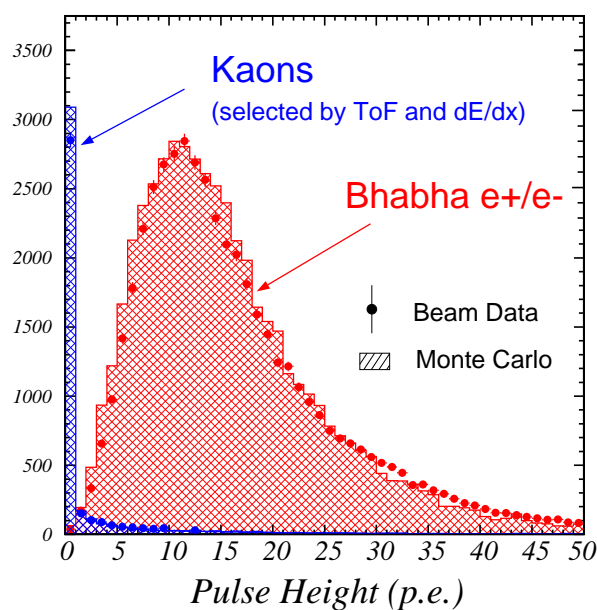


Рис. 15. Амплитудные спектры АСС в числе фотоэлектронов (p.e.) для каонов и электронов упругого рассеяния. Каоны отбираются по информации с CDC и ToF.

ванных фотоэлектронов в АСС счётчиках, для каонов с импульсом ниже порога черенковского излучения и для релятивистских частиц. Эффективность срабатывания счётчиков для релятивистских пионов меняется от 85% до 95% при вероятности ложного срабатывания от 15% до 5%. Неэффективность в основном вызвана с краевыми эффектами, где сигнал от проходящей релятивистской частицы может быть ниже порога. Ложные срабатывания связаны в основном с возникновением черенковского излучения во входных окнах фотоумножителей.

В детекторе Belle для K/π разделения используется следующая информация:

- величина dE/dx с дрейфовой камеры
- время пролета, измеряемое времяпролетными счётчиками
- число фотоэлектронов (N_{pe}), обеспечиваемое Аэрогельными пороговыми счётчиками.

Так как информация для идентификации частиц в каждой из перечисленных подсистем практически независима, полная функция правдоподобия определяется как произведение трёх вероятностей, что данный сигнал произведен определённой частицей, каоном P_K или пионом P_π .

Результирующая вероятность идентификации трека как каона или пиона вычисляется по величине отношения (PID):

$$PID(K) = \frac{P_K}{P_K + P_\pi}$$

$$PID(\pi) = 1 - PID(K) . \quad (2.1)$$

Работоспособность системы идентификации по K/π разделению проверялась с использованием процесса $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$, с последующим распадом $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Наличие медленного π^+ в первом процессе позволяет очень чисто выделить события данного распада без привлечения информации систем идентификации частиц, обеспечивая отношение сигнала к фону более 30. Знак заряда медленного пиона однозначно определяет тип нейтрального D -мезона и, соответственно, заряд каона, с точностью до вероятности дважды Кабиббо-запрещенного распада ($3.5 \cdot 10^{-3}$). На рис. 16 показана полученная зависимость эффективности идентификации каонов и вероятность ложной идентификации пионов от импульса частицы при условии на функцию правдоподобия каона $PID(K) \geq 0.6$.

Идентификация электронов в детекторе Belle основана на значениях импульса с дрейфовой камеры и информации с электромагнитного калориметра. Электрон в калориметре создаёт электромагнитный ливень и выделяет основную часть своей энергии в веществе калориметра, в то время как пион теряет энергию за счёт ионизационных потерь, либо испытывает ядерное взаимодействие. Анализ формы ECL кластера, связанного с треком, и отношения энергии кластера к импульсу, измеренному в CDC, позволяет эффективно выделять электроны. Комбинирование информации с калориметра с данными других подсистем позволяет получить эффективность идентификации электронов около 92% при вероятности принять пион за электрон

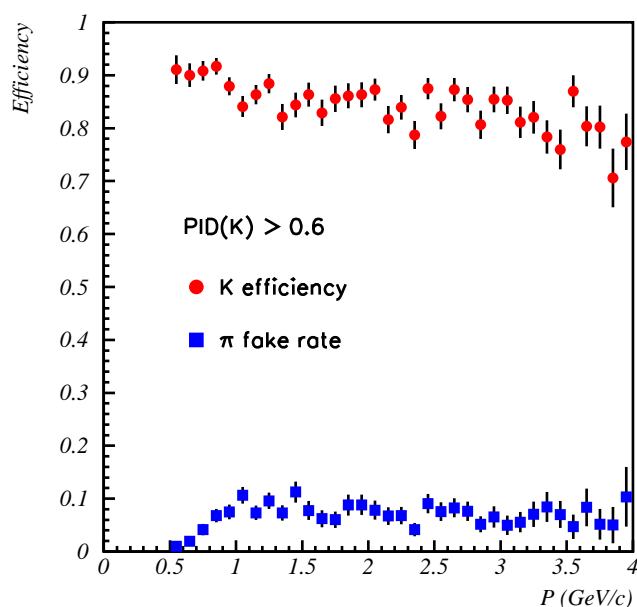


Рис. 16. Эффективность идентификации K и вероятность ложной интерпретации π как каона

менее 0.5%, как показано на рис. 17.

Для идентификации мюонов в детекторе Belle используется пробегная система KLM [121]. Она состоит из набора плоских искровых счётчиков (RPC), расположенных внутри железного ядра магнита детектора. KLM имеет пятнадцать слоев RPC в цилиндрической и четырнадцать слоев RPC в торцевой частях ядра магнита. Мюоны не участвуют в сильных взаимодействиях и теряют энергию лишь за счёт ионизационных потерь, поэтому длина их пробега в веществе значительно больше, чем у адронов. Зная импульс частицы, можно рассчитать глубину, на которую может пройти в ядре детектора частица, теряющая энергию за счёт ионизационных потерь. Полная толщина железа ядра магнита 65.8 см с учетом материала внутренней части детектора составляет 4.7 ядерной длины для нормально падающей частицы. Начиная с импульса 1 ГэВ/с, количество вещества, пройденного мюоном, достаточно, чтобы поглотить большую часть пионов. Эффективность

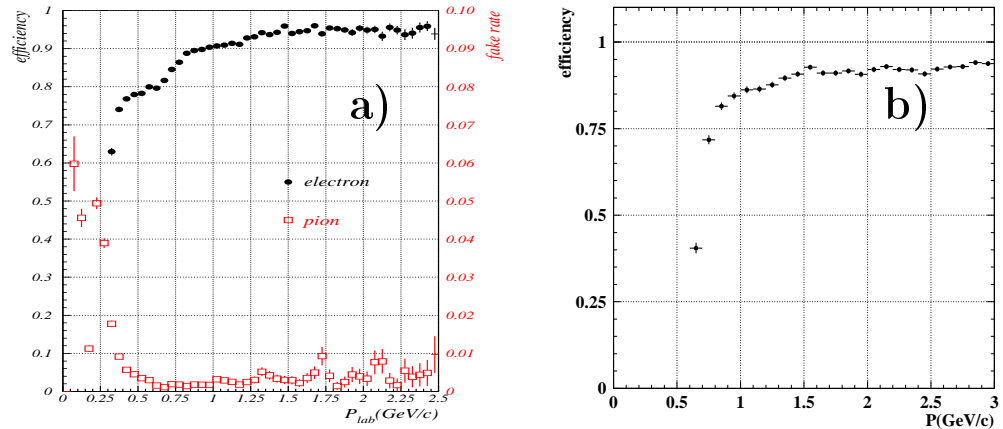


Рис. 17. Эффективность идентификации лептонов (полые окружности) и вероятность ложной идентификации пионов (квадраты) в зависимости от импульса частицы. а) - идентификация электронов, б) - идентификация мюонов.

идентификации мюонов и вероятность ложной идентификации пионов как функции импульса частицы представлены на рис. 17.

Другая задача системы KLM – это регистрация долгоживущих нейтральных каонов (K_L). Нейтральные каоны, не взаимодействовавшие во внутренних системах детектора, со значительной вероятностью испытывают ядерные взаимодействия с веществом и регистрируются искровыми камерами. Искровые камеры позволяют восстанавливать обе координаты, что даёт возможность реконструировать направление импульса каона. Кластеры, восстановленные в KLM, не связанные с заряженными треками из внутренних систем детектора, рассматриваются как кандидаты на K_L . Рисунок 18 показывает точность восстановления азимутальных углов K_L .

2.2.4. Магнит детектора

Сверхпроводящий магнит детектора служит для создания продольного магнитного поля 1.5 Т в цилиндрическом объёме 3.4 м в диаметре и 4.4 м в длину [111]. Перед сборкой детектора внутри соленоида было измерено

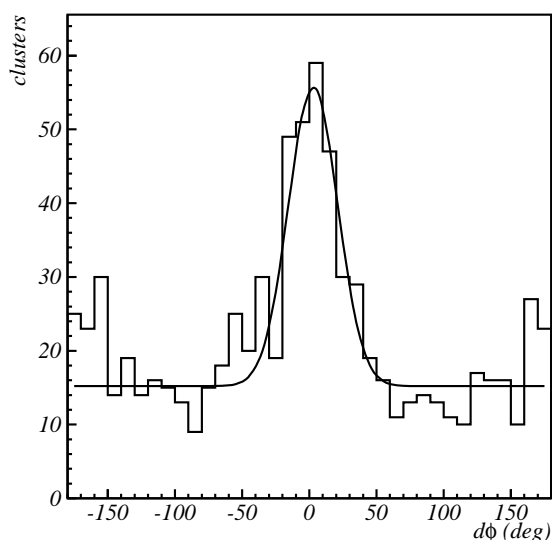


Рис. 18. Угол между направлением на KLM кластер и направлением недостающего импульса в событии

магнитное поле в 100,000 точках в области расположения трековой системы. Неопределённости в абсолютной калибровке шкалы поля не превышают 0.25%. Конструкция ярма магнита обеспечивает механическое крепление всех элементов детектора и замыкание магнитного потока. Кроме того, материал ярма одновременно является поглощающим материалом KLM. Ядро магнита включает цилиндрическую и две торцевых части, как показано на рис. 19. Цилиндрическая часть разделена на восемь секторов. Каждый сектор включает 15 плоских детекторов, перемеженных стальными плитами толщиной 47 мм. Внешние плиты имеют толщину 200 мм. Торцевые части, показанные на рис. 19, сделаны подвижными для обеспечения доступа внутрь детектора. Два фокусирующих сверхпроводящих элемента магнитной системы ускорителя (QCS-R и QCS-L) расположены внутри детектора на оси магнита. Каждый из этих элементов включает квадрупольную линзу для фокусировки пучков в области взаимодействия, компенсирующий соленоид и корректирующие катушки, собранные в общем криостате.

Вес цилиндрической и торцевых частей магнита составляет 608 и 262×2

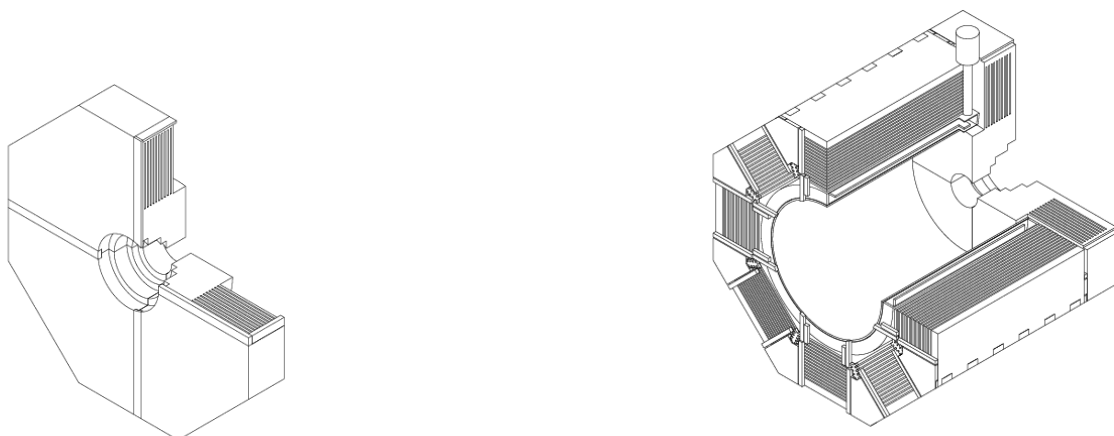


Рис. 19. Общий вид ярма магнита детектора Belle с установленными KLM модулями внутри

тонны соответственно. Магнит установлен на подвижной платформе, которая позволяет вкатывать и выкатывать детектор, и осуществлять юстировку детектора относительно коллайдера.

2.3. Система сбора данных детектора и триггер

Задача триггера и система сбора данных детектора (ССД) – обеспечивать считывания сигнальных данных с высокой эффективностью при скорости запуска, получаемой при максимальной светимости коллайдера. Сечения основных групп процессов и ожидаемые частоты триггера для них при светимости $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ приведены в таблице 11. Как видно из таблицы, события упругого рассеяния и двухфотонной аннигиляции имеют большие сечения. Эти события используются для калибровки систем детектора и для измерения светимости. Но скорость счёта таких событий составляет несколько сот Герц и почти в 10 раз превышает суммарную скорость счёта событий рождения $B\bar{B}$, $\tau^+\tau^-$ и многоадронных событий, исследование которых представляет основной интерес для эксперимента. Для обеспечения сбалансированной структуры записанных данных и уменьшения нагрузки на ССД такие события должны выделяться на уровне триггера и записываться с дополнительным фактором подавления.

Большие токи сталкивающихся пучков приводят к существенной нагрузке систем детектора и вызывают ложные срабатывания триггера. Фоновая загрузка очень чувствительна к настройкам коллайдера, и очень сложно получить надёжную оценку её величины. Исходя из этого проектировалась система триггера, которая должна быть устойчивой к высоким фоновым загрузкам систем и позволять гибкую настройку параметров, чтобы максимальная загрузка ССД не превышала 500 Гц.

Таблица 11. Полное сечение и скорости счёта триггера для различных физических процессов при светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$ на энергии $\Upsilon(4S)$. Индекс ^(a) указывает на процессы, события которых считываются с дополнительным фактором подавления, достигающим значения $1/100$ (т.е. считывается каждое сотое событие).

Физический процесс	Сечение (нб)	Скорость счёта (Гц)
$\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$	1.1	11
Множественное рождение адронов	2.8	28
$\mu^+\mu^- + \tau^+\tau^-$	1.6	16
Упругое e^+e^- рассеяние ($\theta_{\text{lab}} > 17^\circ$)	44	4.40 ^(a)
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ($\theta_{\text{lab}} > 17^\circ$)	2.4	0.24 ^(a)
2γ процессы ($\theta_{\text{lab}} > 17^\circ, p_t > 0.1 \text{ GeV}/c$)	~ 15	~ 35 ^(a)
Всего	~ 70	~ 100

2.3.1. Триггер

Система триггера детектора Belle включает первичный триггер на уровне электроники и третичный – на уровне компьютерной обработки сигналов. Последний триггер реализован на уровне фермы компьютеров, используемой для "on-line" обработки данных. Схема первичного триггера показана на рис. 20.

Она состоит из триггерных схем подсистем детектора и центральной триггерной системы – глобальной системы логики принятия решений (Global Decision Logic – GDL). Триггерные схемы подсистем объединяют трековый триггер и энергетический триггер. CDC и ToF обеспечивают выработку триггерного сигнала для заряженных частиц, основываясь на информации с r - ϕ и r - z триггеров, в то время как ECL генерируют запуск, используя измерения величины полного энерговыделения и числа кластеров в электромагнитном калориметре. Триггерная информация с KLM даёт информацию о наличии мюонов в событии, а EFC позволяет организовать дополнительный триггер для счёта событий упругого электрон-позитронного рассеяния. Триггеры

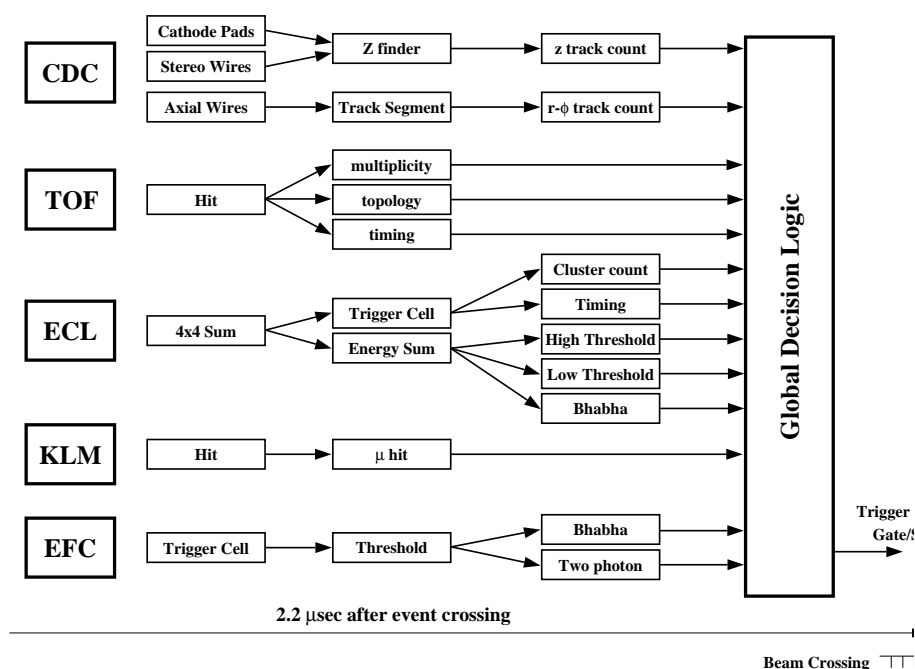


Рис. 20. Схема триггера 1-го уровня

подсистем параллельно передают информацию в GDL, где происходит определение типа запуска и принимается решение о считывании информации с детектора. В GDL на электронном уровне происходит выделение событий упругого e^+e^- рассеяния и двухфотонной аннигиляции, для которых запуск осуществляется с определённым фактором подавления (1/60). Такая схема позволяет получить частоту запуска системы сбора данных менее 500 Гц, сохраняя высокую (99%) эффективность для многоадронных событий.

2.3.2. Оцифровка информации

В детекторе Belle для большинства систем детектора (CDC, ACC, ToF, ECL и EFC) для измерения амплитуды используется метод преобразования заряда во временной интервал с последующим измерением последнего. Амплитудный сигнал запоминается в виде заряда на емкости, которая затем разряжается постоянным током. Во время этого процесса вырабатываются два последовательных стандартных логических сигнала, соответствующих

началу и концу разрядки. Оцифровывая временные интервалы методом прямого счёта относительно сигнала общего стопа, вырабатываемого триггером, можно определить как время, так и амплитуду сигнала. В качестве измерителя временных интервалов используется 96-ти канальный время-цифровой преобразователь (ВЦП) LeCroy LRS1877S в стандарте FASTBUS, позволяющий оцифровывать до 16-ти временных интервалов для каждого канала.

Информация с полосок модулей KLM поступает на мультиплексор, который преобразует их в серию последовательных сигналов, считываемых такими же ВЦП. При обработке происходит обратная декодировка сигналов, позволяющая восстановить картину срабатываний.

SVD имеет более 80 тысяч сигнальных полосок, загруженность которых составляет несколько процентов и зависит от фоновых условий коллаидера. Оцифровка зарядов с полосок производится специальными блоками амплитудно-цифровых преобразователей (АЦП) [113], работающих в режиме непрерывной оцифровки. Эти блоки выполнены в стандарте VME и включают встроенный цифровой процессор для подавления фоновых срабатываний. Для обеспечения возможности быстрого считывания модули распределены по 4-м крейтам, информация с которых передаётся в ССД параллельно.

2.3.3. Система сбора данных

Для того, чтобы обеспечить считывание данных с детектора с частотой до 500 Гц с мертвым временем менее 10 %, была разработана распределенная параллельная система сбора данных. Общая схема ССД показана на рис. 21. ССД включает семь работающих параллельно подсистем, каждая из которых обеспечивает считывание данных с соответствующей системы детектора. После прихода триггера начинается оцифровка и считывание данных в подсистемах детектора. Данные с подсистем объединяются в единую запись события в построителе событий, откуда поток событий поступает в многопроцессорную компьютерную систему, где после частичной

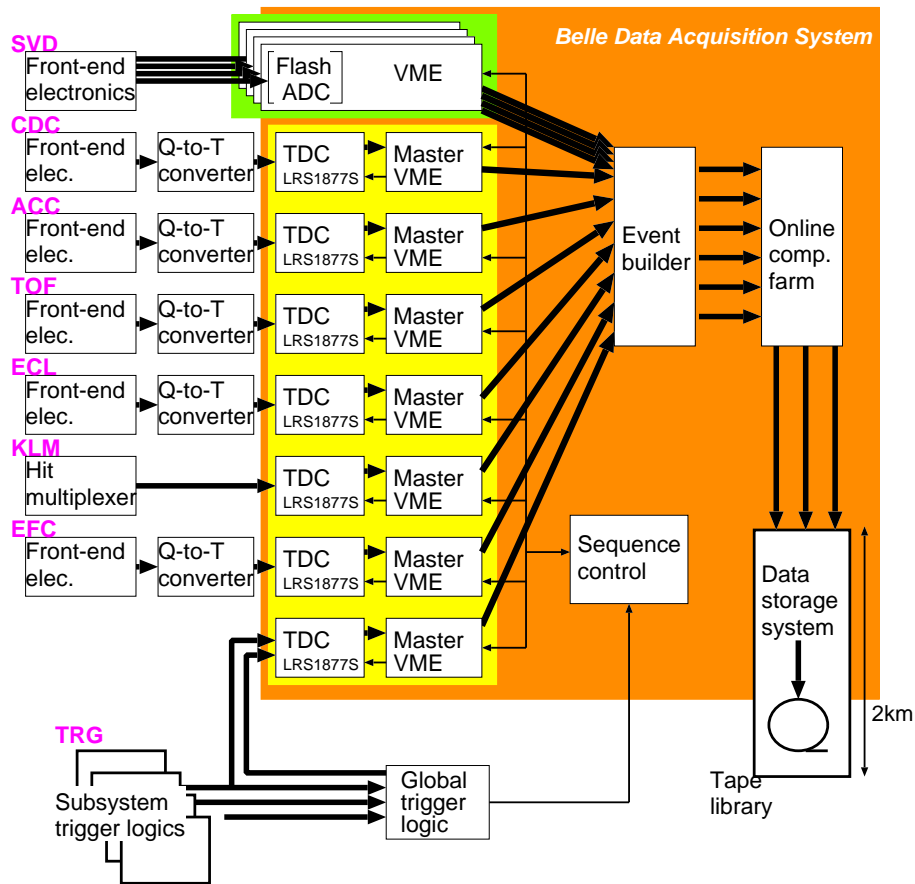


Рис. 21. Система сбора данных Belle

реконструкции обеспечивается третичный триггер. События, удовлетворяющие условиям триггера, по оптическому каналу передаются в компьютерный центр КЕК, где происходит запись данных на магнитные носители.

2.3.4. Реконструкция событий

Следующим этапом после записи событий является их реконструкция и обработка в режиме "off-line". Программное обеспечение для реконструкции данных разрабатывалось членами коллаборации Belle с использованием стандартных пакетов, использующихся в физике высоких энергий.

Обработка данных проводится с использованием специально разработанного окружения BASF (Belle Analysis Framework) [102]. Это окружение

позволяет включать пользовательские программы для реконструкции и анализа данных как модули, которые собираются динамически во время исполнения программы. Модули написаны как классы C++. Модули класса BASF имеют виртуальные функции для события, начала и конца обработки, и другие функции, такие как инициализация, определение гистограмм и завершение работы. В рамках описанного окружения происходит обработка всех данных.

Непосредственно перед полной обработкой события происходит подавление фона триггером четвертого уровня, основываясь на информации с первичного триггера, энергосъёмления калориметра и программы быстрой реконструкции треков. Этот триггер позволяет сократить количество обрабатываемых событий приблизительно в три раза, сохраняя эффективность к исследуемым физическим процессам на уровне более 97 %.

Для событий, удовлетворяющих требованиям четвертого уровня триггера, производится полная реконструкция. Проводится поиск треков заряженных частиц и определение их параметров в CDC. Затем на продолжении трека по направлению к месту встречи ведётся поиск срабатываний вершинного детектора и производится уточнение координат точки вылета и импульса частицы. Одновременно в ECL и KLM происходит поиск кластеров. На продолжении трека определяется срабатывание систем ACC, ToF, ECL, KLM и получается информация для определения типа заряженных частиц, и восстанавливаются импульсы нейтральных частиц, дающие кластеры в ECL и KLM, не связанные с треками. Данные с информацией о восстановленных параметрах частиц в событии записываются на вторичные ленты. Эти данные используются для дальнейшего выделения событий при проведении конкретного физического анализа.

Для получения физических параметров из цифровой информации, записанной на магнитных лентах, требуется множество калибровочных констант. Некоторые константы, такие как пьедесталы, коэффициенты усиления электроники и другие, получают в течение "on-line" калибровок. Ка-

калибровочные константы сцинтилляционных счётчиков, параметры систем идентификации и другие подобные параметры, получаются при обработке физических процессов, таких как упругое рассеяние и двухфотонная аннигиляция, процессы с D^* мезонами и другие. Поэтому события реконструируются в две итерации. Калибровочные константы могут уточняться, а алгоритмы, используемые для реконструкции, развиваться и совершенствоваться. Это приводит к необходимости повторять процесс реконструкции.

2.3.5. Моделирование

В экспериментах по физике высоких энергий важную роль играет моделирование методом Монте Карло отклика систем детектора при регистрации конкретных физических процессов. Такое моделирование позволяет определять эффективности регистрации событий и проводить оптимизацию условий отбора. Данные моделирования используются для получения калибровочных констант.

Полная процедура моделирования включает в себя несколько этапов: разыгрывание физического процесса на основе физической модели, моделирование прохождения сгенерированных частиц через элементы детектора, моделирование отклика систем детектора, использование процедуры реконструкции и конкретных условий отбора.

Для генерации физических процессов в эксперименте Belle используются пакеты программ QQ98 [112], EvtGen [127] – для моделирования адронных распадов, и jetset и PYTHIA [73, 142] – для процессов рождения континуума. Эти пакеты позволяют использовать всю доступную информацию об известных свойствах и распадах B -мезонов и других элементарных частиц. Неизвестные распады могут быть включены пользователем или смоделированы на основе теоретических моделей. Для разыгрывания координат точки распада, полной энергии и импульсов начальных частиц используется информация о параметрах пучков КЕКВ.

Прохождение долгоживущих частиц через детектор моделируется на основе пакета программ GEANT3 [85]. В этот пакет заносится детальная информация о веществе и размерах элементов систем детектора, описывается отклик активных элементов детектора на взаимодействие и моделируется оцифровка сигналов с электроники. В конечном результате мы получаем структуру события, полностью совпадающую с экспериментальными данными.

Во время набора данных с небольшой частотой (1 Гц) генерируется случайный триггер. Данные, записанные с таким триггером, не связаны с реальным процессом, а содержат только фоновые и шумовые срабатывания систем детектора. Для реалистичного описания фона в моделировании, информация систем, записанная со случайным триггером, добавляется к смоделированному отклику детектора.

На хорошо изученных процессах производится сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования. По результатам сравнения ведется настройка параметров программы моделирования до получения необходимого согласия. После того, как программа моделирования позволяет воспроизвести экспериментальные результаты для известных процессов с заданной точностью, она используется для моделирования изучаемых процессов и вычисления эффективности реконструкции.

2.4. Электромагнитный калориметр

Задачей электромагнитного калориметра является регистрация фотонов в широком диапазоне энергий с высоким энергетическим и пространственным разрешением и максимально возможной эффективностью.

2.4.1. Энергетическое разрешение

Энергия, измеренная в калориметре, имеет асимметричное распределение за счёт флуктуаций утечек ливня. Для описания формы распределения энергии используют различные аппроксимации. Одной из функций, которая хорошо описывает распределение энергий вблизи его максимума, является логарифмическая функция Гаусса:

$$dW = \exp\left(-\frac{\ln^2(1 - \eta(E - E_p)/\sigma)}{2\sigma_0^2} - \frac{\sigma_0^2}{2}\right) \frac{\eta dE}{\sqrt{2\pi}\sigma\sigma_0}, \quad (2.2)$$

где E_p – энергия, соответствующая максимуму распределения; $\sigma = FWHM/2.36$ – величина, характеризующая энергетическое разрешение; η – параметр, характеризующий асимметрию распределения, величина σ_0 – однозначная функция параметра асимметрии:

$$\sigma_0 = \frac{2}{\xi} \sinh^{-1}\left(\frac{\eta\xi}{2}\right), \quad \xi = 2\sqrt{2 \ln 2} \approx 2.36. \quad (2.3)$$

Поскольку дисперсия распределения в основном определяется редкими событиями, дающими энерговыделение далеко от основного пика, для описания энергетического разрешения калориметра обычно используется величина, рассчитываемая по полной ширине распределения на полувысоте:

$$\sigma_E = FWHM/2.36. \quad (2.4)$$

Энергетическое разрешение калориметра определяется многими факторами, каждый из которых по своему зависит от энергии начальной частицы. Энергетическая зависимость σ_E/E может быть представлена в виде квадратичной суммы нескольких слагаемых:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\sigma_1}{4\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_2}{\sqrt{E}} \oplus \frac{\sigma_3}{E} \oplus \sigma_4. \quad (2.5)$$

Первое слагаемое в этой формуле определяется флуктуациями продольных утечек ливня, оно зависит от размеров калориметра и даёт удовлетворительное описание для толщин калориметров больше $14 X_0$ и энергий меньше 10 ГэВ.

Второе слагаемое характеризует флуктуации за счёт поперечных утечек ливня, вклад пассивного вещества, присутствие которого неизбежно в любом реальном калориметре, а также флуктуации числа фотоэлектронов. (Для случая калориметра Belle эта величина пренебрежимо мала $\sigma_2 \sim 5 \times 10^{-4}(\text{ГэВ}^{-1/2})$).

Третье слагаемое, существенное при малых энергиях, описывает вклад в энергетическое разрешение различных шумов, в первую очередь шумов электроники. Вклад шумов электроники зависит от числа счётчиков, объединяемых в один кластер, и степени коррелированности шумов. Так, некоррелированные (некогерентные шумы) растут как квадратный корень числа включаемых в кластер счётчиков, а когерентные шумы растут линейно. Поэтому очень важно подавление когерентных шумов. Для счётчиков Belle энергетический эквивалент некогерентных шумов составлял 200 кэВ на счётчик, а вклад когерентных шумов не превышал 10 кэВ на счётчик.

Другой вклад в это слагаемое возникает в экспериментах с большой фоновой загрузкой – эффект наложения. На счётчик могут приходиться импульсы фоновых событий во время регистрации сигнала. Флуктуации вклада фоновых событий приводят к размытию сигнала. Эффект наложения зависит от интенсивности и спектра фоновых сигналов и может играть определяющую роль в разрешении при низких энергиях.

Четвертое слагаемое – “постоянный член” – возникает из-за целого ряда факторов: погрешность в калибровке счётчиков, временная нестабильность электроники, неоднородность коэффициента светосбора кристаллов калориметра.

Калибровка счётчиков калориметра исключительно важна для достижения расчётного энергетического разрешения. Калибровка включает в себя как абсолютную калибровку отдельных каналов, так и относительную калибровку каналов электроники. Абсолютная калибровка проводится по физическим процессам, позволяющим вычислить энергетическое выделение в калориметре. Частота калибровки определяется стабильностью параметров

калориметра. Разнообразные процессы могут приводить к изменению световых выходов счётчиков калориметра: изменение температуры, радиационное старение, изменение прозрачности кристаллов за счёт медленных химических процессов и другие.

На разрешение калориметра может влиять неоднородность коэффициента светосбора калориметра. Неоднородность может возникать в процессе выращивания кристаллов за счёт флуктуаций плотности активатора, из-за дефектов, возникающих при обработке поверхности счётчика, за счёт радиационных повреждений, возникающих при проведении эксперимента. Для достижения оптимального разрешения необходимо контролировать неоднородность на всех этапах производства калориметра.

В процессе создания и эксплуатации детектора Belle все перечисленные факторы контролировались, что позволило иметь калориметр, энергетическое разрешение которого является одним из лучших для установок такого типа.

2.4.2. Пространственное разрешение

Помимо определения энергии ливнеобразующих частиц, калориметр позволяет определять координаты частиц. Для этой цели калориметр разбит по азимутальному и полярному углам на отдельные элементы – счётчики. Электромагнитный ливень выделяет энергию в нескольких счётчиках. Программа реконструкции кластеров находит связанные группы кристаллов и вычисляет суммарную энергию, выделенную в этой группе, а также координаты центра тяжести кластера:

$$\Theta_G = \frac{\sum_i \Theta_i E_i}{\sum_i E_i}, \quad \Phi_G = \frac{\sum_i \Phi_i E_i}{\sum_i E_i}, \quad (2.6)$$

где Θ_i и Φ_i – угловые координаты центров i -го счётчика.

2.4.3. Электромагнитный калориметр детектора Belle

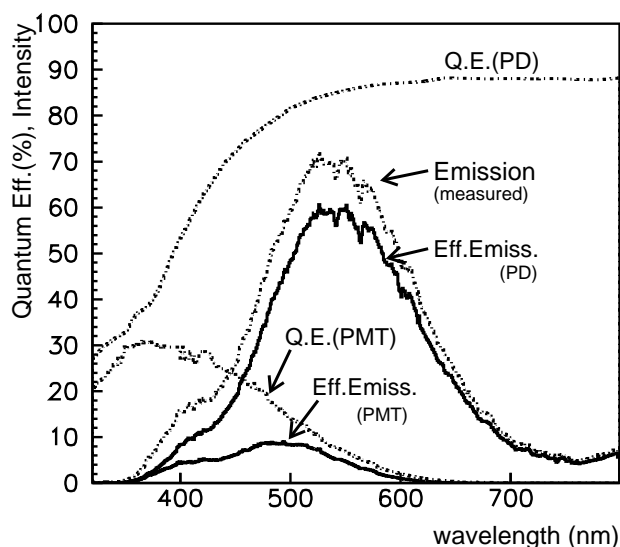


Рис. 22. Спектр высвечивания CsI(Tl) и спектральные чувствительности ФЭУ и полупроводникового фотодиода. Также приведены свертки спектра высвечивания со спектральной чувствительностью фотоприемников.

Основная задача электромагнитного калориметра детектора Belle – регистрация фотонов от распадов B -мезонов. Так как большая часть фотонов возникает от распада нейтральных пионов и других каскадных распадов, важно иметь хорошее разрешение для фотонов с энергией ниже 500 МэВ. Кроме того, важно регистрировать фотоны двухчастичных мод распада, таких как $B \rightarrow K^*\gamma$ и $B^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, в которых энергии фотонов достигают несколько ГэВ. Подавление фона в таких распадах напрямую зависит от энергетического разрешения калориметра. Процессы двухфотонной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ используются для калибровки счётчиков калориметра. Для восстановления нейтральных пионов и других частиц важным является пространственное разрешение кало-

риметра и возможность регистрации и восстановления двух близко летящих фотонов.

Для выполнения перечисленных требований было решено сделать мелкосегментированный калориметр на основе кристаллов CsI(Tl) со считыванием света кремниевыми полупроводниковыми фотодиодами. Выбор фотоприемников обусловлен тем, что калориметр расположен внутри сверхпроводящего соленоида с полем 1.5 Т. Кроме того, спектр чувствительности кремниевых фотодиодов хорошо согласуется со спектром высвечивания кристаллов CsI(Tl), как показано на рис. 22.

2.4.4. Конструкция калориметра

Калориметрическая система детектора Belle состоит из цилиндрической секции и двух торцов, как показано на рис. 23. Длина цилиндрической части составляет 3 м, а внутренний радиус 1.25 м.

Каждый счётчик имеет форму усечённой пирамиды трапециевидного сечения. Счётчики сориентированы таким образом, что направлены на точку, близкую к месту встречи. Небольшой угол наклона счётчиков (около 1.3°) позволяет избежать прохождения частицы, вылетающей из места встречи, через зазор между кристаллами. Калориметр покрывает полярный угол $17.0^\circ < \theta < 150.0^\circ$, что соответствует телесному углу 91 % от 4π . Геометрические параметры калориметров приведены в таблице 12. Небольшие зазоры между торцевыми и цилиндрическими частями служат для вывода кабелей от внутренних систем детектора. Телесный угол зазоров – около 3%. Полное количество счётчиков в калориметре составляет 8736.

Размеры счётчика определяются условием, что в кристалле, в центр которого попадает фотон, выделяется около 80% его энергии. По соотношению энерговыделения в соседних кристаллах восстанавливается координата фотона. Уменьшение размера счётчика позволяет слегка улучшить пространственное разрешение калориметра, однако приводит к увеличению числа

BELLE CsI ELECTROMAGNETIC CALORIMETER

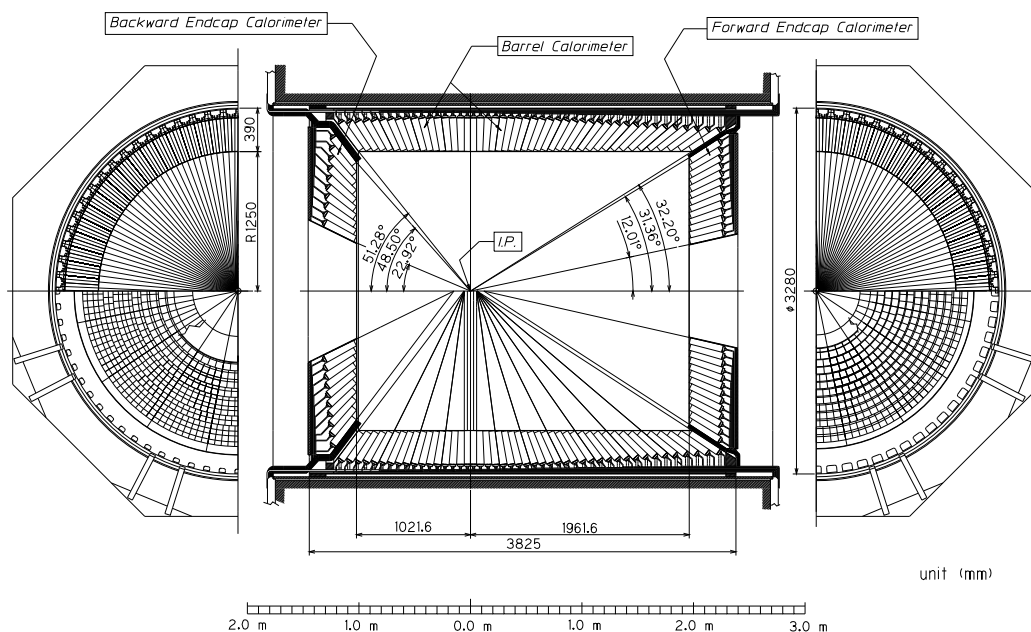


Рис. 23. Конструкция ECL

счётчиков и, соответственно, цены детектора, а также увеличению доли зазоров и пассивного вещества между кристаллами, что приводит к ухудшению энергетического разрешения. Малое сечение счётчиков составляет приблизительно $55 \text{ мм} \times 55 \text{ мм}$, а большее – варьируется от 60 до 82 мм. Всего имеется 29 различных типов размеров кристаллов в цилиндрической части и 39 (30) в переднем (заднем) торцах. Длина счётчиков выбрана равной 30 см, что соответствует $16.1 X_0$. Такая толщина калориметра позволяет иметь вклад в энергетическое разрешение за счёт флуктуаций утечек ливня на уровне $\sim 1.5\%$ для фотонов с энергией от 1 до 7 ГэВ.

Конструкция счётчика показана на рис. 24. Каждый кристалл обернут в слой вспененного диффузно-отражающего 200 мкм тефлона Gortex, а сверху, для световой и электрической изоляции, упакован в конверт из лавсана ламинированного алюминием ($25+25 \text{ мкм}$). Свет с кристалла регистрируется двумя полупроводниковыми диодами фирмы Хамаматацу S2744-08 с чувстви-

Таблица 12. Геометрические параметры ЕСЛ

	Охватываемый угол θ	Сегментация по θ	Сегментация по ϕ	Число счётчиков
Передний торец	$12.4^\circ - 31.4^\circ$	13	48 - 144	1152
Цилиндрическая часть	$32.2^\circ - 128.7^\circ$	46	144	6624
Задний торец	$130.7^\circ - 155.1^\circ$	10	64 - 144	960

тельной областью $10 \text{ мм} \times 20 \text{ мм}$, которые приклеены на двухмиллиметровое окно из оргстекла, которое, в свою очередь, приклеено к большему торцу счётчика. Фотоприемники закрыты и электрически изолированы алюминиевым корпусом, в котором смонтированы два предусилителя.

Кристаллы цилиндрической части установлены в сотовую структуру из 0.5 мм алюминия, закрепленную между внешним и внутренним цилиндрами поддерживающей структуры. Внешний цилиндр и торцевые кольца формируют надежную структуру, удерживающую вес счётчиков и позволяющую фиксировать калориметр внутри детектора. Внешний цилиндр и торцевые кольца выполнены из стали, а внутренний цилиндр изготовлен из 1.6 мм алюминия для уменьшения количества пассивного вещества перед калориметром.

Крепление торцевых калориметров имеет сходную структуру. В этом случае вес кристаллов передаётся через переднюю стенку, боковые конусы и тонкие перегородки на заднюю плоскость корпуса торца, усиленную стальными балками.

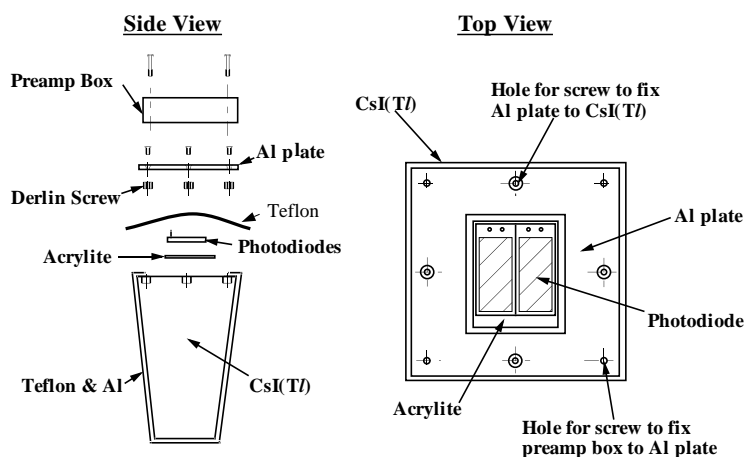


Рис. 24. Механическая конструкция счётчика калориметра

2.4.4.1. Схема электроники калориметра

Схема считывающей электроники показана на рис. 25. Сигнал с каждого фотодиода поступает на свой предусилитель, смонтированный на счётчике, и с него по 10-метровой витой паре подаётся на блок формирующих усилителей, расположенных в крейтах вокруг детектора. Блок усилителей обслуживает 16 счётчиков. В этом блоке сигналы с двух предусилителей одного счётчика суммируются, и выходной сигнал разветвляется на основной и триггерный. Триггерный сигнал использует сумму сигналов 16-ти счётчиков и после быстрой формировки подаётся на блоки нейтрального триггера.

Основной сигнал через формирующий ($CR - RC^4$) усилитель с постоянной времени 1 мкс подаётся на зарядо-временной конвертор, LeCroy MQT300A, смонтированный в том же блоке. Выходной сигнал конвертора по витой паре поступает на 96-канальный модуль времени-цифрового преобразователя (ВЦП) LeCroy 1877S, расположенный в крейте FASTBUS в электронной пультной детектора. Цена канала ВЦП составляет 0.5 нс. MQT300A формирует логический сигнал с 4-мя фронтами, как показано на

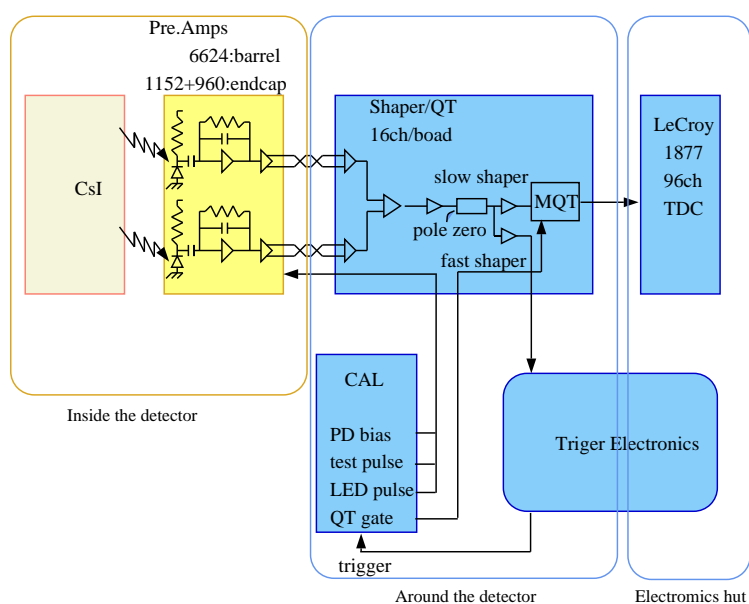


Рис. 25. Схема электроники ECL

рис. 26. Каждый из трёх временных интервалов пропорционален входному заряду $T_i = a_i Q_i$. Коэффициенты преобразования временных интервалов относятся как 1 : 8 : 64, так что цена деления наиболее чувствительного диапазона составляет 50 кэВ/канал, при этом наиболее грубый диапазон позволяет регистрировать сигналы до 9 ГэВ. Считываются показания, соответствующие наиболее чувствительному диапазону, время которого попадает в диапазон 8 мкс.

2.4.5. Подготовка счётчиков

Кристаллы CsI(Tl) изготавливались несколькими производителями: Институтом ядерной физики СО РАН (Новосибирск) в сотрудничестве с заводом “Монокристалл” (Харьков), компанией Crismatec Co. (Франция) и Шанхайским институтом керамики (Китай). Механические размеры кристаллов проверялись на специально разработанном в КЕК стенде [86]. На 9 сечени-

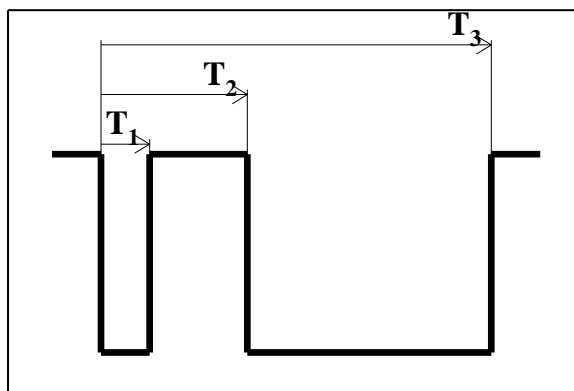


Рис. 26. Форма сигнала с MQT

ях вдоль оси кристалла измерялись его сечения по восьми измерениям с точностью 20 мкм, и восстанавливались параметры граней шестигранника. Требовалось соблюдение допусков поперечных размеров ${}^{+0}_{-0.2}$ мм и длины счётчиков ± 1 мм.

Сцинтилляционные свойства кристаллов измерялись на стенде с использованием коллимированного источника ${}^{137}\text{Cs}$. Съём света производился с помощью фотоумножителя R1847S, сигнал с которого после формирования с постоянной времени 1 мкс подавался на амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП). Положение фотопика измерялось в девяти точках вдоль оси кристалла. Среднее по девяти точкам значение канала АЦП, соответствующее фотопику, нормированное на эту величину для образцового кристалла, характеризовало световыход счётчика, а разница наибольшего и наименьшего значений, нормированное на среднюю величину, давала неоднородность коэффициента светосбора. Требовалось, чтобы неоднородность кристалла не превышала 9 %, и для 90 % счётчиков эта величина должна была быть менее 7 %.

После выработки конечной конструкции калориметра перед началом производства счётчиков были проведены испытания прототипов калоримет-

ров: на тестовом пучке электронов/пионов π^2 12-ти ГэВ-ного протонного синхротрона PS в КЕК [96] и на пучке выведенных фотонов РОКК-1М [95, 103, 120].

Во время работы коллайдера КЕКВ большое количество частиц теряется вследствие рассеяния на атомах остаточного газа, внутривидового рассеяния, межвидового взаимодействия и других процессов. Часть частиц, выбывших из пучка, попадает в элементы конструкции ускорителя вблизи детектора и в сам детектор, образуя электроманнитные ливни с большим количеством мягких (несколько МэВ) фотонов. Часть фотонов попадает в системы детектора, вызывая как дополнительную загрузку, так и радиационные повреждения. Поэтому одним из требований к счётчикам калориметра является их устойчивость к радиационным нагрузкам.

Для проверки радиационной стойкости кристаллов, выращенных различными методами и различными производителями, было проведено несколько измерений с полномасштабными счётчиками. В Токийском Технологическом Институте проводились облучения кристаллов γ -квантами от радиоактивного источника ^{60}Co до полных доз в 1000 рад [98]. В Институте ядерной физики СО РАН кристаллы облучались тормозными фотонами от электронного пучка промышленного ускорителя с энергией 1.4 МэВ [186]. В этом случае кристаллы облучались до 3700 рад.

В процессе эксплуатации калориметра периодически проводились калибровки всех счётчиков с использованием событий космических частиц и событий упругого $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ рассеяния и двухфотонной аннигиляции, а также производилось мониторингирование дозы, полученной во время эксперимента. Для этого использовался токовый сигнал со счётчиков. Фототок, возникающий во время облучения кристалла, пропорционален мощности дозы. Счётчики калориметра были объединены в 16 групп, как показано на рис. 27. Ток каждой группы измерялся каждые 2 секунды, и измеренные значения записывались на диск. По данным, записанным без пучков, определялась величина темнового тока, которая вычиталась для определения

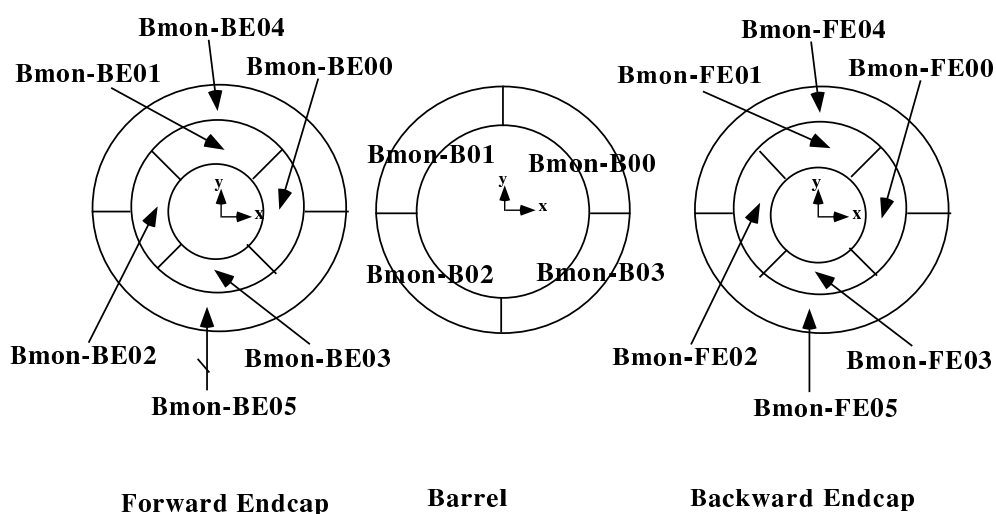


Рис. 27. Объединение счётчиков калориметра в группы для измерения радиационной дозы

дозы. На рис. 28 приведена зависимость поглощенной дозы от времени за все время работы детектора Belle. В цилиндрической части за более чем 10 лет работы детектора кристаллы получили около 100 рад, а во внутренней части переднего торца доза составила до 400 рад.

2.4.6. Процедура восстановления кластеров

Поскольку энергия фотона выделяется в нескольких счётчиках, а в событии рождается около 10 фотонов, требуется специальная процедура, позволяющая находить и разделять кластеры, используя данные, записанные с калориметра. Считывающая электроника позволяет записывать амплитуды сигналов в случае, если их величина превышает порог (0.5 МэВ).

На первом этапе среди сработавших кристаллов происходит поиск затравок – счётчиков с энерговыделением выше порога 10 МэВ. Затем вокруг затравок находятся связанные области сработавших счётчиков, то есть группы кристаллов, имеющие общие границы. В связанных областях находятся

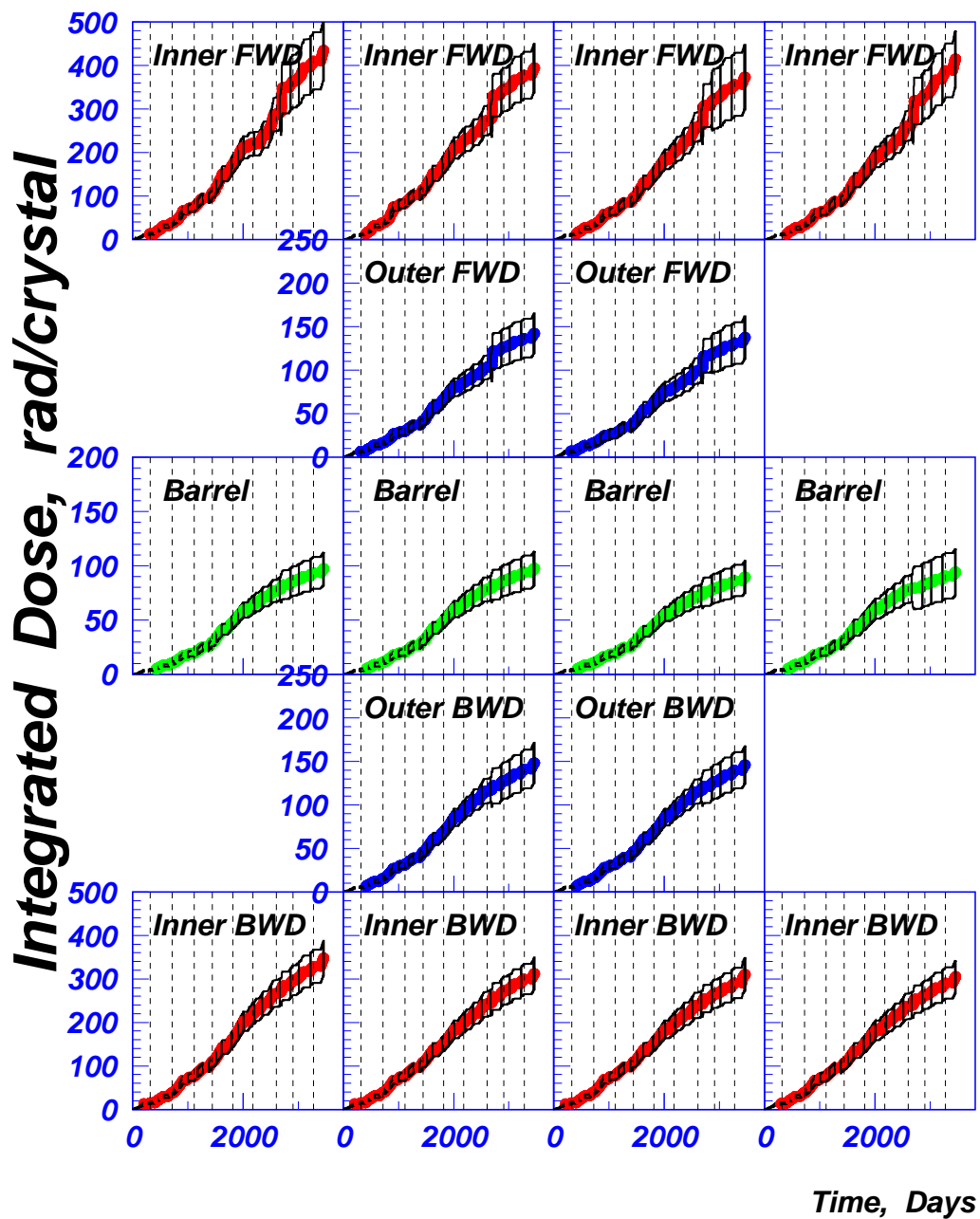


Рис. 28. Зависимость поглощенной дозы от времени для различных частей детектора

максимумы, вокруг которых внутри матрицы 5×5 сработавшие счётчики объединяются в кластеры. Энергия кластера вычисляется как сумма всех энергий:

$$E_{cl} = \sum_{i=1}^{25} E_i, \quad (2.7)$$

где E_i – энерговыделение в i -м счётчике, и вычисляются координаты центров тяжести по Θ и Φ по формулам (2.6). Если максимумы находятся близко друг относительно друга, некоторые счётчики могут быть общими. В этом случае энергия общих счётчиков делится между кластерами. Сначала вычисляются суммы энергий в кристаллах, принадлежащих лишь одному кластеру E_{cl1} , E_{cl2} , а энергия общих счётчиков делится между кластерами пропорционально энергиям E_{cli} .

Для выделения кластеров, соответствующих фотонам, проводится сшивка треков с кластерами. Если продолжение трека из дрейфовой камеры пересекает один из сработавших кристаллов, считается, что этот кластер вызван заряженной частицей. Оставшиеся кластеры с энергией больше 600 МэВ считаются фотонами. Для мягких кластеров требуется выполнение следующих условий:

- энергия кластера должна быть больше 20 МэВ;
- среднеквадратичный радиус ливня должен быть меньше 6 см;
- в матрице 3×3 должно содержаться более 75 % выделенной энергии $E_9/E_{25} > 0.75$.

Энерговыделение в кластере отличается от истинной энергии фотона из-за утечек ливня, наличия пассивного вещества и других факторов. Для восстановления истинной энергии фотона делалась поправка, зависящая от энергии и Θ угла кластера:

$$E_{ph} = E_{cl} f(E_{cl}, \Theta_{cl}), \quad (2.8)$$

где $f(E_{cl}, \Theta_{cl})$ – поправочная функция. Эта функция определялась по большому массиву данных моделирования, в котором разыгрывались равномерно распределенные по телесному углу фотоны с энергиями: 0.015, 0.030, 0.040, 0.050, 0.070, 0.100, 0.150, 0.200, 0.300, 0.500, 0.700, 1.00, 2.00, 3.00, 5.00, 8.00 ГэВ. Для каждой точки по энергии определялись отношения энергии кластеров к энергии фотона для 69 разбиений по полярному углу (по числу Θ -секторов). В качестве поправочной функции использовалась линейная интерполяция по логарифму энергии и по углу. На рис. 29(a) показаны величины поправок для нескольких значений углов в зависимости от энергии, а на рис. 29(b) показан результат применения поправочной функции. Как видно из рис. 29(b), после применения поправки наиболее вероятное значение измеренной энергии совпадает с энергией фотона.

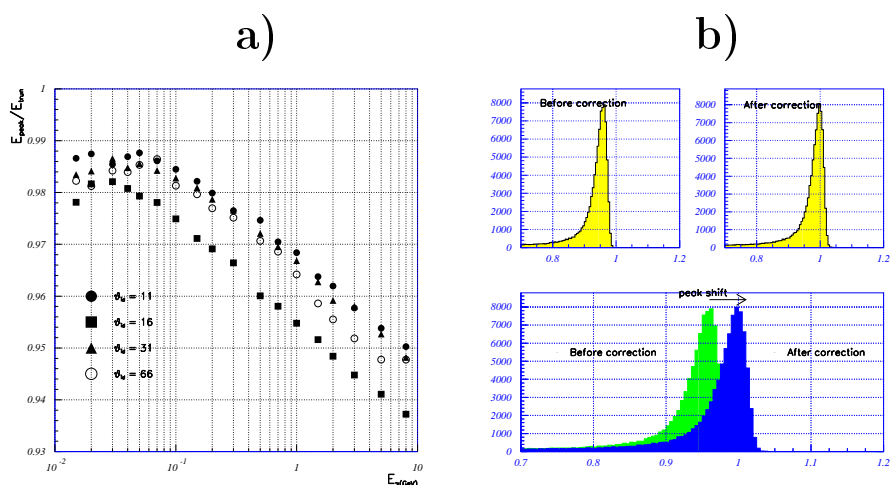


Рис. 29. а) Величины поправок для нескольких значений углов в зависимости от энергии. б) Отношение энергии кластера к энергии фотона до и после применения поправки.

Для восстановления координат кластера также использовалась поправка к центру тяжести, получаемая из моделирования. Для этого был промоделирован большой массив фотонов в восьми энергетических точках (0.02, 0.04, 0.1, 0.2, 0.5, 1.0, 2.0 и 5.0 ГэВ). Для каждого слоя по Θ получались индивидуальные поправочные функции по Θ и по Φ в виде линейной ин-

терполяции по 16-ти точкам. Пример зависимости угла, определённого по центру тяжести, от истинного угла, а также поправочная функция приведены на рис. 30.

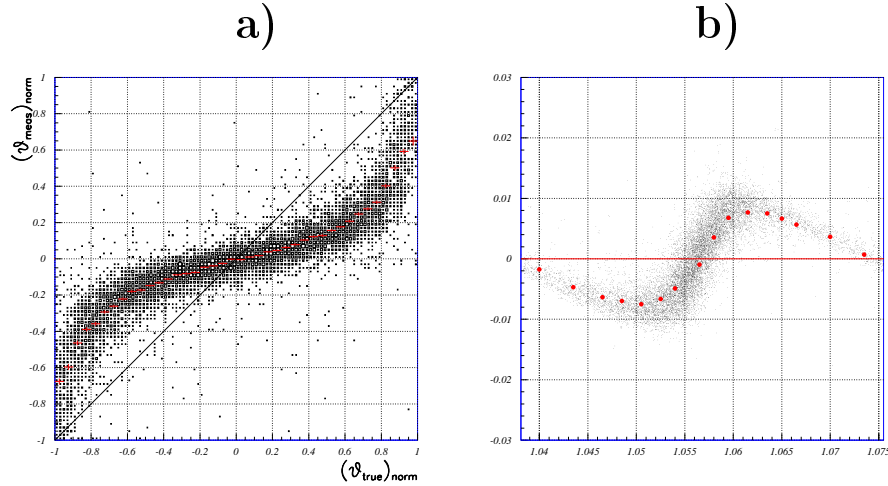


Рис. 30. а) Зависимость $\Theta_{cluster}$ от Θ_{true} для фотона с энергией $E = 2$ ГэВ в кристалле $\Theta_{id} = 30$. б) Поправка $\Theta_{true} - \Theta_{cluster}$ в зависимости от $\Theta_{cluster}$.

2.4.7. Процедура калибровки счётчиков

Для достижения оптимального энергетического разрешения важна калибровка счётчиков калориметра. Калибровка калориметра Belle включает в себя несколько этапов. Как отмечалось выше, энергосодержание в счётчиках Belle вычисляется из данных ВЦП по формуле:

$$E_i = \alpha_i g_i^k (A_i^k - P_i^k), \quad (2.9)$$

где A_i^k - данные ВЦП, P_i^k - величина пьедестала, g_i^k - коэффициент преобразования электроники диапазона k , α_i - абсолютный калибровочный коэффициент. Коэффициенты преобразования электроники g_i^k могут быть относительно легко измерены с помощью электронного генератора, имитирующего импульс с кристалла. Абсолютный коэффициент α_i , являющийся произведением конверсионной эффективности, коэффициента светосбора и квантовой

чувствительности фотоприемника, определяется из калибровки по физическим процессам, таким как сигнал космических частиц, упругое рассеяние $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, двухфотонная аннигиляция $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Электронная калибровка проводилась ежедневно во время специального захода. В течение этого захода генерировались семь серий калибровочных импульсов с амплитудами от нуля до величин, перекрывающих три чувствительных диапазона ВЦП. Используя данные с нулевой амплитудой калибровки, определялись пьедесталы ВЦП P_i . По ненулевым амплитудам определялись коэффициенты преобразования g_i^k для каждого из трёх диапазонов.

Калибровка по космическим частицам обеспечивала начальное приближение для коэффициентов α_i и проводилась до начала работы ускорителя. Во время работы ускорителя эта процедура позволяла калибровать счётчики внутренних по Θ колец торцевых калориметров, для которых точность калибровки по событиям упругого рассеяния и двухфотонной аннигиляции была недостаточной.

Для калибровки по космическим частицам проводились специальные наборы данных. Запуск осуществлялся от нейтрального триггера при превышении порога $E_{th} = 50$ МэВ любой триггерной ячейкой. Для каждого счётчика отбирались события, для которых частица пересекла счётчик в одном из двух направлений: вдоль направления Φ или Θ , для реализации этого велся отбор событий в случае, если энергосодержание в двух соседних счётчиках по $\Theta(1)$ или $\Phi(2)$ превышало порог 10 МэВ, как показано на рис. 31(а). На рис. 31(б) показан пример распределения по энергосодержанию в кристалле для событий, удовлетворяющих условию (2). Для отобранных событий вычислялось среднее и, из сравнения этой величины с результатами моделирования, определялся калибровочный коэффициент. Специальный набор в течение трёх часов обеспечивал статистическую точность около 1 %. Абсолютная погрешность определялась точностью знания спектра космических частиц и неоднородностью коэффициента светосбора счётчиков и составля-

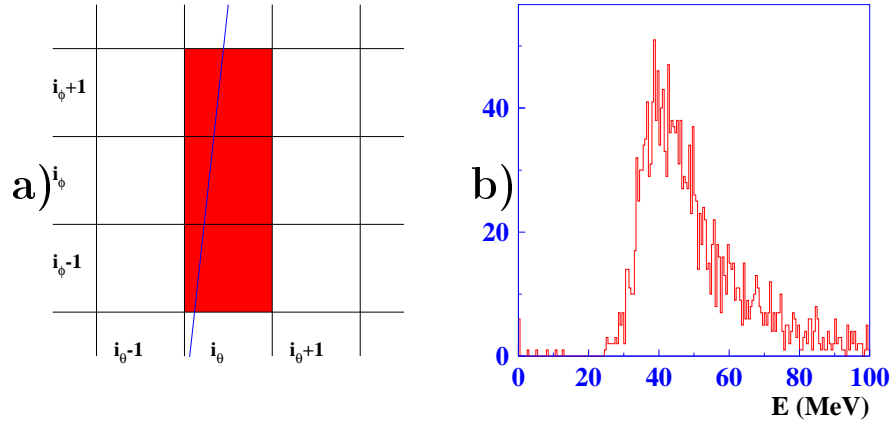


Рис. 31. а) Пример картины события, используемого для калибровки по космическим частицам. б) Пример распределения энергии в счётчике для событий, удовлетворяющих условиям отбора для калибровки.

ла 2 %.

Основная калибровка счётчиков проводилась по событиям упругого $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ рассеяния [118, 154]. Энерговыделение в калориметре для таких событий имеет узкое распределение, однако энергия выделяется не в одном счётчике, а в кластере, включающем несколько кристаллов. Для получения коэффициентов использовался метод минимизации отклонения энерговыделения в кластере от значения, вычисленного по событиям МС моделирования:

$$\chi^2 = \sum_{m=1}^N (E_{exp}^m - \sum_{j \in 5 \times 5} \kappa_j E_j^m)^2, \quad (2.10)$$

где E_j^m - энерговыделение в счётчике 5×5 кластера, ассоциированного с треком, κ_j - поправочный коэффициент, $E_{exp}^m = E(\Theta^m, \Phi^m) f(\Theta^m)$, $E(\Theta^m, \Phi^m)$ - энергия рассеянного электрона, рассчитанная из кинематики процесса, по углам Θ^m, Φ^m , измеренным в дрейфовой камере, для события m , $f(\Theta)$ - средняя доля энергии, выделяемая в калориметре, рассчитанная по событиям МС моделирования. Минимизация уравнения (2.10) эквивалентна решению

системы уравнений размерностью 8736.

$$\sum_i \kappa_i Q_{ij} = R_j, \quad (2.11)$$

где Q_{ij} и R_j вычисляются по отобранным событиям упругого рассеяния

$$Q_{ij} = \sum_k E_{jk} E_{ik}; \quad R_i = \sum_k E_{ik} E_{expk}, \quad (2.12)$$

E_{jk} - энерговыделение в j -м счётчике k -го события, а E_{expk} - ожидаемое энерговыделение в кластере k -го события.

Для реализации описанного метода использовалась последовательность операций, показанная на рис. 32.

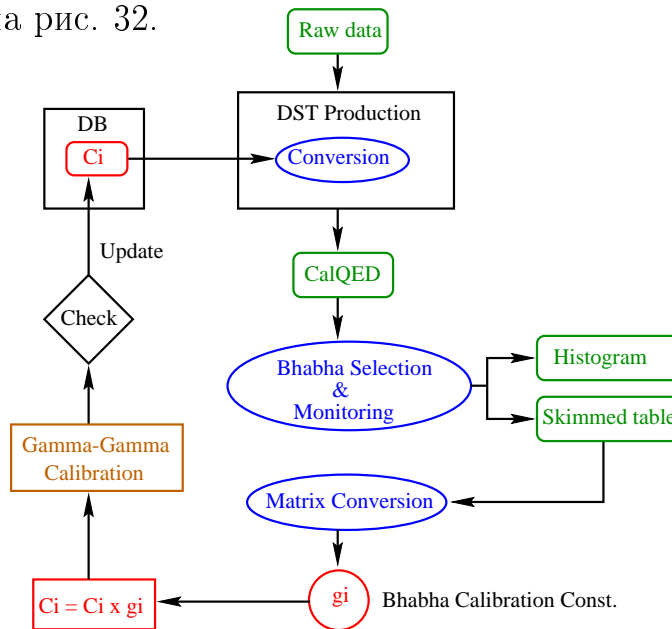


Рис. 32. Последовательность операций при калибровке по событиям упругого Баба рассеяния

Во время обработки данных для калибровки отбирались события класса данных CalQED, удовлетворяющие следующим условиям:

- число кластеров больше или равно 2;
- два наиболее энергичных кластера имеют энергию больше 1 ГэВ;

- сумма энергий двух наиболее энергичных кластеров меньше 14 ГэВ;
- полное энергосодержание в калориметре больше 5 ГэВ;
- энергия каждого из кластеров, кроме первых двух, меньше 500 МэВ.

Из этих событий производился отбор "хороших" событий Баба рассеяния:

- число кластеров с энергосодержанием больше 800 МэВ не превышает 2;
- угол расколлинearности электрона и позитрона в системе центра масс не превышает 1.5° ;
- энергия каждого из кластеров, кроме первых двух, меньше 100 МэВ;
- Энергия электрона (E_-) и позитрона (E_+) не отличается от расчётной $E(\Theta, \Phi)$ более чем на 20%, $|E_{\pm}/E(\Theta, \Phi) - 1| < 0.2$.

По отобранным событиям рассчитывалась матрица Q_{ij} и столбец R_i . Затем производилось решение системы уравнений (2.11) с использованием пакета обращения разреженных матриц, основанного на алгоритме разложения симметричной матрицы на произведение двух треугольных [74]. По полученным коэффициентам κ_i производился пересчёт калибровочных коэффициентов $\alpha'_i = \alpha_i \kappa_i$. Затем процедура повторялась. Двух итераций достаточно для получения надежных коэффициентов. Зависимость статистической точности восстановления коэффициентов от количества событий калибровочного набора данных показана на рис. 33. Для того, чтобы вклад статистической точности калибровки не давал вклада в разрешение калориметра, требовлось число событий Баба рассеяния более 1.5 миллиона. Для проверки процедуры калибровки использовались события двухфотонной аннигиляции. Поскольку есть различие в развитии электромагнитного ливня для электрона и фотона, и могут быть неидеальности в описании неоднородности кристаллов и пассивного вещества перед калориметром, поправки к калибровке определялись по событиям двухфотонной аннигиляции. После

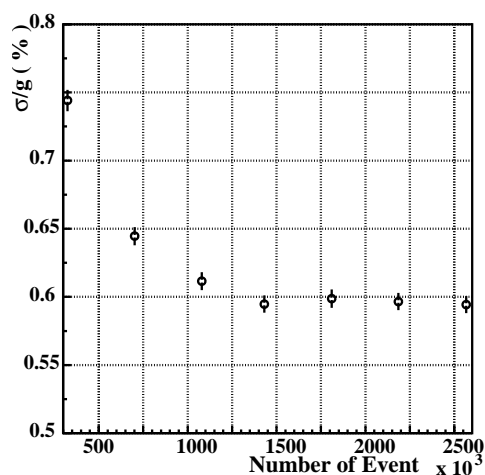


Рис. 33. Статистическая точность восстановления калибровочных коэффициентов в зависимости от числа событий набора данных Баба рассеяния

начала работы КЕКВ летом 1999 года был записан большой набор данных Баба и $\gamma\gamma$ -событий, по которым были сделаны калибровки и определены поправки (масштаба 0.5 %) к калибровочным коэффициентам по событиям Баба. Поправки делались таким образом, чтобы пик наиболее вероятной энергии, определённой в калориметре, совпадал с энергией фотона. Энергетическое разрешение для событий $\gamma\gamma$ в различных частях детектора показано на рис. 34. Калибровка проводилась раз в 2-3 месяца. Описанная процедура калибровки позволяла отслеживать изменения калибровочных коэффициентов, обеспечивая сохранение энергетического разрешения калориметра. На рис. 35 показана зависимость изменения нескольких коэффициентов от времени и поглощенной дозы. Точки по времени соответствуют моменту калибровок. Видно, что даже для счётчика с быстрым изменением калибровочного коэффициента, его изменение от точки к точке калибровки не превышает 1 % и не даёт дополнительного вклада в энергетическое разрешение калориметра. На рис. 36 показаны распределения по инвариантной массе двух фотонов для адронных событий. Наблюдаются явные пики, соответствующие двухфотонным распадам π^0 и η с разрешением 4.9 и 12.1 МэВ/ c^2 .

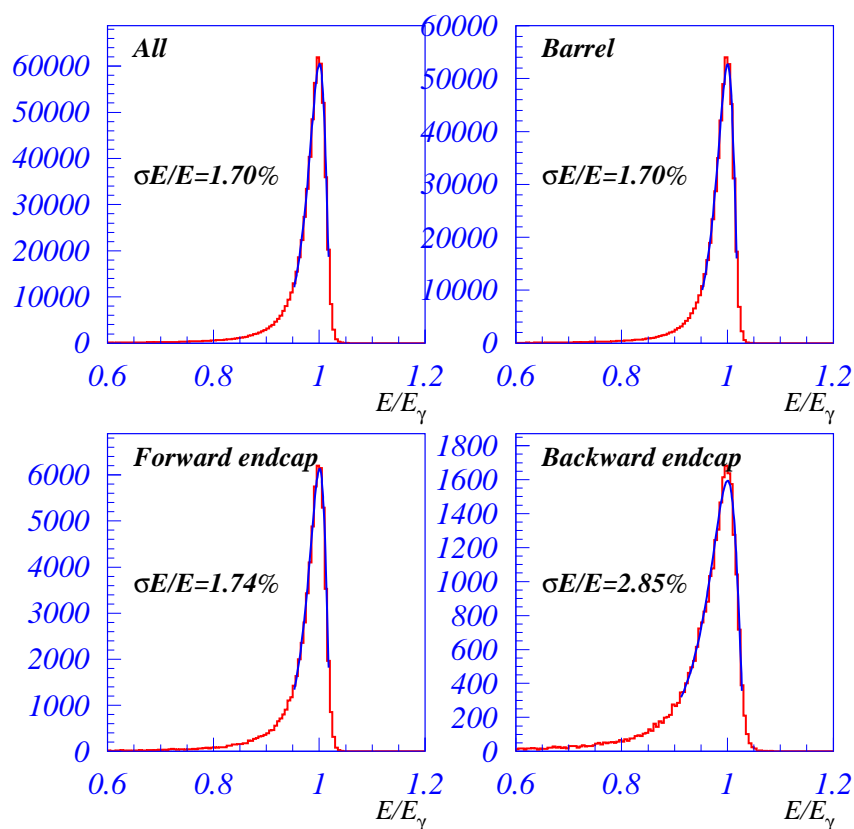


Рис. 34. Энергетическое разрешение по событиям $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ для всего калориметра и для его цилиндрической, передней и задней частей (после калибровки)

Таким образом, калориметр детектора Belle обеспечивал высокое энергетическое и пространственное разрешение для широкого диапазона энергий фотонов. Процедура калибровки калориметра детектора Belle позволяла получить расчётное энергетическое разрешение. Калориметр детектора Belle успешно эксплуатировался в течение 10 лет, обеспечивая проектные параметры.

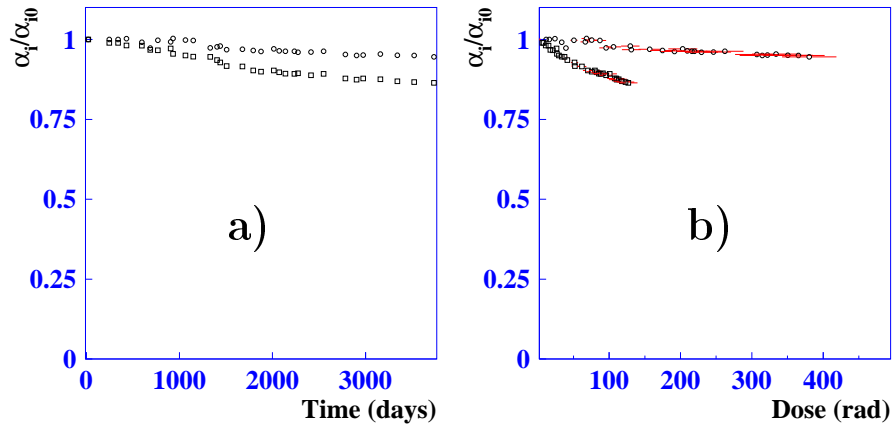


Рис. 35. Зависимость калибровочных коэффициентов от времени (а) и от поглощенной дозы (б)

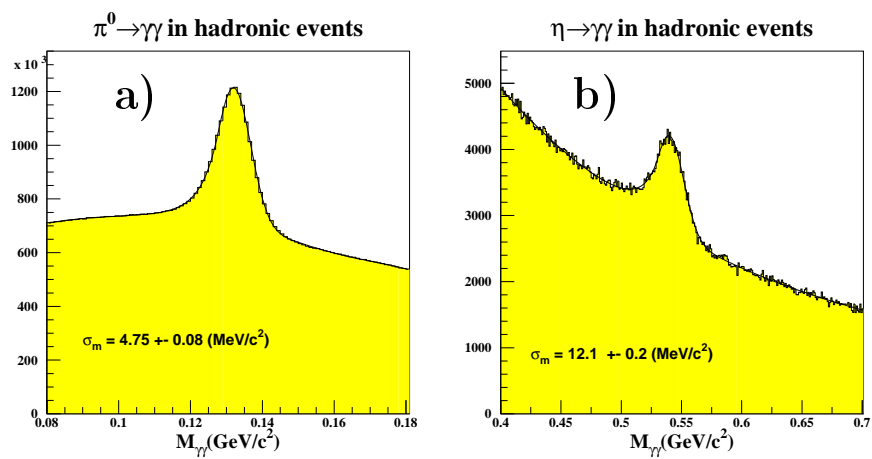


Рис. 36. Распределение по инвариантной массе двух фотонов в области (а) π^0 и (б) η -мезонов

Глава 3

Исследование свойств D^{**} -мезонов в распадах B

На начало работы эксперимента Belle, на детекторе CLEO наблюдались распады B , содержащие D^{**} , и были измерены следующие вероятности их рождения [97]:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0 \pi^-) \times \mathcal{B}(D_1^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) &= (7.8 \pm 1.9) \times 10^{-4}, \\ \mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} \pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) &= (4.2 \pm 1.7) \times 10^{-4}.\end{aligned}\quad (3.1)$$

Отношение вероятностей распада B мезонов в узкие состояния D^{**} :

$$R = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} \pi^-)}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0 \pi^-)} \quad (3.2)$$

рассчитывалось в приближении HQET и факторизации [101, 107]. В работе [101] отношение R выражалось через функции Изгур-Вайса ($\hat{\tau}_{1,2}$), описывающие поправки Λ_{QCD}/m_c . Вариации функций $\hat{\tau}_{1,2}$ в пределах ± 0.75 GeV приводят к значениям R , изменяющимся в пределах от 0 до 1.5. В работе [107] были проведены расчёты с учётом следующих поправок за лидирующим слагаемым, и было вычислено это отношение:

$$R \approx 0.35 \left| \frac{1 + \delta_8^{D2}}{1 + \delta_8^{D1}} \right|^2, \quad (3.3)$$

где $\delta_8^{D1(D2)}$ – нефакторизируемая поправка, которая должна быть малой. Значение R , рассчитанное по данным CLEO (3.1) и отношению вероятностей распада $B(D_2^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-)/B(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) = 2.3 \pm 0.8$ [59, 79], в предположении, что распады D_1 и D_2^* насыщаются двухчастичными распадами $D\pi$, $D^*\pi$, давало величину $R = 1.8 \pm 0.8$. Это значение выше предсказаний, хотя его неопределённость велика. Более точное измерение величины

R требовалось для вывода о согласии или противоречии с предсказаниями HQET.

Другое расхождение между экспериментом и теорией – это отношение вероятностей рождения широких и узких состояний в полулептонных распадах B -мезонов. Правила сумм КХД [134] предсказывают, что рождение узких состояний $D^{**}(j_q = 3/2)$ является доминирующим в распадах $B \rightarrow D^{**}l\nu$. С другой стороны, вероятность $\mathcal{B}(B \rightarrow D^{(*)}\pi l^{-}\bar{\nu}) = (2.6 \pm 0.5)\%$, измеренная ALEPH и DELPHI [250], не насыщается вкладом узких резонансов, $(0.86 \pm 0.37)\%$ [110], что указывает на заметный вклад широких состояний в $D^{(*)}\pi$.

3.1. Изучение рождения D^{**} в процессах $B^{-} \rightarrow D^{+}\pi^{-}\pi^{-}$

Для данного анализа использовался интеграл светимости 60.4 фб^{-1} (65.4 миллионов $B\bar{B}$ событий), набранный при энергии рождения $\Upsilon(4S)$ резонанса детектором Belle. Проводился отбор событий $B^{-} \rightarrow D^{+}\pi^{-}\pi^{-}$ и $B^{-} \rightarrow D^{*+}\pi^{-}\pi^{-}$, а также зарядово-сопряженных мод этих распадов. D^{+} и D^{*+} мезоны восстанавливались в распадах $D^{+} \rightarrow K^{-}\pi^{+}\pi^{+}$ и $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^{+}$ соответственно. Кандидаты в D^0 реконструировались по распадам $D^0 \rightarrow K^{-}\pi^{+}$ и $D^0 \rightarrow K^{-}\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}$. Отношение сигнал-шум для других мод распада D мезона заметно хуже, поэтому они не использовались в данном анализе.

При отборе заряженных треков накладывалось требование на расстояние трека от точки вылета $|\Delta Z| < 1 \text{ см}$ и $\Delta R < 0.5 \text{ см}$. Отбирались треки с направлением импульсов, лежащих в области регистрации дрейфовой камеры $17^{\circ} - 150^{\circ}$, и имеющие поперечный импульс более 50 МэВ/с для каонов и более 25 МэВ/с для пионов. На треки, соответствующие каонам, накладывалось требование на вероятность $\text{PID}(K) > 0.6$. Такое условие соответ-

ствуует эффективности регистрации каонов 90% и вероятности неправильной идентификации пионов 10%. Для пионных треков использовалось условие $PID(\pi) > 0.2$. Если треки идентифицировались как электроны, они исключались из рассмотрения.

D^+ мезоны восстанавливались в моде распада $K^-\pi^+\pi^+$. Инвариантная масса этой системы должна лежать в пределах $\pm 13 \text{ МэВ}/c^2$ от номинальной массы D^+ -мезона, что соответствует окну около $3\sigma_{K\pi\pi}$. При восстановлении D^0 мезона требовалось, чтобы массы комбинаций $K\pi$ и $K\pi\pi\pi$ лежали в пределах $\pm 15 \text{ МэВ}/c^2$ от массы D^0 мезона ($3\sigma_{K\pi}$). D^{*+} мезоны восстанавливались в комбинациях $D\pi$, удовлетворяющих условиям на инвариантные массы $|M_{D\pi} - M_{D^0} - \Delta M_{nom}| < 1.5 \text{ МэВ}/c^2$, где ΔM_{nom} – номинальная разница масс D^* и D мезонов.

Выделение событий производилось по разнице энергий $\Delta E = (\sum_i E_i) - E_b$, и инвариантной массе B -мезона, $M_{bc} = \sqrt{E_b^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$ в системе центра масс (сцм), где $E_b = \sqrt{s}/2$ энергия пучков в сцм $\Upsilon(4S)$, и \vec{p}_i и E_i – импульсы и энергии продуктов распада кандидатов в B -мезоны. Отбирались события, удовлетворяющие условиям $M_{bc} > 5.20 \text{ ГэВ}/c^2$ и $|\Delta E| < 0.10 \text{ ГэВ}$.

Для подавления фона событий континуума ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, где $q = u, d, s, c$) использовались переменные, описывающие топологию события. B -мезоны, рожденные в распаде $\Upsilon(4S)$, находятся почти в покое, в сцм углы вылета продуктов распада разных B -мезонов не коррелируют, и треки частиц в событии распределены изотропно, в то время как события континуума $q\bar{q}$ имеют двухструйную структуру. В качестве топологических переменных для выделения B кандидатов использовался угол между осью траста и направлением вылета B -мезона (Θ_{thrust}). Ось траста \vec{n} определялась как направление, на которое сумма проекций импульсов вторичных частиц имеет наибольшее значение: $\frac{\sum_i \vec{n}_i \vec{p}_i}{\sum_i |\vec{p}_i|} \rightarrow \max$. Распределение по $|\cos \Theta_{thrust}|$ пикуется вблизи единицы $|\cos \Theta_{thrust}| = 1$ для событий $q\bar{q}$, и практически плоское для событий $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$. Требование $|\cos \Theta_{thrust}| < 0.8$ позволяет отбросить 83% событий континуума и сохраняет около 80% сигнальных событий.

В некоторых событиях восстанавливаются несколько кандидатов, удовлетворяющих вышеперечисленным условиям отбора. Согласно исследованию, проведенному по событиям моделирования, в основном неправильно реконструируются треки мягких пионов от распада $D^{**} \rightarrow D^{(*)}\pi$. В случае нескольких кандидатов выбирается комбинация, имеющая минимальную разницу Z координат в точке вылета: $|Z_{\pi_1} - Z_{\pi_2}|$, пионов от распада $B \rightarrow D^{**}\pi_1$ и $D^{**} \rightarrow D^{(*)}\pi_2$. Это условие подавляет вклад пионов от распада K_S . В случае нескольких кандидатов в D мезоны выбирается комбинация, имеющая инвариантную массу, ближайшую к номинальной.

3.1.1. Измерение относительной вероятности распада $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$

Распределения по M_{bc} и ΔE для отобранных событий $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$ показаны на рис. 37. Распределение M_{bc} приведено для событий, удовлетворяющих дополнительному условию $|\Delta E| < 25$ МэВ, а ΔE – условию $|M_{bc} - M_B| < 6$ МэВ/ c^2 . На обоих распределениях наблюдается явный пик в сигнальной области. Количество сигнальных событий извлекалось из подгонки распределения ΔE суммой сигнальной и фоновой функций. Фон описывался линейной функцией, а в качестве сигнальной функции использовалась сумма двух Гауссовых функций с одинаковым средним значением. Ширины и относительная нормировка этих функций определялись из моделирования и фиксировались, в то время как нормировка сигнала и коэффициенты линейной фоновой функции были свободными параметрами подгонки.

Количество событий, полученное в результате подгонки, составило 1101 ± 46 событий. Эффективность регистрации рассчитывалась по событиям моделирования. Распределение Далица для событий разыгрывалось по модели, воспроизводящей плотность экспериментальных событий, которая описана в следующем разделе. Полученная величина эффективности составляла

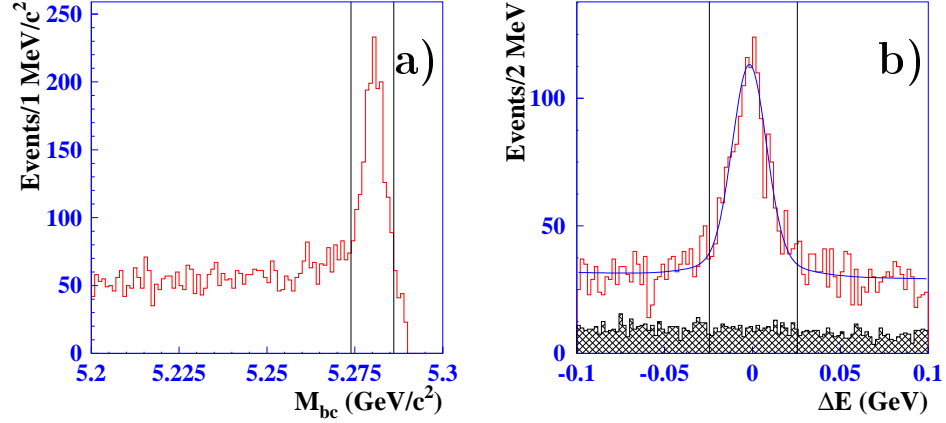


Рис. 37. а) M_{bc} и б) ΔE распределения для событий $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$. За- штрихованная гистограмма на (б) события из набора данных вне D -мезона ($||M_D - M_{K\pi\pi}| - 26 \text{ MeV}/c^2| < 6.5 \text{ MeV}/c^2$).

$(18.2 \pm 0.2)\%$. Из этих значений, используя величину вероятности распада $\mathcal{B}(D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+) = (9.1 \pm 0.6)\%$ [144], мы получаем величину относитель- ной вероятности распада:

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-) = (1.02 \pm 0.04 \pm 0.15) \times 10^{-3}.$$

Наше измерение является первым наблюдением данного распада. Стати- стическая значимость сигнала составляет более 25σ . Данная величина со- гласуется с верхним пределом, полученным CLEO, $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-) < 1.4 \times 10^{-3}$ [83]. Вторая ошибка, приведенная в результате – систематическая ошибка, которая в основном определяется неточностью знания эффектив- ности реконструкции трека. Эта неопределённость – 2% на трек – получа- лась из сравнения сигналов $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Неопределённость веро- ятности распада $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ составляет 6.6% , а неточность, вносимая системой идентификации, составляет 5% . Вклад остальных эффектов зна- чительно меньше. Неопределённость формы фона оценивалась добавлением полиномов более высокого порядка для описания фона. Вклад этого эффек- та в систематическую ошибку составил 5% . Неопределённость модели, зало- женной в моделирование, оценивалась вариацией параметров модели Далиц-

распределения в пределах экспериментальной точности и составила 3%. Возможность вклада безчармовых распадов B -мезонов оценивалась из событий $B^- \rightarrow (K^- \pi^+ \pi^+) \pi^- \pi^-$, когда события $K^- \pi^+ \pi^+$ не формируют D^+ , т.е. инвариантные массы лежат вне области массы M_D : ($||M_D - M_{K\pi\pi}| - 26 \text{ MeV}/c^2| < 6.5 \text{ MeV}/c^2$). Распределение этих событий показано на рис. 37(b). В этом распределении не наблюдается значительного избытка событий в сигнальной области.

3.1.2. Использование метода максимального правдоподобия для извлечения параметров D^{**} в распадах $B \rightarrow D^{(*)} \pi \pi$

В случае многочастичных распадов, кроме измерения полной вероятности, важной задачей является изучение динамики распада. Эта задача включает в себя определение вклада и структуры различных амплитуд. В физике элементарных частиц многочастичный распад может быть часто представлен как каскадный процесс нескольких квазидвухчастичных распадов. Амплитуда процесса в этом случае может быть записана в виде суммы различных вкладов, каждый из которых характеризуется набором внутренних параметров, таких, как массы и ширины промежуточных резонансов, их относительные амплитуды и фазы. Если вид амплитуды определён, задача исследования динамики сводится к определению этих параметров. В реальном физическом эксперименте задача определения этих параметров усложняется тем, что наблюдаемое распределение является сверткой квадрата амплитуды процесса и отклика систем детектора, эффективность регистрации для которых является сложной функцией анализируемых переменных и зависит как от экспериментальной установки, так и от условий отбора событий, используемых в анализе. Как правило, эта функция определяется из моделирования. Поскольку отобранные данные содержат наряду с сигналом вклад

фоновых событий, важной задачей является определение доли и формы фоновых распределений.

Для некоторых задач для выделения различных вкладов и определения параметров достаточно бывает анализировать одномерные распределения, что существенно упрощает техническую часть работы.

В случае, когда мы пытаемся извлечь информацию из ограниченного набора данных, наиболее эффективным является подгонка многомерного распределения. В этом случае существуют два подхода - подгонка бинированного и небинированного распределения. В первом подходе строится гистограмма распределения по параметрам ($\vec{q}_i \equiv q_{i_1}, q_{i_2}, \dots$) и проводится подгонка методом наименьших квадратов:

$$\chi^2 = \sum_{i_1, i_2, \dots} \frac{(N_{i_1, i_2, \dots} - AF(\vec{q}_i, \vec{\xi}))^2}{\sigma_{i_1, i_2, \dots}^2}, \quad (3.4)$$

где $N_{i_1, i_2, \dots}$ - число событий в канале i_1, i_2, \dots , $\sigma_{i_1, i_2, \dots}$ - ошибка числа событий, $F(\vec{q}_i, \vec{\xi})$ - функция распределения вероятности, зависящая от параметров $\vec{\xi} \equiv (\xi_1, \xi_2, \dots)$, A - нормировочный коэффициент. В результате подгонки могут быть определены как параметры функции, так и полная нормировка. Такой подход применим в случае, когда числа событий $N_{i_1, i_2, \dots}$ - большие (> 10), и обычно используется в случае анализа одномерных или двумерных распределений. Его преимущество состоит в том, что значение величины χ^2 одновременно является характеристикой качества подгонки. Такой анализ, например, использовался в работе [184].

Во втором случае производится минимизация функции правдоподобия:

$$\mathcal{L} = - \sum_k \ln F(\vec{q}_k, \vec{\xi}) \rightarrow \min, \quad (3.5)$$

где суммирование проводится по всем событиям. В этом случае функция плотности вероятности должна быть нормирована на единицу:

$$\int F(\vec{q}, \vec{\xi}) dQ = 1, \quad (3.6)$$

где dQ – означает интегрирование по доступному фазовому объёму, определяемому вектором переменных \vec{q} .

Плотность вероятности представляет собой сумму сигнальной $S(\vec{q}, \vec{\xi})$ и фоновой $b(\vec{q})$ функций. Сигнальная функция является сверткой отклика детектора $\varepsilon(\vec{q}_r, \vec{q}_t)$, с квадратом модуля матричного элемента $|\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\xi})|^2$:

$$S(\vec{q}, \vec{\xi}) = \int \varepsilon(\vec{q}, \vec{q}_t) |\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\xi})|^2 dQ_t. \quad (3.7)$$

Следует отметить, что набор переменных \vec{q}_t не обязательно должен быть полным, т.е. полностью определять событие. По части переменных может быть проведено интегрирование, а анализируются распределения по остальным переменным. Функция отклика детектора показывает вероятность зарегистрировать событие, описывающееся истинными переменными \vec{q}_t , как событие с переменными \vec{q}_k . Эта функция представляет собой пикообразную функцию с шириной, характеризующей разрешение детектора, и полным интегралом, дающим эффективность регистрации события с параметрами \vec{q}_t :

$$\varepsilon(\vec{q}) = \int \varepsilon(\vec{q}, \vec{q}_t) dQ_t. \quad (3.8)$$

В случае, когда изменением $|\mathcal{M}(\vec{q}_t, \vec{\xi})|^2$ на масштабе разрешения детектора можно пренебречь, свертка в выражении (3.7) может быть заменена произведением:

$$S(\vec{q}, \vec{\xi}) \approx \varepsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2. \quad (3.9)$$

В этом случае функция плотности вероятности может быть представлена в виде:

$$F(\vec{q}) = \frac{N_s \varepsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2 + n_{bg} b(\vec{q})}{N_s \int \varepsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2 d\vec{q} + n_{bg}}, \quad (3.10)$$

где N_s – ожидаемое число событий сигнала, n_{bg} – ожидаемое количество фоновых событий в сигнальной области. Форма фона может быть определена из анализа распределения вне сигнальной области, а число событий n_{bg} может быть пересчитано из количества событий в этой области.

Выражение (3.10) содержит эффективность $\varepsilon(\vec{q})$, которая рассчитывается по событиям моделирования. Дополнительную систематическую ошибку, которая возникает из-за параметризации функции $\varepsilon(\vec{q})$, можно избежать, используя следующую методику. Плотность вероятности можно выразить через число ожидаемых реконструированных событий в сигнальной области $n_s = N_s \varepsilon_s = N_s \int \varepsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2 d\vec{q}$ и переопределённую функцию фоновых событий $B(q_1^2, q_2^2) = b(q_1^2, q_2^2) / \varepsilon(q_1^2, q_2^2)$:

$$F(\vec{q}) = \varepsilon(\vec{q}) \frac{n_s / \varepsilon_s |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2 + n_{bg} B(q_1^2, q_2^2)}{n_s + n_{bg}}. \quad (3.11)$$

Интегральная эффективность (ε_s) рассчитывается методом Монте-Карло:

$$\varepsilon_s = \int \varepsilon(\vec{q}) |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2 dQ \approx \frac{1}{N_{gen}} \sum_{MC} S(q_1^2, q_2^2, \xi_i), \quad (3.12)$$

где сумма \sum_{MC} проводится по событиям моделирования, равномерно сгенерированным по фазовому объёму, прошедшим процедуру моделирования и реконструкции в детекторе, а также удовлетворяющим всем условиям отбора. Для определения числа событий в формуле (3.11) включается дополнительное слагаемое. В случае, если мы имеем n_{tot} отобранных событий и определяем число фоновых событий n_{bg} , минимизируемая функция правдоподобия имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & - \sum_{events} \ln \left(n_s \frac{|\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2}{\sum_{MC} |\mathcal{M}(\vec{q}, \vec{\xi})|^2} + n_{bg} \frac{B(\vec{q})}{\sum_{MC} B(\vec{q})} \right) / (n_s + n_{bg}) \\ & - \sum_{events} \ln \varepsilon(\vec{q}) \\ & + \frac{(n_s + n_{bg} - n_{tot})^2}{2\sigma_{tot}^2}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

где $\sigma_{tot} = \sqrt{n_{tot} + \sigma_{bg}^2}$, σ_{bg} – точность определения n_{bg} . Второе слагаемое в этом выражении не зависит от свободных параметров подгонки $\vec{\xi}$ и может быть опущено при минимизации.

Матричный элемент, как правило, представляет собой сумму вкладов амплитуд $A_i(\vec{q})$, описывающих различные промежуточные резонансы, и параметрами являются относительные амплитуды a_i и фазы ϕ_i :

$$\mathcal{M} = \sum_{i=1,N} a_i A_i(\vec{q}) e^{i\phi_i}. \quad (3.14)$$

Свободными параметрами являются $N-1$ амплитуд и фаз, одна из амплитуд является зависимой и определяется как единица (или $a_1 = 1 - \sum_{i=2,N} a_i$), а её фаза задаётся равной нулю.

Вклады состояний часто характеризуются относительной вероятностью, которая вычисляется следующим образом:

$$Br_i = \frac{a_i^2 \int |A_i(\vec{q})|^2 dQ}{\int |\sum_i a_i e^{i\phi_i} A_i(\vec{q})|^2 dQ}, \quad (3.15)$$

где интегрирование производится по всему доступному фазовому объёму (Q).

Минимизация производится с использованием стандартного программного пакета MINUIT [84]. Этот пакет позволяет как определять оптимальные значения параметров p_i , так и ковариационную матрицу ошибок σ_{ij} .

Функция правдоподобия является сложной нелинейной функцией, которая, наряду с основным минимумом, может иметь несколько локальных минимумов. При проведении минимизации важно убедиться, что найденный минимум является глобальным. Для этого проводится не одна, а несколько минимизаций с различными начальными значениями параметров. В случае нахождения нескольких минимумов, требуется проанализировать значения функции правдоподобия в этих минимумах, и, если разница функций правдоподобия в минимумах статистически неразличима, необходимо учитывать все минимумы.

Статистическая погрешность величины, определяемой как функция от параметров, таких как относительная вероятность (3.15), вычисляется с ис-

пользованием формулы распространения ошибок:

$$\sigma Br_k = \sqrt{\sum_{ij} \frac{\partial^2 Br_k}{\partial p_i \partial p_j} \sigma_{ij}}. \quad (3.16)$$

Другой способ оценки статистических ошибок параметров – это проведение специального моделирования. Для этого разыгрывается большое количество наборов данных, согласно исследуемой модели, с набором параметров, соответствующим оптимальным значениям, полученным из подгонки экспериментальных данных. Для каждого набора проводится минимизация и определяются оптимальные параметры. По полученным параметрам строятся распределения, из которых оцениваются ошибки. Такой способ позволяет учесть отличие распределения полученных параметров от нормального. Кроме того, он позволяет оценивать систематические сдвиги средних значений параметров, которые могут возникать из-за неточности определения эффективности (ввиду конечного набора данных моделирования, используемого для их определения) и приближенной формулы учета эффективности (3.9).

Данная методика проверялась на моделированных событиях распада $B^- \rightarrow D^{(*)+} \pi^- \pi^-$. Сравнение приведено далее в соответствующих разделах.

3.1.3. Изучение динамики распада $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$

Динамика распада частицы с нулевым спином описывается двумя переменными. В качестве таких переменных были выбраны два квадрата инвариантных масс $D\pi$. Поскольку в конечном состоянии у нас имеется два тождественных пиона, для описания инвариантные массы упорядочивались, и использовались минимальное и максимальное значения $M_{D\pi}$.

Для исследования динамики процесса использовались события $B \rightarrow D\pi\pi$ из сигнальной области ΔE и M_{bc} , определённой как $|\Delta E| < 25$ МэВ, $|M_{bc} - M_B| < 6$ МэВ/ c^2 . Для моделирования вклада и формы комбина-

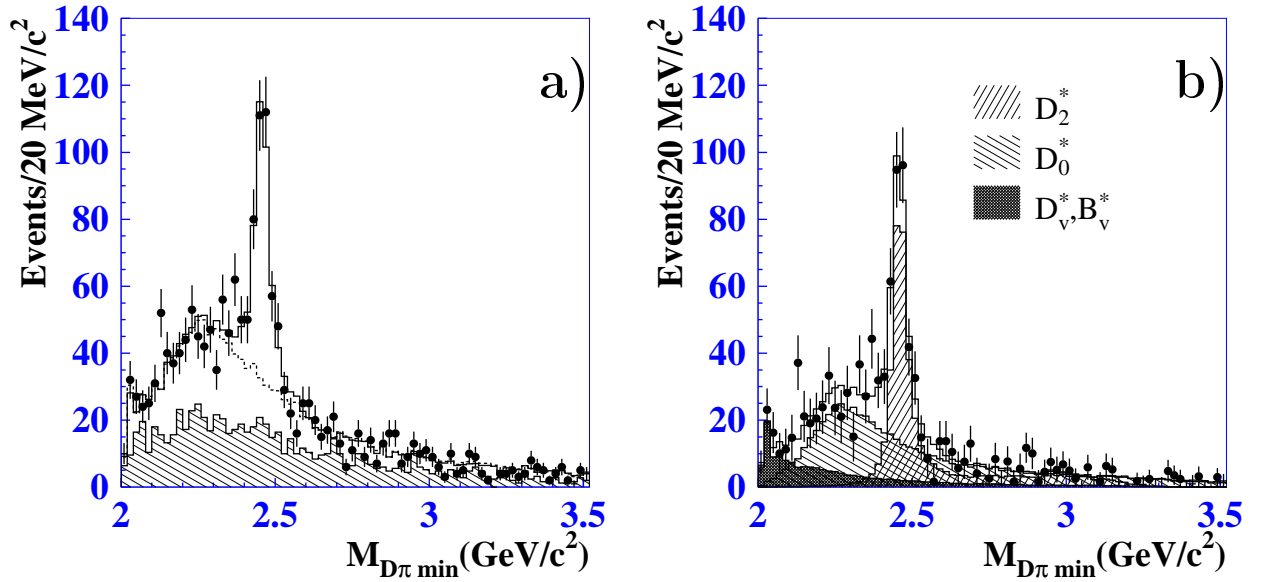


Рис. 38. а) Распределение по минимальной инвариантной массе $D\pi$ системы для кандидатов $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$. Точки с ошибками соответствуют событиям из сигнальной области, а заштрихованная гистограмма показывает события из области вне пика по ΔE . Сплошная гистограмма – результат основной подгонки, пунктирная линия – фитирующая функция в случае, если амплитуда узкого пика положена равной нулю. По остальным переменным проведено интегрирование с учетом Якобиана преобразования. б) Распределение по минимальной инвариантной массе $D\pi$ после вычета комбинаторного фона. Точки с ошибками соответствуют событиям из сигнальной области, а заштрихованные гистограммы показывают вклады различных промежуточных состояний, гистограмма показывает когерентную сумму всех состояний.

торного фона использовались события из области вне сигнальной по ΔE : $100 \text{ MeV} > |\Delta E| > 30 \text{ МэВ}$ и из сигнальной области по M_{bc} . Эта область ниже будет обозначаться (SB). Распределение по минимальной инвариантной массе $D\pi$ для сигнальных событий и событий из области SB приведены на рис. 38. На этом распределении ясно видны сигналы узкого и широкого резонансов.

Далиц-распределение событий на плоскости $M_{D\pi \text{ min}}^2 - M_{D\pi \text{ max}}^2$ показано на рис. 39. Границы распределения определяются кинематикой распада и массами дочерних частиц. Для того, чтобы иметь одинаковые границы Далиц-распределения, как для событий из сигнальной области, так и для событий из области SB, для уточнения параметров частиц проводилась подгонка с наложением дополнительных условий, что инвариантная масса системы $K\pi\pi$ равна M_D , и масса $D\pi\pi$ системы равна M_B . Значения направлений и величин импульсов частиц, полученных в результате этой подгонки использовались в дальнейшем анализе. Эта подгонка также позволяет улучшить детекторное разрешение по переменным Далиц-распределения.

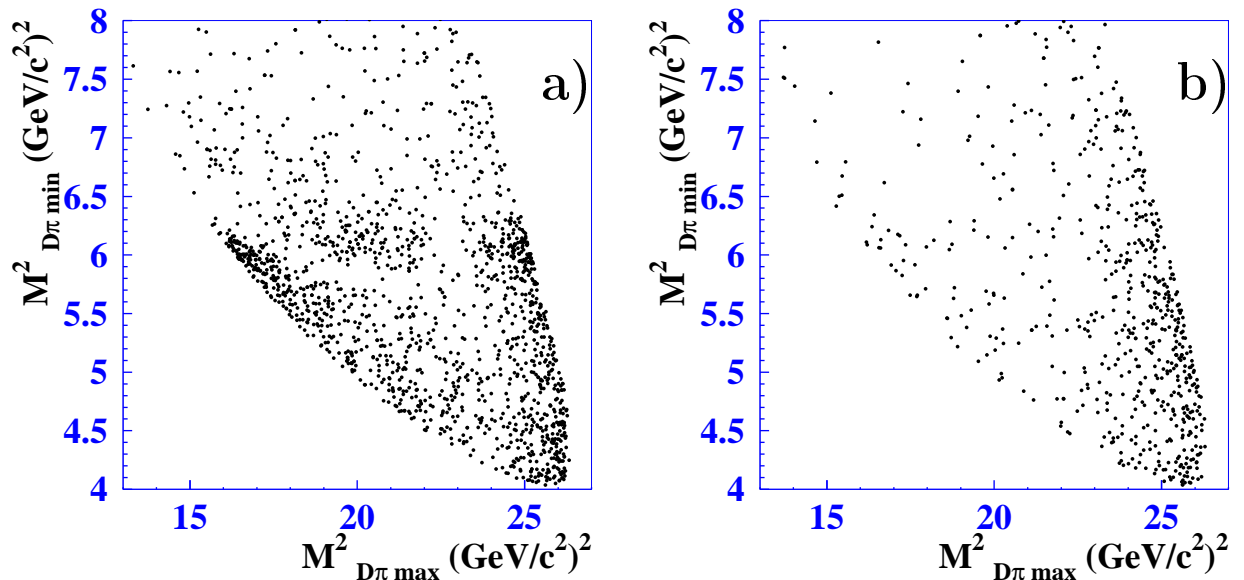


Рис. 39. Далиц-распределение для событий из а) сигнальной и б) SB областей

Для исследования распределения Далица, использовался метод небинированной подгонки, описанный в предыдущей части.

Функция распределения фона и её нормировка получались из анализа событий SB. Распределения по минимальной массе $D\pi$ системы $M_{D\pi}$ для левой и правой области SB показаны на рис. 40. Поскольку распределения в левой и правой областях совпадают со статистической точностью, мы предполагаем, что в сигнальной области распределение имеет такую же форму. Количество событий в сигнальной области пересчитывается из числа событий в SB области согласно отношению ширин областей по ΔE .

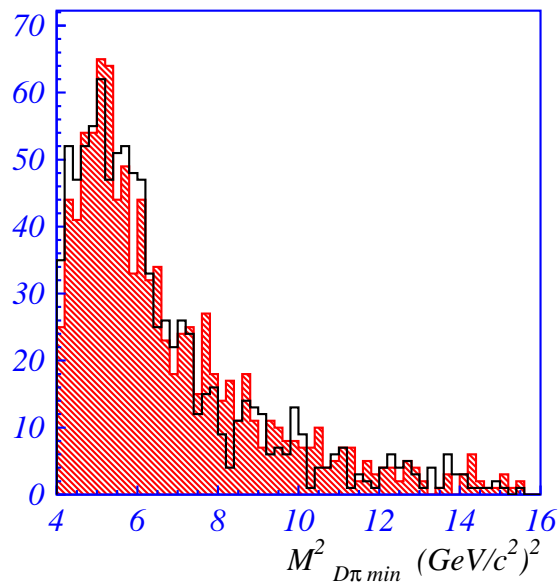


Рис. 40. Распределение по $M_{D\pi}$ для левой (заштрихованная гистограмма) и правой (пустая гистограмма) областей SB

Далиц-распределение не имеет выраженной резонансной структуры или характерных распределений по углу, фон имеет комбинаторную природу. Форма фона получалась подгонкой распределений событий SB гладкой дву-

мерной функцией:

$$\begin{aligned}
B(q_1, q_2) = & \\
& e^{-q_1 p_1} e^{p_2(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} (1 + p_3 q_1) + e^{-q_1 p_4} e^{-p_5(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} w(q_1) (p_6 q_1 + p_7) + \\
& e^{-q_1 p_8} e^{p_9(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} w(q_1) (p_{10} q_1 + p_{11}) + \\
& e^{-q_1 p_{12}} e^{p_{13}(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} w(q_1) p_{14}, \tag{3.17}
\end{aligned}$$

где p_i – параметры, а $q_2^{\max}(q_1)$, $q_2^{\min}(q_1)$, $w(q_1) = q_2^{\max}(q_1) - q_2^{\min}(q_1)$ – границы и ширина кинематически доступной области Далиц-распределения при определённом q_1 .

Общепринятого метода для описания амплитуды трёхчастичного распада не существует. В нашей работе мы представляли амплитуду процесса $D\pi\pi$ как сумму вкладов двухчастичных промежуточных состояний, каждый из которых описывается функцией Брейта-Вигнера. Такое описание широко используется в физике высоких энергий [136]. Конечно, это приближение имеет ограничения, так как амплитуда в таком виде не является ни аналитической, ни унитарной, и не учитывает взаимодействие в конечном состоянии. Тем не менее, амплитуда в виде суммы функций Брейта-Вигнера позволяет достаточно точно описать основные черты распределений, позволяет выделять вклады различных квазидвухчастичных состояний, их интерференцию и даёт возможность восстанавливать параметры этих состояний.

В конечном состоянии $D^+\pi^-\pi^-$ пары D^+ -мезона и пиона могут формировать тензорный D_2^{*0} или скалярный мезоны D_0^{*0} ; аксиальные мезоны D_1^0 и $D_1'^0$ не могут распадаться на два псевдоскалярных мезона из-за законов сохранения момента импульса и четности. В известном распаде $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$ D^{*0} не может распадаться на $D^+\pi^-$, поскольку масса D^{*0} меньше, чем сумма масс $D^+\pi^-$. Однако в распадах B может рождаться виртуальный D^{*0} (в дальнейшем обозначаемый D_v^*) вне массовой поверхности с $\sqrt{q^2}$ больше, чем суммарная масса $D^+\pi^-$ системы, и такой процесс может дать вклад в наше конечное состояние. Кроме D_v может рождаться другая виртуальная частица B^{*0} (обозначаемая здесь B_v^*): $B \rightarrow B_v^*\pi$ с последующим распадом

$B_v^* \rightarrow D\pi$. Значения масс B^{*0} и D^{*0} брались из PDG [144]. Вклад перечисленных амплитуд включался в описание квадрата матричного элемента ($S(q_1^2, q_2^2)$) в виде когерентной суммы их амплитуд:

$$S(q_1^2, q_2^2) = | a_{D_2^*} A^{(2)}(q_1^2, q_2^2) + a_{D_0^*} e^{i\phi_{D_0^*}} A^{(0)}(q_1^2, q_2^2) + a_{D_v^*} e^{i\phi_{D_v^*}} A^{(1)}(q_1^2, q_2^2) + a_{B_v^*} e^{i\phi_{B_v^*}} A^B(q_1^2, q_2^2) + a_3 e^{i\phi_3} |^2 \otimes \mathcal{R}(\Delta q^2), \quad (3.18)$$

где $\otimes \mathcal{R}(\Delta q^2)$ обозначает свертку с экспериментальным разрешением. Это выражение включает возможный постоянный член (a_3), описывающий события, равномерно распределенные по фазовому объёму.

3.1.4. Выражение для амплитуд $D^{(*)}\pi\pi$

Вероятность распада бесспиновой частицы следующим образом выражается через матричный элемент:

$$d\Gamma = \frac{|\mathcal{M}|^2}{128\pi^3 M_B^3} dq_1^2 dq_2^2. \quad (3.19)$$

Матричный элемент включает амплитуды процессов с различными промежуточными резонансами.

Амплитуда распада псевдоскалярного мезона B в тензорный мезон $D_2^*\pi$ ($0^- \rightarrow 2^+0^-$) должна иметь следующую Лоренц-инвариантную структуру:

$$A_{B \rightarrow D_2^*\pi} = \varepsilon_2^{\mu\nu*} P_{B\mu} P_{B\nu} F_{BD_2^*}(q^2) \quad (3.20)$$

где $\varepsilon_2^{\mu\nu}$ – тензор поляризации D_2^* , P_B – четырёх-импульс B -мезона и $F_{BD_2^*}(q^2)$ – переходной формфактор B в D_2^* .

Распад тензорного мезона на два псевдоскалярных мезона имеет похожую структуру:

$$A_{D_2^* \rightarrow D\pi} = \varepsilon_2^{\mu\nu} p_{2\mu} p_{2\nu} F_{D_2^*D}(q^2), \quad (3.21)$$

где p_D , p_π – четырёх-импульсы D - и π -мезона от распада D_2^* , а $F_{D_2^*D}$ – переходной формфактор D_2^* в D .

Трёхчастичная амплитуда получается из (3.20-3.21):

$$A_{B \rightarrow D\pi\pi}^{(2)}(q^2, q_1^2) = P_{B\alpha} P_{B\beta} F_{BD_2^*} \frac{T^{\alpha\beta\mu\nu}}{(M_2^2 - q^2) + iM_2\Gamma_2(q^2)} p_{2\mu} p_{2\nu} F_{D_2^*D} + ((q, p_2) \rightarrow (q', p_1)), \quad (3.22)$$

где $((q, p_2) \rightarrow (q', p_1))$ та же амплитуда с заменой импульсов $p_1 \leftrightarrow p_2$, которая обеспечивает симметризацию амплитуды по тождественным пионам в конечном состоянии, а ширина D_2^* , зависящая от q^2 , даётся выражением:

$$\Gamma_2(q^2) = \Gamma_2^0(\mathbf{p}_{2*} / \mathbf{p}_{2*}^0)^5 (M_2 / \sqrt{q^2}), \quad (3.23)$$

где p_D , $q = p_2 + p_D$, $q' = p_1 + p_D$ – четырёх-импульсы D , и $D\pi$ систем соответственно. \mathbf{p}_{2*} , \mathbf{p}_{2*}^0 – модули трёхмерных импульсов пионов в системе покоя D_2^* , для произвольного q^2 и $q^2 = M_2^2$ соответственно. Сумма по поляризациям промежуточной частицы:

$$T^{\alpha\beta\mu\nu} = \sum_{\lambda} \varepsilon_{\lambda}^{*\alpha\beta} \varepsilon_{\lambda}^{\mu\nu} \quad (3.24)$$

выражается через его четырёх-импульс (q^{μ}) и массу (M_2):

$$T^{\alpha\beta\mu\nu}(q) = \frac{1}{2} \left((g^{\mu\alpha} - \frac{q^{\mu}q^{\alpha}}{M_2^2}) (g^{\nu\beta} - \frac{q^{\nu}q^{\beta}}{M_2^2}) + (g^{\nu\alpha} - \frac{q^{\nu}q^{\alpha}}{M_2^2}) (g^{\mu\beta} - \frac{q^{\mu}q^{\beta}}{M_2^2}) \right) - \frac{1}{3} (g^{\mu\nu} - \frac{q^{\mu}q^{\nu}}{M_2^2}) (g^{\alpha\beta} - \frac{q^{\alpha}q^{\beta}}{M_2^2}). \quad (3.25)$$

Для реальной частицы выполняется условие поперечности: $(q_{\mu} \varepsilon^{\mu\nu}) = 0$. Для промежуточной частицы это условие выполняется только для $q^2 = M_2^2$ ($(q_{\mu} T^{\alpha\beta\mu\nu}(q^2 = M_2^2)) = 0$). Вне массовой поверхности это условие не выполняется, и формулы (3.20-3.21) могут содержать два слагаемых и два фактора. Однако, в нашем приближении, для описания узкого резонанса, мы пренебрегаем непоперечным вкладом. В данном случае этот подход соответствует сохранению только D -волнового вклада в (3.22). Проведя свертку в формуле (3.22), и выразив скалярные произведения векторов через инвариантную массу системы $D\pi$ (q^2), угол спиральности (θ) и модули трёх-импульсов пионов от распада B в системе покоя B (\mathbf{p}_{1*}) и распада D^{**}

в системе $D^{**}(\mathbf{p}_{2*})$, мы получим:

$$\begin{aligned}
A_{B \rightarrow D\pi\pi}^{(2)}(q^2, q_1^2) &= \frac{1}{(M_2^2 - q^2) + iM_2\Gamma_2(q^2)} \left((P_B p_2) - \frac{(qP_B)(qp_2)}{q^2} \right) \\
&- \frac{1}{3} \left(M_B^2 - \frac{(qP_B)^2}{q^2} \right) \left(m_\pi^2 - \frac{(qp_2)^2}{q^2} \right) F_{D_2^*D} F_{BD_2^*} + ((q, p_2) \rightarrow (q', p_1)) \quad (3.26) \\
&= F_{D_2^*D} F_{BD_2^*} \frac{M_B^2 \mathbf{p}_{2*}^2 \mathbf{p}_{1*}^2 / M_2^2 (\cos^2 \theta - 1/3)}{(M_2^2 - q^2) + iM_2\Gamma_2(q^2)} + ((q, p_2) \rightarrow (q', p_1)).
\end{aligned}$$

Угол спиральности определяется как угол между направлением вылета пиона от распада D^{**} и пиона от распада B в системе покоя $D\pi$.

Для рождения скалярного резонанса трёхчастичная амплитуда может быть представлена в виде:

$$A_{B \rightarrow D\pi\pi}^{(0)}(q^2, q_1^2) = \frac{F_{D_0^*D}(q^2) F_{BD_0^*}(q^2)}{(M_0^2 - q^2) + iM_0\Gamma_0(q^2)} + ((q, p_2) \rightarrow (q', p_1)), \quad (3.27)$$

где $F_{D_0^*D}$, $F_{BD_0^*}$ – переходные формфакторы и $\Gamma_0(q^2)$ – ширина, зависящая от q^2 для скалярного резонанса, которую можно выразить через значение ширины на массовой поверхности:

$$\Gamma_0(q^2) = \Gamma_0^0(\mathbf{p}_{2*}/\mathbf{p}_{2*}^0)(M_0/\sqrt{q^2}). \quad (3.28)$$

(Следует отметить, что для амплитуды, подавленной по цвету, описываемой диаграммой, показанной на рис. 6(с), $F_{BD_0^*}(q^2)$ надо заменить на $f_{D_0^*} F_{B\pi}$, но Лоренц-структура взаимодействия сохраняется.)

Аналогичным образом, для промежуточного векторного D_v^* , мезона амплитуда, представляется в виде:

$$A_{B \rightarrow D\pi\pi}^{(1)}(q^2) = \frac{F_{D_1^*D} F_{BD_1^*} M_B / M_* \mathbf{p}_{2*} \mathbf{p}_{1*} \cos \theta}{(M_*^2 - q^2) + iM_*\Gamma_*(q^2)} + ((q, p_2) \rightarrow (q', p_1)) \quad (3.29)$$

где $F_{D_1^*D}$, $F_{BD_1^*}$ – формфакторы, M_* , $\Gamma_*(q^2)$ – масса и ширина, зависящая от q^2 D^* :

$$\Gamma_*(q^2) = \Gamma_*^0(\mathbf{p}_{2*}/\mathbf{p}_{2*}^0)^3 (M_*/\sqrt{q^2}). \quad (3.30)$$

Для промежуточного B_v^* состояния амплитуда записывается в похожем виде:

$$A_{B \rightarrow D\pi\pi}^{B^*}(q^2) = \frac{F_{B_1^*D} F_{BB_1^*} \mathbf{p}_{2^*} \mathbf{p}_{1^*} \cos \theta}{(M_{B^*} - q^2) + iM_{B^*} \Gamma_{B^*}(q^2)} + (p_2 \rightarrow p_1, q \rightarrow q_1),$$

где $F_{B_1^*D}$, $F_{BB_1^*}$ – соответствующие формфакторы, и $\Gamma_{B^*}(q^2)$ – ширина резонанса:

$$\Gamma_{B^*}(q^2) = \Gamma_{B^*}^0 (\mathbf{p}_{1^*} / \mathbf{p}_{1^*}^0)^3 (M_{B^*} / \sqrt{q^2}). \quad (3.31)$$

В случае распада B на D^* и два пиона, с распадом $D^* \rightarrow D\pi$, в конечном состоянии мы имеем четыре бесспиновых частицы. В приближении пренебрежимо малой ширины D^* , нам требуется четыре переменные для описания матричного элемента. В качестве этих переменных, кроме квадрата массы D^{**} (q^2) и его угла спиральности (θ), можно выбрать угол (α) между пионами от распада D^{**} и D^* в системе покоя D^* (угол спиральности D^*) и азимутальный угол (γ) пиона от распада D^* относительно плоскости распада $B \rightarrow D^* \pi\pi$. В этих переменных выражение для вероятности распада записывается следующим образом:

$$d\Gamma = \frac{|M|^2}{512\pi^3 M_B^3 M_*} \mathbf{p}_{3^*} dq_1^2 dq_2^2 d \cos \alpha d\gamma, \quad (3.32)$$

где $q_1^2 = (p_{D^*} + p_1)^2$ и $q_2^2 = (p_{D^*} + p_2)^2$ квадраты инвариантных масс $D^* \pi$ комбинаций ($q_2^2 > q_1^2$), \mathbf{p}_{3^*} – модуль трёхмерного импульса пиона от распада D^* в его системе покоя, M_B и M_* – массы B и D^* мезонов соответственно.

Амплитуду распада $D_2^* \rightarrow D^* \pi$ можно представить в виде:

$$A_{D_2^* \rightarrow D^* \pi} = i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_2^\mu \varepsilon_-^{\nu*} p_2^\rho \varepsilon_2^{\sigma\gamma} p_{2\gamma} F_2(q_2^2), \quad (3.33)$$

$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ – единичный антисимметричный четырёх-тензор, а $F_2(q^2)$ – переходной формфактор.

Для четырёхчастичного распада через D_2^* и D^* , амплитуда получается из формул (3.20), (3.33), при сохранении вкладов поперечного тока, упуская

вклады, отличные от D-волны:

$$\begin{aligned} A^{(2)} &= F_2 \frac{\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} q_1^\mu p_2^\nu p_1^\sigma p_3^\rho ((p_1 p_2) - (p_2 q_2)(p_1 q_2)/q_2^2)}{(M_2^2 - q^2) + iM_2 \Gamma_2(q^2)} + (p_1, q_2, p_3 \rightarrow p_2, q'_2, p_3) \\ &= \frac{F_2 M_B \mathbf{p}_{3*} \mathbf{p}_{1*}^2 \mathbf{p}_{2*}^2 \sin \alpha \sin \gamma \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{q_2^2} (M_2^2 - q^2) + iM_2 \Gamma_2(q^2)} + (p_1, q_2, p_3 \rightarrow p_2, q'_2, p_3), \end{aligned} \quad (3.34)$$

где p_3 – четырёх-импульс пиона от распада D^* и $q'_2 = p_1 + q_1$ – четырёх-импульс другой комбинации D-мезон-пион, \mathbf{p}_{1*} , \mathbf{p}_{2*} , \mathbf{p}_{3*} – трёх-импульсы соответствующих пионов в системе покоя материнских частиц (B , D^{**} , D^*).

Для распада B в аксиальные мезоны D'_1 , D_1 амплитуды имеет следующую Лоренц-структуру:

$$A_{B \rightarrow D_1^{(\prime)} \pi} = \varepsilon_+^{\mu*} p_{1\mu} F_1(q_2^2), \quad (3.35)$$

где ε_+^μ – вектор поляризации $D_1^{(\prime)}$ -мезона, $F_1(q_2^2)$ – переходной формфактор.

Амплитуда распада аксиально векторной частицы в векторную и псевдоскалярную включает два слагаемых:

$$\begin{aligned} A_1^{(1)} &= \varepsilon_+^\mu \varepsilon_{-\mu}^*, \\ A_2^{(1)} &= (\varepsilon_+^\mu p_{2\mu})(\varepsilon_-^{\nu*} p_{2\nu}). \end{aligned} \quad (3.36)$$

Отношение амплитуд определяется динамикой распада. В рамках ЭТТК этот распад описывается S-волной для широкого $j_q = 1/2$ резонанса и D-волной для узкого $j_q = 3/2$. Соответствующие амплитуды для S- и D-волн выражаются через амплитуды (3.36):

$$\begin{aligned} A^S &= (A_1^{(1)} + c_1 A_2^{(1)}) a_s \\ A^D &= (A_1^{(1)} + c_2 A_2^{(1)}) a_d. \end{aligned} \quad (3.37)$$

Коэффициент $c_1 = ((q_1 q_2) - \sqrt{q_1^2 q_2^2}) / ((q_1 p_2)^2 - m^2 q_1^2)$ даёт S-волну $D^{**} \rightarrow D^* \pi$ распада. Второе состояние – D-волновая комбинация – получается для коэффициента, $c_2 = ((q_1 q_2) + 2\sqrt{q_1^2 q_2^2}) / ((q_1 p_2)^2 - m^2 q_1^2)$ a_s , a_d – нормировочные коэффициенты.

В случае конечной массы s -кварка, реальные состояния являются линейными, ортогональными комбинациями состояний $j_q = 3/2$ и $j_q = 1/2$:

$$\begin{aligned} D_1 &= (D_{3/2} \cos \omega + D_{1/2} e^{i\psi} \sin \omega) \\ D'_1 &= (D_{1/2} \cos \omega - D_{3/2} e^{-i\psi} \sin \omega), \end{aligned} \quad (3.38)$$

где ω , ψ – углы смешивания.

Многочастичные амплитуды получаются из вышеприведенных амплитуд:

$$\begin{aligned} A^n &= F_n \frac{M_B \mathbf{p}_2^* \mathbf{p}_1^* \mathbf{p}_3^* a_d A_D^{(1)} \cos \omega + a_s A_S^{(1)} \sin \omega e^{i\psi}}{(E_{1^*} + 2\sqrt{q_2^2}) (M_1^2 - q^2) + iM_2 \Gamma_1(q^2)}, \\ A^w &= F_w \frac{M_B \mathbf{p}_1^* \mathbf{p}_3^* a_s A_S^{(1)} \cos \omega - a_d A_D^{(1)} \sin \omega e^{-i\psi}}{\sqrt{q_2^2} (M_w^2 - q^2) + iM_w \Gamma_w(q^2)}, \end{aligned} \quad (3.39)$$

где $A_S^{(1)}$, $A_D^{(1)}$ – угловые зависимости для S и D волн:

$$\begin{aligned} A_D^{(1)} &= (\sin \alpha \sin \theta \cos \gamma + 2 \cos \theta \cos \alpha) \frac{3}{8\pi} \\ A_S^{(1)} &= (\sin \alpha \sin \theta \cos \gamma - \cos \theta \cos \alpha) \frac{1}{2\pi}. \end{aligned} \quad (3.40)$$

Эти формулы получены в приближении сохранения поперечных компонентов токов.

Для случае $D^* \pi^+ \pi^-$ распада, промежуточные состояния могут возникать в $\pi\pi$ системе. В этом случае удобным базисом являются амплитуды с определёнными поляризациями. В случае ρD^* можно выделить вклад продольных поляризаций A_{long}^ρ и двух комбинаций поперечных поляризаций: $A_{||}^\rho$ и A_{\perp}^ρ . Угловые зависимости для этих распадов выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{long}^\rho &= \cos \alpha' \cos \theta' \\ A_{||}^\rho &= \sin \alpha' \sin \theta' \cos \phi' \\ A_{\perp}^\rho &= \sin \alpha' \sin \theta' \sin \phi', \end{aligned} \quad (3.41)$$

где α' – угол спиральности D^* -мезона, θ' – угол спиральности ρ -мезона, а ϕ' – угол между плоскостями распада D^* и ρ мезона в системе покоя B -мезона. Для случая распада $B \rightarrow D^* f_2$, с последующим распадом f_2 в пару пионов угловые зависимости имеют следующую зависимость:

$$\begin{aligned} A_{long}^{f_2} &= \cos \alpha' (\cos^2 \theta' - 1/3) \\ A_{\parallel}^{f_2} &= \sin \alpha' \sin \theta' \cos \theta' \cos \phi' \\ A_{\perp}^{f_2} &= \sin \alpha' \sin \theta' \cos \theta' \sin \phi'. \end{aligned} \quad (3.42)$$

3.1.5. Амплитудный анализ

Амплитуда каждого резонанса описывалась в виде релятивистской функции Брейта-Вигнера с шириной, зависящей от q^2 , и угловой зависимостью, соответствующей спину промежуточной и конечных частиц, согласно выражениям, полученным в разделе 3.1.4:

$$A^{(L)}(q_1^2, q_2^2) = F_{BD^{**}}^{(L)}(\mathbf{p}_1) \frac{T^{(L)}(q_1, q_2)}{q_1^2 - M_L^2 + iM_L \Gamma_L(q_1^2)} F_{D^{**}D}^{(L)}(\mathbf{p}_2) + (q_1 \rightarrow q_2), \quad (3.43)$$

где

$$\Gamma_L(q^2) = \Gamma_L \cdot (\mathbf{p}_2/\mathbf{p}_2^0)^{2L+1} (M_L/\sqrt{q^2}) F_{D^{**}D}^{(L)2}(\mathbf{p}_2) \quad (3.44)$$

зависящая от q^2 ширина D^{**} , распадающегося в конечное состояние $D\pi$ с орбитальным угловым моментом L , с массой M_L и величиной ширины на массовой поверхности Γ_L . Переменные $p_1, p_2, p_D, q_1 = p_2 + p_D, q_2 = p_1 + p_D$ – четырёх-импульсы пионов, D и $D\pi$ комбинаций соответственно; $\mathbf{p}_2, \mathbf{p}_2^0$ – модули трёх-импульсов пионов в системе покоя D^{**} , а масса D^{**} имеет квадрат четырёх-импульса и массу q^2 и $M_L^2 \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_1^0$ – модуль трёх-импульса пиона в системе покоя B . Поскольку в конечном состоянии имеется два тождественных пиона, в выражении (3.43) добавляется слагаемое с перестановкой пионов, которое обеспечивает симметризацию частиц, подчиняющихся статистике Бозе-Эйнштейна. Угловая зависимость для промежуточных частиц

с различными спинами согласно формулам (3.27), (3.29) и (3.26) представляется в виде:

$$T^{(0)}(q_1, q_2) = 1, \quad T^{(1)}(q_1, q_2) = \frac{M_B \mathbf{p}_2 \mathbf{p}_1}{\sqrt{q_1^2}} \cos \theta, \quad T^{(2)}(q_1, q_2) = \frac{M_B^2 \mathbf{p}_2^2 \mathbf{p}_1^2}{q_1^2} (\cos^2 \theta - 1/3), \quad (3.45)$$

где θ – угол между направлением вылета пиона от распада B и пионом от распада D^{**} в системе покоя D^{**} , а $F_{BD^{**}}^{(l)}(\mathbf{p}_1)$ и $F_{D^{**}D}^{(l)}(\mathbf{p}_2)$ – переходные формфакторы. В настоящий момент не существует надежных моделей для расчёта формфакторов. В этой работе для описания формфакторов $B \rightarrow D^{**}$ и $D^{**} \rightarrow D$ использовалась параметризация Блатта-Вайскопфа [4]:

$$F_{AB}^{(0)}(\mathbf{p}) = 1, \quad F_{AB}^{(1)}(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{1 + (\mathbf{p}^0 r)^2}{1 + (\mathbf{p}r)^2}}, \quad F_{AB}^{(2)}(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{9 + 3(\mathbf{p}^0 r)^2 + (\mathbf{p}^0 r)^4}{9 + 3(\mathbf{p}r)^2 + (\mathbf{p}r)^4}}, \quad (3.46)$$

где $r=1.6$ (ГэВ/с) $^{-1}$ – адронный масштаб. Для виртуальных частиц D_v^* и B_v^* , рождающихся вне массового пика, для описания формфактора использовалась другая параметризация:

$$F_{AB}(\mathbf{p}) = e^{-r(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)}, \quad (3.47)$$

обеспечивающая более сильное подавление числителя в выражении (3.43) далеко от области резонанса. Разрешение детектора по массе $D\pi$ определялось по событиям моделирования и составляло около 4 МэВ/с 2 .

Параметры резонансов D^{**} ($M_{D_2^{*0}}$, $\Gamma_{D_2^{*0}}$, $M_{D_0^{*0}}$, $\Gamma_{D_0^{*0}}$), амплитуды и относительные фазы промежуточных состояний ($a_{D_2^*}$, $a_{D_v^*}$, $a_{D_0^*}$, $a_{B_v^*}$, a_3 , $\phi_{D_v^*}$, $\phi_{D_0^*}$, ϕ_{B^*} , ϕ_3) являлись свободными параметрами подгонки в уравнении (3.11). Для обеспечения более удобной работы с полученными величинами и обеспечения эффективной сходимости подгонки в качестве параметров использовались: количество сигнальных событий n_s , перечисленные выше относительные фазы, квадраты амплитудных коэффициентов a_i^2 , где i соответствуют одному из промежуточных состояний: D_0^* , D_v^* , B^* или безрезонансного трёхчастичного распада. Квадрат амплитуды $a_{D_2^*}$ не является независимым, а выражается через остальные коэффициенты: $a_{D_2^*}^2 = 1 - \sum_{i \neq D_2^*} a_i^2$.

В таблице 13 показаны результаты подгонки для различных моделей. Вклады состояний характеризовались относительной вероятностью, которая вычислялась согласно (3.15), где i – одно из промежуточных состояний: D_2^* , D_0^* , D_v^* , B_v^* или безрезонансный трёхчастичный распад. При включении амплитуды D_v^* , описание экспериментальных данных существенно улучшается, а величина относительной вероятности рождения $D\pi$ через D_v^* согласуется с оценкой, основанной на величине ширины D^* и вероятности $B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-$. Включение амплитуды B_v^* также улучшает значение функции вероятности. Добавление амплитуды равномерной по фазовому объёму $a_3 \exp(i\phi_3)$ не даёт существенного улучшения этой функции, и окончательный результат приводится без включения этого вклада. Изменение параметров при включении этой амплитуды рассматривается как один из вкладов в модельную ошибку.

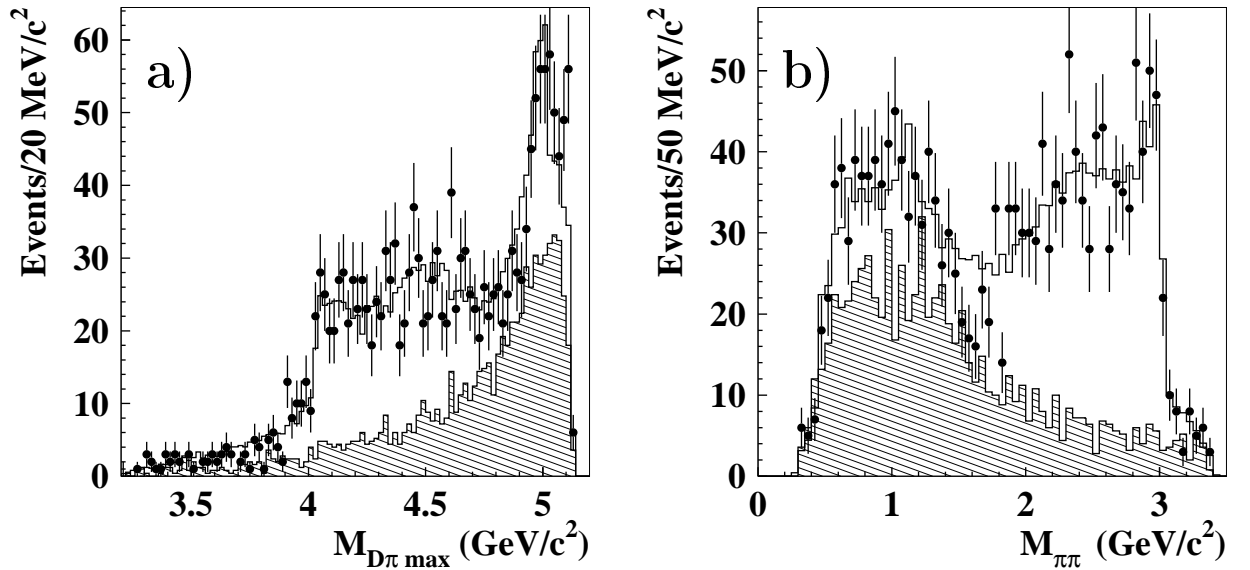


Рис. 41. Распределения а) по максимальной инвариантной массе $D\pi$ и б) $\pi\pi$ для кандидатов $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$. Точки с ошибками соответствуют событиям из сигнальной области, заштрихованная гистограмма соответствует данным из SB. Обычная гистограмма – результат подгонки.

На рисунке 41 представлены распределения по максимальной инвари-

Таблица 13. Результаты подгонки для различных моделей. Модель включает вклады промежуточных состояний D_2^* , D_0^* , D_v^* , B_v^* . Включение безрезонансного трёхчастичного вклада ((a_3)) не даёт существенного улучшения функции правдоподобия.

Параметр	I D_2^* , D_0^*	II D_2^* , D_0^* , D_v^*	III D_2^* , D_0^* , D_v^* , B_v^*	IV D_2^* , D_0^* , D_v^* , B_v^* , a_3	V D_2^* , D_0^* , a_3
$Br_{D_2^*}(10^{-4})$	3.21 ± 0.24	3.26 ± 0.26	3.38 ± 0.31	3.47 ± 0.37	3.28 ± 0.06
$Br_{D_0^*}(10^{-4})$	6.09 ± 0.42	4.96 ± 0.47	6.12 ± 0.57	8.35 ± 0.94	6.33 ± 0.06
$\phi_{D_0^*}$ (радиан)	-2.01 ± 0.10	-2.35 ± 0.11	-2.37 ± 0.11	-2.31 ± 0.14	-1.88 ± 0.20
$Br_{D_v^*}(10^{-4})$	–	1.46 ± 0.23	2.21 ± 0.27	2.23 ± 0.32	–
$\phi_{D_v^*}$ (радиан)	–	0.03 ± 0.15	-0.25 ± 0.15	-0.33 ± 0.19	–
$Br_{B_v^*}(10^{-4})$	–	–	0.67 ± 0.04	0.72 ± 0.04	–
$\phi_{B_v^*}$ (радиан)	–	–	-0.27 ± 0.28	-0.39 ± 0.24	–
$M_{D_2^{*0}}(MeV/c^2)$	2454.6 ± 2.1	2458.9 ± 2.1	2461.6 ± 2.1	2462.7 ± 2.2	2456.9 ± 2.4
$\Gamma_{D_2^{*0}}(MeV)$	43.8 ± 4.0	44.2 ± 4.1	45.6 ± 4.4	46.1 ± 4.5	45.2 ± 4.3
$M_{D_0^{*0}}(MeV/c^2)$	2268 ± 18	2280 ± 19	2308 ± 17	2326 ± 19	2301 ± 23
$\Gamma_{D_0^{*0}}(MeV)$	324 ± 26	281 ± 23	276 ± 21	333 ± 37	482 ± 72
$a_3 \times 10^5$	–	–	–	0.38 ± 0.65	1.24 ± 1.05
ϕ_3 (радиан)	–	–	–	-0.10 ± 0.93	0.68 ± 0.80
N_{sig}	1058 ± 47	1007 ± 44	1056 ± 46	1068 ± 47	1075 ± 49
$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_l$	115	26	0	-7	103
χ^2/N	253.9/129	185.2/127	166.5/125	158.5/123	245.2/127

антной массе $D\pi$ и инвариантной массе $\pi\pi$ комбинаций, там же сплошными линиями показаны результаты подгонки. На рисунке 42 приведено распределение по минимальной инвариантной массе $D\pi$ системы для различных областей спиральности $D\pi$. Спиральность ($\cos\theta_h$) определена как косинус угла между направлениями пионов от распада B - и D^{**} -мезонов в системе покоя D^{**} . Число событий в каждом канале гистограмм поправлено на величину эффективности регистрации, которая определяется по событиям моделирования. Приведенная кривая – результирующая подгоночная функция для случая, когда выражение амплитуды содержит вклады промежуточных состояний D_2^* , D_0^* , D_v^* и B_v^* . На распределении для области $|\cos\theta_h| > 0.67$,

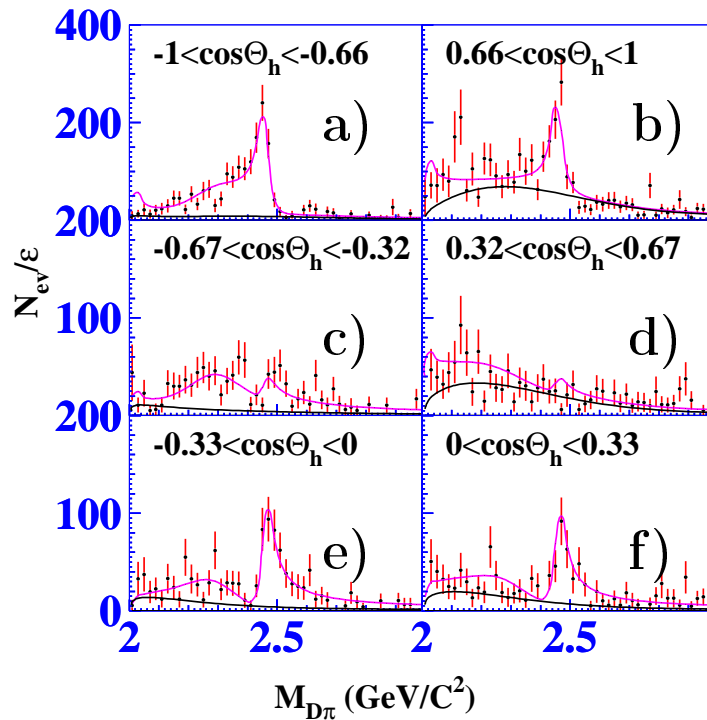


Рис. 42. Распределение по минимальной инвариантной массе $D\pi$ системы для различных областей спиральности. Кривые показывают результат подгонки для случая включения амплитуд D_2^* , D_0^* и D_v^* (верхняя кривая) и вклад комбинаторного фона (нижняя кривая). Число событий в каждом канале поправлено на величину эффективности, полученную из моделирования.

где D-волна имеет большую амплитуду, ясно наблюдается пик от резонанса D_2^* . Для диапазона спиральности $0.33 < |\cos \theta_h| < 0.67$, где вклад D-волны подавлен, виден вклад S-волны от D_0^* , а в области $|\cos \theta_h| < 0.33$ наблюдается картина интерференции этих состояний.

Другой демонстрацией согласия подгоночной функции и экспериментальных данных является распределение по спиральности в различных областях q^2 , показанное на рис. 43. Гистограмма в области D_2^* мезона явно описывается D-волновой зависимостью $|\cos^2 \theta_h - 1/3|^2$. Распределения в других областях показывают неплохое согласие с подгоночной кривой, за исключением нескольких точек в области малых значений $M_{D\pi \min}$ и спиральности, близкой к 1 на рис. 43(а). Эта область в основном определяется вкладами виртуальных D_v^* и B_v^* -мезонов, описание которых очень сильно зависит от поведения формфакторов. Неточность описания в этой области не сказывается на параметрах D^{**} , получаемых из подгонки.

Значение функции правдоподобия не даёт информации о качестве подгонки. Качество подгонки определяется по величине χ^2/N для двумерной гистограммы минимального значения $q_{D\pi}^2$ от спиральности $D\pi$ и функции по этим переменным, полученным из небинированной подгонки. Уровень согласия с моделью, включающей вклады D_2^* , D_0^* , D_v^* и B_v^* , составляет 0.8%. Низкая величина получается из-за неточности описания в области малых $M_{D\pi \min}$ и больших $M_{D\pi \max}$ (область спиральности близкой к 1), которая уже упоминалась выше.

В таблице 14 приведены значения функции правдоподобия для случая, когда в описание амплитуды отсутствует вклад широкого скалярного резонанса, или когда квантовые числа амплитуды, описывающей широкий резонанс отличны от $J^P = 0^+$. Как видно из таблицы, значения функции правдоподобия в этом случае существенно хуже. Таким образом, мы декларировали в статье [180] первое наблюдение широкого скалярного состояния, которое может быть интерпретировано как D_0^* . Подгонка даёт следующие

Таблица 14. Сравнение модели, включающей скалярный 0^+ резонанс, с моделями без этого резонанса. Амплитуды D_2^* и виртуальных D_v^* и B_v^* мезонов всегда включены.

Модель	$-2 \ln(\mathcal{L}/\mathcal{L}_{max})$
$D_2^*, D_0^*, D_v^*, B_v^*$	0
$D_2^*, D_v^*, B_v^*, \text{ph.sp}(a_3)$	265
$D_2^*, D_v^*, B_v^*, 1^-$	355
$D_2^*, D_v^*, B_v^*, 2^+$	235

значения параметров D_0^* :

$$M_{D_0^{*0}} = (2308 \pm 17 \pm 15 \pm 28) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_0^{*0}} = (276 \pm 21 \pm 18 \pm 60) \text{ МэВ}.$$

Эти значения получаются для случая, когда в описание включены четыре амплитуды (столбец III в таблице 13). Первая ошибка статистическая, вторая систематическая, а третья ошибка характеризует модельную неопределённость параметров состояния, которая будет описана ниже.

Величины массы и ширины узкого тензорного резонанса, полученные в результате подгонки, составляют:

$$M_{D_2^{*0}} = (2461.6 \pm 2.1 \pm 0.5 \pm 3.3) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_2^{*0}} = (45.6 \pm 4.4 \pm 6.5 \pm 1.6) \text{ МэВ}.$$

Величина D_2^{*0} ширины, измеренная нами, получилась больше чем мировое среднее 23 ± 5 МэВ [144] на время публикации результатов и находилась в согласии с предварительным результатом эксперимента FOCUS 30.5 ± 4.2 МэВ [183]. В нашем измерении была впервые аккуратно учтена интерференция всех промежуточных состояний. В предыдущих анализах интерференция не учитывалась, что могло быть источником значительных систематических ошибок в измерении ширины.

Были получены следующие величины произведения относительных ве-

роятностей:

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} \pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-) = (3.4 \pm 0.3 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-4},$$

(вероятности определялись согласно формуле (3.15))

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_0^{*0} \pi^-) \times \mathcal{B}(D_0^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-) = (6.1 \pm 0.6 \pm 0.9 \pm 1.6) \times 10^{-4},$$

и относительная фаза амплитуд скалярного и тензорного мезонов:

$$\phi_{D_0^{*0}} = -2.37 \pm 0.11 \pm 0.08 \pm 0.10 \text{ радиан.}$$

Неопределённость формы фона является одним из основных источников систематической ошибки. Она определялась из сравнения результатов подгонки для случаев, когда фон определялся отдельно по событиям SB слева и справа от сигнального пика. Также проводилась подгонка при более жестких ограничениях на ΔE , M_{bc} и ΔM_D , которые позволяли подавить фон приблизительно в два раза, сохраняя около 80 % сигнальных событий. Результаты, получаемые во всех случаях, согласовались статистически. Максимальная разница рассматривалась как систематическая ошибка. Ошибка относительных вероятностей включала в себя также неопределённость восстановления трека и эффективности идентификации. Кроме того, в систематическую ошибку включалась неопределённость относительной вероятности распада $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

Модельная ошибка оценивалась из сравнения результатов подгонки, полученных для различных моделей (II-IV в таблице 13) и для различных значений параметра переходных формфакторов (Выр. (3.46), (3.47) r в диапазоне от 0 до 5 (ГэВ/с)⁻¹.

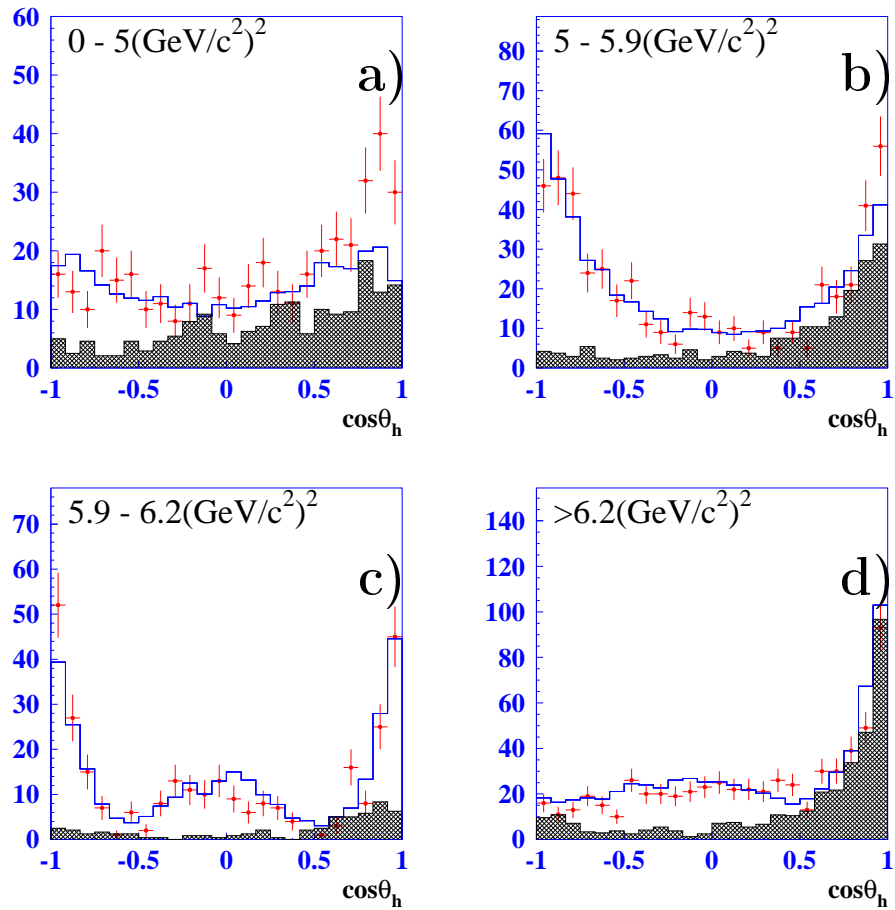


Рис. 43. Распределение по спиральности для данных (точки с ошибками) и для моделирования (гистограммы). Заштрихованными гистограммами показан вклад пересчитанного комбинаторного фона из SB. а), b) области q^2 ниже D_2^0 резонанса, с) – область тензорного резонанса, d) – область выше D_2^0 резонанса.

3.2. Изучение процессов

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

Для выделения событий изучаемого процесса D^* восстанавливался по распаду $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. Для реконструкции D^0 использовались две моды его распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ и $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Распределения по ΔE и M_{bc} для отобранных событий показаны на рис. 44. Для каждой моды распада количество событий получалось таким же способом, который использовался для событий $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$, описанным в разделе 3.1.. Полученные таким образом числа событий составляют $N_{K\pi} = 273 \pm 21$ и $N_{K3\pi} = 287 \pm 22$ для $K\pi$ и $K\pi\pi\pi$ распадов соответственно, что согласуется с оценкой, основанной на знаниях относительных вероятностей распадов D эффективности регистрации, полученных из моделирования: $(13.6 \pm 0.2)\%$ для $K^- \pi^+$ и $(6.5 \pm 0.2)\%$ для $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

Относительная вероятность распада B^- в конечное состояние ($D^* \rightarrow D\pi$) $\pi\pi$ определялась как средневзвешенное значение величин, полученных по двум модам распада D-мезона:

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- \pi^-) = (1.25 \pm 0.08 \pm 0.22) \times 10^{-3},$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Это измерение согласовалось с мировым средним $(2.1 \pm 0.6) \times 10^{-3}$ [144] и имело заметно более высокую точность. Систематическая ошибка включает неопределённость эффективности реконструкции треков (16 %) (для низкоэнергетических пионов от распадов D^* погрешность эффективности составляет 8 %) и неопределённость эффективности идентификации (5 %). Неточность формы фона оценивалась таким же образом, как и для событий $D\pi\pi$, и составила 5%.

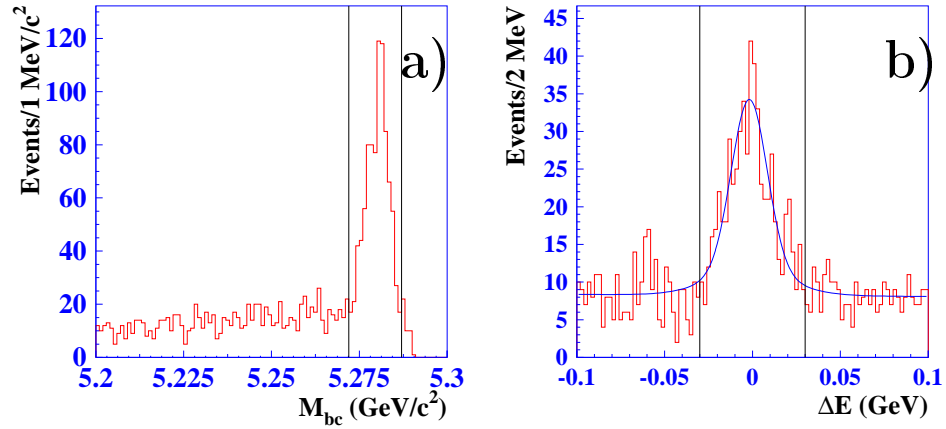


Рис. 44. Распределение по а) M_{bc} и б) ΔE для кандидатов в $B^\mp \rightarrow D^{*\pm} \pi^\mp \pi^\mp$

3.2.1. Амплитудный анализ распадов



Как отмечалось в разделе 3.1.4, состояние $D^{*+} \pi^- \pi^-$ более сложное, чем состояние $D^+ \pi^- \pi^-$. В конечном состоянии имеется распадающаяся векторная частица D^* , и мы имеем четырёхчастичное конечное состояние, которое в пренебрежении шириной D^* , описывается четырьмя переменными: инвариантной массой (q^2) и углом спиральности $D^* \pi$ (θ), углом спиральности D^* (α) и углом (γ) между плоскостями распада $D^* \rightarrow D \pi$ и $B \rightarrow D^* \pi \pi$ в системе покоя B -мезона.

Для дальнейшего анализа использовались события, попадающие в сигнальную область по ΔE и M_{bc} : $|\Delta E| < 30$ МэВ, $|M_{bc} - M_B| < 6$ МэВ/ c^2 . Для изучения формы фона и его вклада в сигнальную область использовались события из области вне сигнала по ΔE (SB): $100 \text{ МэВ} > |\Delta E| > 30 \text{ МэВ}$.

Конечное состояние $D^* \pi$ может возникать от распада узких D_2^{*0} и D_1^0 , и широкого D_1^0 состояний. Распределения по минимальной инвариантной массе $D^* \pi$ для сигнальной и SB областей показаны на рис. 45. В сигнальной области явно наблюдаются как узкие состояния с массой $M_{D^* \pi} \sim 2.4$ ГэВ/ c^2 , так и широкая структура, которая может быть интерпретирована как D_1^0 .

Далиц-распределения для сигнальных и SB областей приведены на рис. 46. Для того, чтобы границы распределения Далица были одинаковы, использовалась подгонка инвариантной массы $D\pi$ в массу $M_{D^{*+}}$ и массы $D^*\pi\pi$ в M_B для сигнальных событий и событий SB. Эта процедура также даёт улучшение разрешения по параметрам распределения.

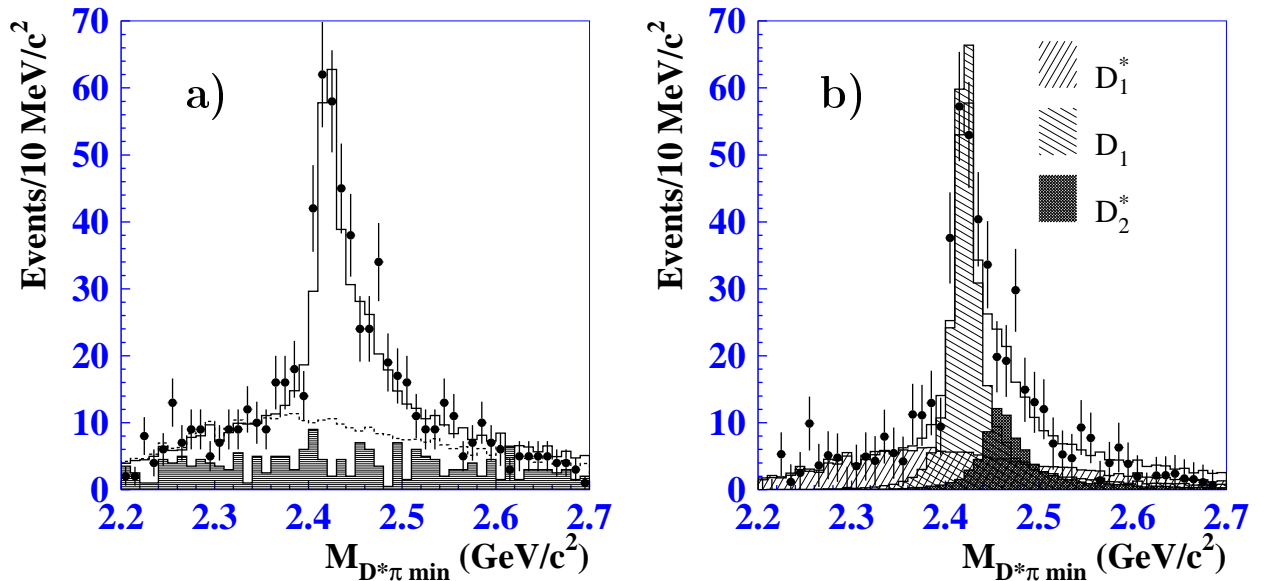


Рис. 45. а) Распределение по минимальной инвариантной массе $D^*\pi$ системы. Точки с ошибками – для экспериментальных событий из сигнальной области; заштрихованная гистограмма – для комбинаторного фона из SB области; обычная гистограмма – для событий моделирования с параметрами, полученными из небинированной подгонки. Пунктирное распределение показывает вклад широкого резонанса. б) Распределение по минимальной инвариантной массе после вычитания вклада комбинаторного фона. Точки с ошибками – для экспериментальных событий из сигнальной области; заштрихованные гистограммы показывают вклады различных промежуточных состояний; обычная гистограмма – когерентная сумма этих вкладов.

Для определения амплитуд и относительных фаз промежуточных состояний использовалась методика небинированной подгонки, описанная в разделе 3.1.2. Предполагая, что распределение фона одинаково в сигналь-

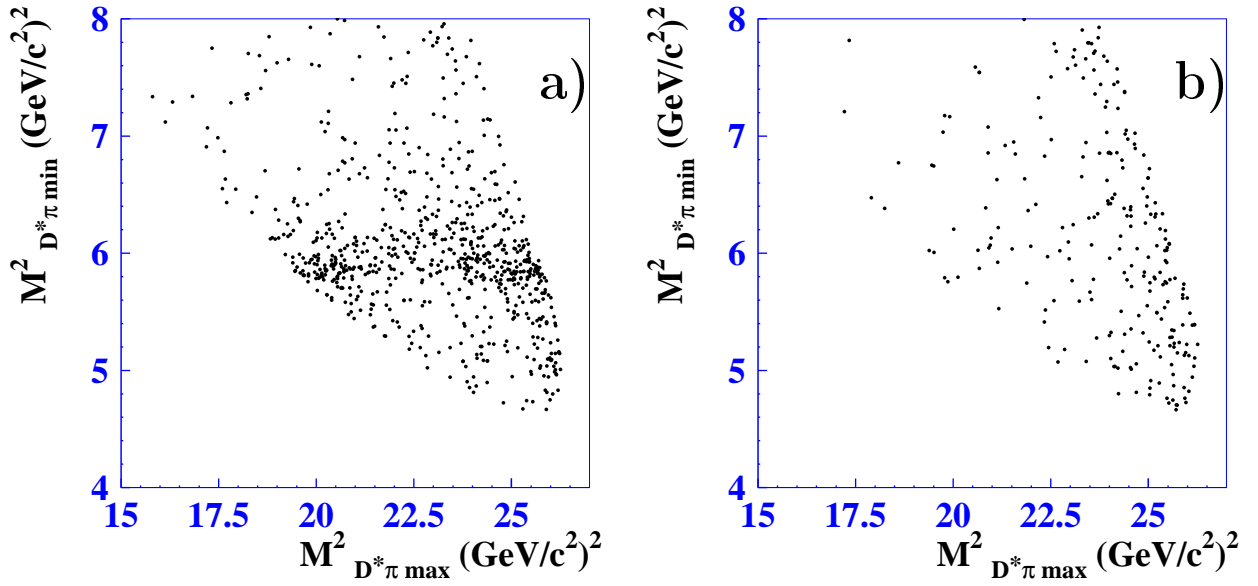


Рис. 46. Распределение Далица для а) сигнальной области и б) событий из SB

ной области и в области SB вне её, зависимость $\mathcal{B}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma)$ получалась из небинированной подгонки событий в области SB гладкой функцией от четырёх переменных:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) = & e^{-q_1 p_1} e^{p_2(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} w(q_1) (1 + p_9 \cos \alpha + p_{10} \cos^2 \alpha) + \\ & p_3 e^{-q_1 p_4} e^{-p_5(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} q_1 (1 + p_{11} \cos \alpha + p_{12} \cos^2 \alpha) + \\ & p_6 e^{-q_1 p_7} e^{-p_8(q_2 - q_2^{\min}(q_1))} q_1 (1 + p_{13} \cos \alpha + p_{14} \cos^2 \alpha), \end{aligned} \quad (3.48)$$

где p_i – параметры, $q_2^{\max}(q_1)$, $q_2^{\min}(q_1)$, $w(q_1) = q_2^{\max}(q_1) - q_2^{\min}(q_1)$ – границы и ширина распределения для фиксированного q_1 . Число событий фона в сигнальной области пересчитывается из числа событий в области SB вне сигнала согласно отношению площадей.

Сигнал параметризуется как сумма амплитуд промежуточных состояний тензора (D_2^*) и двух аксиальных векторов (D_1', D_1), кроме того, в амплитуду включены слагаемые, описывающие рождение виртуальных частиц D_v^{*0} , B_v^{*0} , а также слагаемое, описывающее рождение частиц, равномерно распределенных по фазовому объёму. Квадрат матричного элемента свора-

чивается с функцией разрешения детектора, полученной из моделирования:

$$\begin{aligned}
S(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) = & \\
& |A^{(D_1)}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) + A^{(D'_1)}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) + A^{(D_2^*)}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) \\
& + a_{D_v} e^{i\phi_{D_v}} A^{D_v}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) + a_{B_v^*} e^{i\phi_{B_v^*}} A^{B^*}(q_1^2, q_2^2, \alpha, \gamma) + a_3 e^{i\phi_3}|^2 \otimes R(\Delta q^2).
\end{aligned} \tag{3.49}$$

Вклад каждого резонанса описывался релятивистской функцией Брейта-Вигнера с шириной, зависящей от q^2 . Поскольку конечное состояние содержит два тождественных пиона, амплитуда должна быть симметричной относительно их перестановок. Для обеспечения симметризации каждый вклад включает два слагаемых (3.43). Угловая зависимость каждого резонанса определяется спином, четностью промежуточной и конечных частиц и орбитальным моментом волны распада согласно формулам (3.34), (3.40).

$$\begin{aligned}
T^{(1D)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) &= a_{D_1} \frac{M_B^2 \mathbf{p}_2^2 \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_3}{\sqrt{q_1^2}} (\sin \theta \cos \gamma \sin \alpha + 2 \cos \theta \cos \alpha), \\
T^{(1S)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) &= a_{D'_1} e^{i\phi_{D'_1}} \frac{M_B \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_3}{\sqrt{q_1^2}} (\sin \theta \cos \gamma \sin \alpha - \cos \theta \cos \alpha), \\
T^{(D_2^*)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) &= a_{D_2^*} e^{i\phi_{D_2^*}} \frac{M_B \mathbf{p}_2^2 \mathbf{p}_1^2 p_3}{\sqrt{q_1^2}} \cos \theta \sin \theta \sin \alpha \sin \gamma,
\end{aligned} \tag{3.50}$$

где $a_{D'_1}$, a_{D_1} , $a_{D_2^*}$, $\phi_{D'_1}$, $\phi_{D_2^*}$ – относительные амплитуды и фазы для переходов через заданные промежуточные состояния. Амплитуды S и D волн в (3.50) соответствуют распадам промежуточных состояний $1_{1/2}^+$ и $1_{3/2}^+$. Поскольку масса с-кварка конечна, наблюдаемые состояния 1^+ могут быть комбинацией чистых состояний. Таким образом, результирующая амплитуда представляет суперпозицию соответствующих функций Брейта-Вигнера:

$$\begin{aligned}
T^{(D'_1)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) &= T^{(1S)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) \cos \omega - e^{i\psi} T^{(1D)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) \sin \omega, \\
T^{(D_1)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) &= T^{(1S)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) \sin \omega + e^{-i\psi} T^{(1D)}(q_1, q_2, \alpha, \gamma) \cos \omega.
\end{aligned} \tag{3.51}$$

где ω – угол смешивания, а ψ – комплексная фаза.

Состояние $D^* \pi$ может рождаться из распада виртуальных частиц D_v^0 и B_v^{*0} . Включение D_v существенно улучшает значение функции правдоподобия

бия, включение B_v^* и постоянного слагаемого не даёт существенного улучшения описания экспериментальных данных, как видно из Табл. 15. Подгонка без включения широкого резонанса даёт существенно худшие величины функции правдоподобия, как показано в таблице 16.

Мы также пытались выполнить подгонку, включая широкий резонанс с другими квантовыми числами 0^- , 1^- , 2^+ . В этом случае значение функции правдоподобия получается существенно хуже, как показано в таблице 16. Для проверки моделировалось несколько наборов данных, разыгранных с плотностью вероятности согласно амплитуде, включающей следующие промежуточные состояния:

- $D_1, D_2^*, D_v, B_v, D_1'$ (модель 0),
- D_1, D_2^*, D_v, B_v (модель 1),
- $D_1, D_2^*, D_v, B_v, (0^-)$ (модель 2),
- $D_1, D_2^*, D_v, B_v, (1^-)$ (модель 3),
- $D_1, D_2^*, D_v, B_v, (2^+)$ (модель 4).

Массы, ширины, относительные амплитуды и фазы промежуточных состояний брались равными значениям, полученным в результате подгонки экспериментальных данных в соответствующей модели. Числа сгенерированных событий были такими же, как в экспериментальном наборе. Также добавлялось ожидаемое число событий комбинаторного фона, взятых из области SB. Для этих событий делалась такая же небинированная подгонка, как для экспериментальных событий. Результаты подгонки показаны в таблице 17. Подгонка данных, разыгранных по модели (0) с широким 1^+ состоянием, даёт значение функции правдоподобия, сходное со значением, полученным по экспериментальным данным, а остальные модели дают существенно другие значения. Исходя из этого, мы приходим к выводу, что наблюдается рождение широкого $1^+ D_1'$ состояния со статистической значимостью более 10σ . Модельные и систематические ошибки оценивались таким же образом, как для событий $D\pi\pi$.

Масса и ширина D_2^* были зафиксированы на значениях, полученных в

Таблица 15. Результаты подгонки для различных моделей. Модель для получения результатов включает амплитуды D_2^* , D_1 , D_1' , D_v , B_v^* .

	D_1, D_2^*, D_1'	$D_1, D_2^*, D_1',$ D_v	$D_1, D_2^*, D_1',$ D_v, B_v^*	$D_1, D_2^*, D_1',$ $D_v, B_v^*, \text{ph.sp}$	$D_1, D_2^*, D_1',$ ph.sp
$Br_{D_1}(10^{-4})$	7.02 ± 0.75	6.86 ± 0.72	6.78 ± 0.69	6.73 ± 0.69	7.00 ± 0.74
$Br_{D_2^*}(10^{-4})$	1.89 ± 0.28	2.00 ± 0.28	1.83 ± 0.26	1.82 ± 0.27	1.88 ± 0.26
$\phi_{D_2^*}(\text{радиан})$	-0.53 ± 0.15	-0.56 ± 0.14	-0.57 ± 0.14	-0.56 ± 0.14	-0.53 ± 0.12
$Br_{D_1'}(10^{-4})$	5.01 ± 0.40	4.99 ± 0.39	4.96 ± 0.38	4.84 ± 0.38	4.91 ± 0.40
$\phi_{D_1'}(\text{радиан})$	1.86 ± 0.18	1.65 ± 0.23	1.68 ± 0.20	1.70 ± 0.20	1.89 ± 0.18
$Br_{D_v}(10^{-4})$	–	0.52 ± 0.19	0.57 ± 0.19	0.57 ± 0.19	–
$\phi_{D_v}(\text{радиан})$	–	-2.68 ± 0.26	-2.43 ± 0.24	-2.43 ± 0.25	–
$Br_{B_v^*}(10^{-4})$	–	–	0.21 ± 0.10	0.21 ± 0.11	–
$\phi_{B_v^*}(\text{радиан})$	–	–	1.19 ± 0.44	1.23 ± 0.43	–
$M_{D_1^0}(MeV/c^2)$	2421.4 ± 1.6	2421.2 ± 1.5	2421.4 ± 1.5	2421.3 ± 1.5	2421.5 ± 1.4
$\Gamma_{D_1^0}(MeV)$	26.7 ± 3.1	25.2 ± 2.9	23.7 ± 2.7	23.5 ± 2.8	26.5 ± 2.7
$M_{D_1'^0}(MeV/c^2)$	2442 ± 29	2433 ± 29	2427 ± 26	2425 ± 26	2442 ± 29
$\Gamma_{D_1'^0}(MeV)$	454 ± 100	417 ± 105	384_{-75}^{+107}	374 ± 87	449 ± 94
$\omega(\text{радиан})$	-0.08 ± 0.03	-0.09 ± 0.03	-0.10 ± 0.03	-0.10 ± 0.03	-0.08 ± 0.03
$\psi(\text{радиан})$	0.00 ± 0.22	0.05 ± 0.21	0.05 ± 0.20	0.06 ± 0.20	-0.10 ± 0.22
$a_3 \times 10^4$	–	–	–	0.51 ± 0.77	0.42 ± 0.44
$\phi_3(\text{радиан})$	–	–	–	-0.08 ± 0.83	0.11 ± 0.80
N_{sig2}	277 ± 21	274 ± 20	279 ± 20	278 ± 20	276 ± 20
N_{sig4}	275 ± 20	276 ± 20	281 ± 20	281 ± 20	276 ± 21
$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_l$	25	7	0	-2	23

Таблица 16. Сравнение результатов подгонки без и с включением широкого резонанса 1^+ . Амплитуды D_2^* и D_1 всегда включены.

Модель	$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_i$
$D_2^*, D_1', D_1, D_v, B_v^*$	0
$D_2^*, D_1, D_v, B_v^*, \text{ph.sp}(a_3)$	170
$D_2^*, D_1, D_v, B_v^*, 0^-$	107
$D_2^*, D_1, D_v, B_v^*, 1^-$	156
$D_2^*, D_1, D_v, B_v^*, 2^+$	166

Таблица 17. Сравнение значений функции правдоподобия для экспериментальных данных и для данных моделирования, разыгранных согласно различным моделям

Модель подгонки	Набор данных					
	Эксперимент	Модель 0	Модель 1	Модель 2	Модель 3	Модель 4
0 $D_1, D_2^*, D_v, B_v, D_1'$	0	0	0	0	0	0
1 $D_1, D_2^*, D_v, B_v, \text{phs}$	170	190	7	0	-5	-14
2 $D_1, D_2^*, D_v, B_v, 0^-$	107	125	-1	-1	-1	-6
3 $D_1, D_2^*, D_v, B_v, 1^-$	156	185	0	28	-14	-3
4 $D_1, D_2^*, D_v, B_v, 2^+$	166	184	4	13	-1	-18
5 $D_1, D_2^*, D_v, B_v, D_1', \text{phs}$	-2	-2	-3	-3	-1	-2

анализе $B \rightarrow D\pi\pi$ распада. Массы и ширины аксиальных векторных состояний D^{**} , а также фазы и относительные вероятности рождения a_{D_1} , $a_{D'_1}$, $a_{D_2^*}$, $\phi_{D'_1}$, $\phi_{D_2^*}$ были свободными параметрами подгонки. Свободными параметрами являлись также угол и фаза смешивания мезонов ω и ψ .

Поскольку не существует хорошего способа для графического представления функции в четырёхмерном пространстве, в качестве иллюстрации качества подгонки приводятся проекции распределений для различных переменных. На рисунках 45, 47 приведены распределения по инвариантным

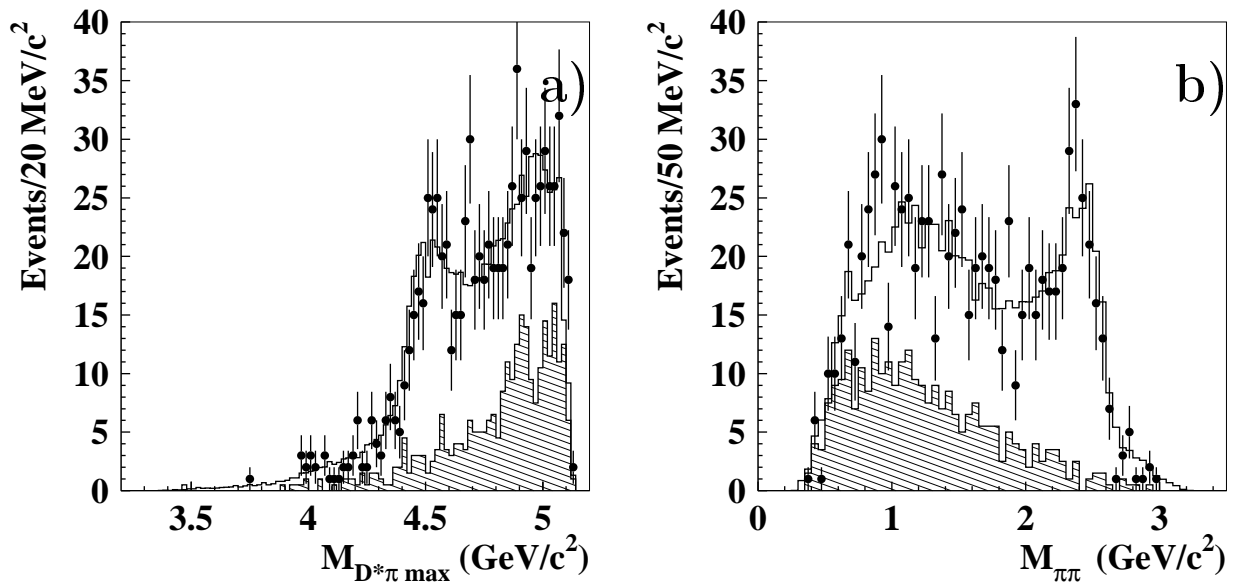


Рис. 47. а) Распределение по а) максимальной инвариантной массе $D^*\pi$ системы и б) инвариантной массе $\pi\pi$ для кандидатов в события $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-$. Точки с ошибками соответствуют событиям из сигнальной области, заштрихованные гистограммы показывает вклад комбинаторного фона. Обычная гистограмма показывает результат небинированной подгонки.

массам $M_{D^*\pi min}$, $M_{D^*\pi max}$ и $M_{\pi\pi}$ для экспериментальных событий и для событий моделирования, разыгранных по модели, используемой для подгонки, которая содержала D_1 , D'_1 , D_2^* и виртуальные D_v , B_v^* промежуточные состояния. Рисунок 48 показывает сравнение экспериментальных данных и моделирования по распределению спиральностей D^{**} и D^* и угла γ для об-

ластей q^2 , которые соответствовали двум узким резонансам D_1 ($q^2 = (5.76 \sim 5.98) (\text{ГэВ}/c^2)^2$), D_2^* ($q^2 = (5.98 \sim 6.15) (\text{ГэВ}/c^2)^2$) и областям, где преобладает амплитуда широкого состояния D_1' ниже ($q^2 < 5.76 (\text{ГэВ}/c^2)^2$) и выше ($q^2 > 6.15 (\text{ГэВ}/c^2)^2$) узких резонансов. Все распределения показывают хорошее согласие данных и результатов подгонки.

Невозможно характеризовать качество подгонки стандартным значением χ^2 , так как для бинированного распределения с четырьмя степенями свободы и ограниченным количеством экспериментальных событий любое разбиение приведёт к очень малому числу событий в каналах. Поэтому для оценки качества подгонки мы использовали значения χ^2 для различных проекций (рис. 45 и 48). Полученные значения χ^2 соответствуют уровню доверия (5 – 90) %.

Для параметров D_1 мезона в результате подгонки получились следующие значения:

$$M_{D_1^0} = (2421.4 \pm 1.5 \pm 0.4 \pm 0.8) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_1^0} = (23.7 \pm 2.7 \pm 0.2 \pm 4.0) \text{ МэВ}.$$

Эти параметры находятся в хорошем согласии с мировыми средними: $M_{D_1^0} = (2422.2 \pm 1.8) \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{D_1^0} = (18.9_{-3.5}^{+4.6}) \text{ МэВ}$ [144] и имеют сравнимую точность.

Параметры широкого D_1^0 резонанса:

$$M_{D_1^0} = (2427 \pm 26 \pm 20 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_1^0} = (384_{-75}^{+107} \pm 24 \pm 70) \text{ МэВ}.$$

Наблюдение похожего резонанса ранее докладывалось коллаборацией CLEO, но не было опубликовано, наши измерения согласуются с предварительными данными CLEO: $M_{D_1^0} = (2461_{-42}^{+48}) \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{D_1^0} = (290_{-90}^{+110}) \text{ МэВ}$ [119].

Полученные результаты для произведения относительных вероятностей распадов B и D^{**} мезонов составляют:

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1 \pi^-) \times \mathcal{B}(D_1 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (6.8 \pm 0.7 \pm 1.3 \pm 0.3) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} \pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (1.8 \pm 0.3 \pm 0.3 \pm 0.2) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0 \pi^-) \times \mathcal{B}(D_1^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) = (5.0 \pm 0.4 \pm 1.0 \pm 0.4) \times 10^{-4},$$

относительные фазы амплитуд D_2^* и D_1' :

$$\phi_{D_2^{*0}} = -0.57 \pm 0.14 \pm 0.06 \pm 0.13 \text{ радиан}; \quad \phi_{D_1'} = 1.68 \pm 0.20 \pm 0.07 \pm 0.16 \text{ радиан},$$

а угол смешивания двух аксиальных состояний и их относительная фаза составляют:

$$\omega = -0.10 \pm 0.03 \pm 0.02 \pm 0.02 \text{ радиан},$$

$$\psi = 0.05 \pm 0.20 \pm 0.04 \pm 0.06 \text{ радиан}.$$

Для оценки неопределённости формы распределения фона и эффективности условий отбора проводились дополнительные исследования. Форма фона, полученная по отдельности из левой и правой области вне пика ΔE , использовалась для описания плотности вероятности. Проводились подгонки при использовании более жестких условий отбора по ΔE и M_{bc} , которые давали улучшение отношения сигнал-шум приблизительно в 2 раза. Максимальные отклонения значений подгоняемых параметров для разных условий подгонки рассматривались как систематические ошибки. Для величин относительных вероятностей распадов в систематическую ошибку включалась неопределённость эффективности регистрации 18%. Модельная ошибка оценивалась из сравнения результатов подгонки для различных моделей (таблица 15) и различных параметров адронного радиуса r для переходных формфакторов в диапазоне от 0 до 5 (ГэВ/с) $^{-1}$, (3.46) и (3.47).

3.2.2. Обсуждение результатов

Из измеренных относительных вероятностей $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} \pi^-) \mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-)$ и $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} \pi^-) \mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-)$ было получено отношение вероятностей распада D_2^{*0} :

$$H = \frac{\mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-)}{\mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-)} = 1.9 \pm 0.5,$$

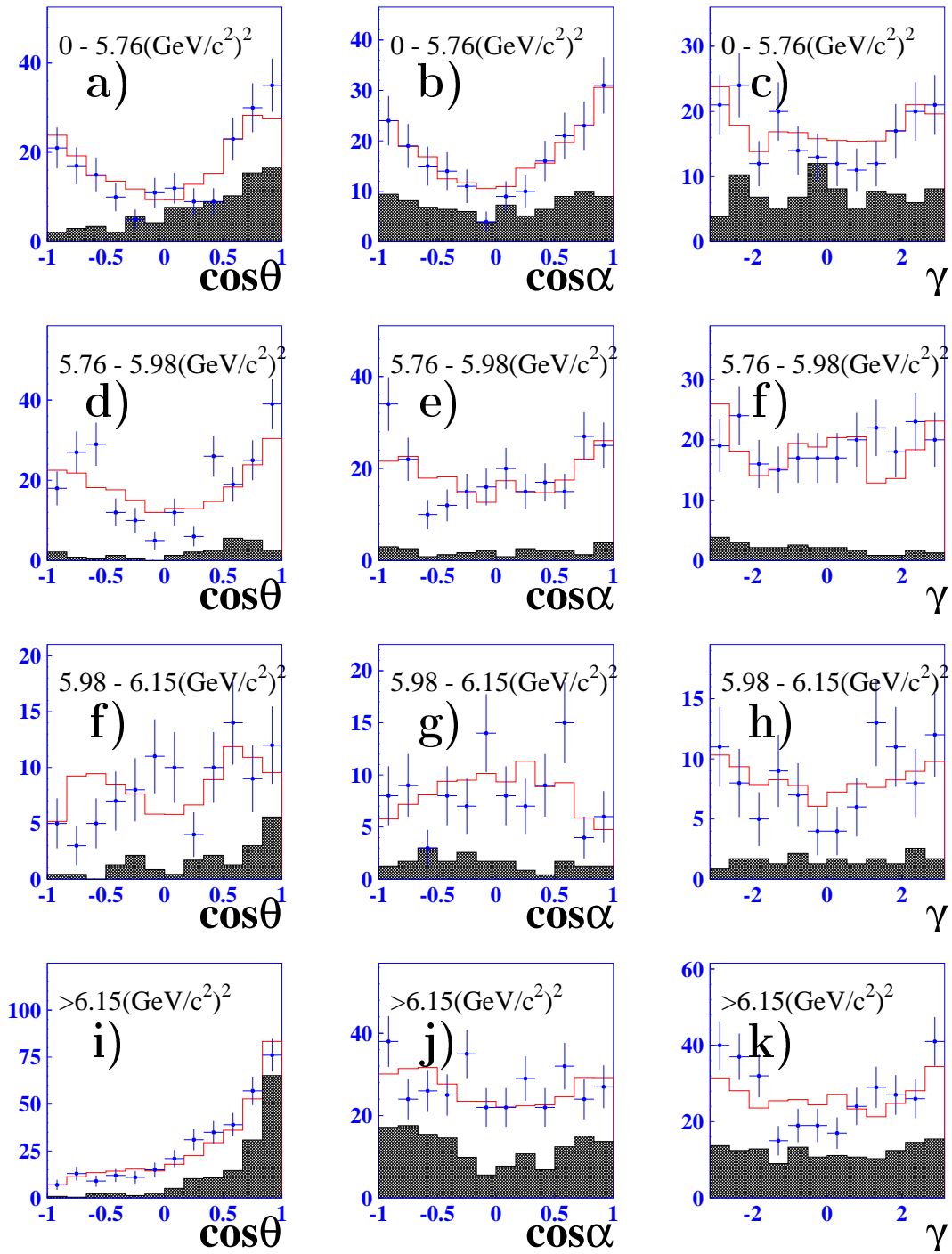


Рис. 48. Распределения по косинусу углов спиральности $D^{**}(\cos\theta)$, $D^*(\cos\alpha)$ и азимутальному углу γ для четырёх различных областей q^2 . Точки с ошибками – экспериментальные данные, обычные гистограммы – результаты моделирования с параметрами, полученными из подгонки, заштрихованные гистограммы показывает вклад фона, полученного из SB событий.

что находится в соответствии с мировым средним $H = 1.54 \pm 0.15$ [250]. Теоретические модели [50, 69, 82] дают предсказания для величины H в интервале от 1.5 до 3. В случае D_2^* , распады в $D\pi$ и $D^*\pi$ дают основной вклад, а для D_1 основной вклад даёт распад $D^*\pi$. Отношение R в (3.2) может быть получено из следующей комбинации полученных относительных вероятностей:

$$R = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0}\pi^-)(\mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) + \mathcal{B}(D_2^{*0} \rightarrow D^+\pi^-))}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0\pi^-)\mathcal{B}(D_1^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)} = 0.77 \pm 0.15.$$

Полученные значения ниже, чем измерения CLEO (статистически они согласуются), но приблизительно в два раза больше, чем предсказания, основанные на приближении факторизации [107]. К сожалению, из этих измерений мы не можем сделать вывод, даёт ли вклад большая нефакторизуемая часть амплитуды для тензорных и аксиальных мезонов, или требуется учитывать следующие поправки к лидирующему слагаемому в подходе факторизации. Согласно работе [101], наблюдаемое значение R соответствует величине следующего за лидирующим слагаемого функции Изгур-Вайса $\hat{\tau}_1 = 0.40^{+0.10}_{-0.15}$ ГэВ.

В полулептонных распадах, в которых отсутствует нефакторизуемый вклад, величина отношения составляет 0.5 ± 0.6 [99], которая с экспериментальной точностью совпадает как с нашими измерениями, так и с предсказаниями теоретической модели. Более точное измерение полулептонных распадов с D^{**} поможет разрешить эту проблему.

Наши измерения показывают, что вклад узких состояний составляет $(36 \pm 6)\%$ всех $D\pi\pi$ распадов и $(63 \pm 6)\%$ $D^*\pi\pi$ распадов. Это противоречит правилам сумм КХД [134], которые предсказывают преобладание узких состояний в распадах $B \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$. Возможно в распадах $B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-$ вклад амплитуды, подавленной по цвету, сравним с величиной древесной амплитуды. Для амплитуды, подавленной по цвету, D^{**} рождается из вершины распада b -кварка, и его амплитуда определяется константами связи $f_{D^{**}}$, которые больше для ($j_q = 1/2$) состояний [92]. Отношение рождения узких и

широких $D\pi$ состояний в распадах $B \rightarrow D^{(*)}\pi l\nu$, полученное в экспериментах на LEP [99], показывает превышение вклада широких состояний. Более точные измерения полулептонных и других зарядовых состояний $D^{(*)}\pi\pi$ могут понять природу расхождения.

Результаты Далиц-анализа распада $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$, проведенного позже в эксперименте ВаБар [221], подтверждают наши измерения, как показано в таблице 18.

Таблица 18. Сравнение параметров амплитуды распада $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$ в данном анализе и исследовании ВаБар. Ошибки, приведенные в таблице – квадратичная сумма статистической, систематической и модельных погрешностей.

Параметр	Данная работа [180]	ВаБар [221]
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D^+\pi^-\pi^-} (10^{-4})$	10.2 ± 1.6	10.8 ± 0.4
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_2^*\pi} \mathcal{B}_{D_2^* \rightarrow D\pi} (10^{-4})$	3.4 ± 0.8	3.5 ± 0.5
$M_{D_2^{0*}}, (\text{МэВ}/c^2)$	2461.6 ± 3.9	2460.4 ± 2.5
$\Gamma_{D_2^{0*}}, (\text{МэВ}/c^2)$	45.6 ± 8.0	41.8 ± 3.8
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_0^*\pi} \mathcal{B}_{D_0^* \rightarrow D\pi} (10^{-4})$	6.1 ± 1.9	6.8 ± 2.1
$\phi_{D_0^*}$ радиан	-2.37 ± 0.16	-2.07 ± 0.21
$M_{D_0^{0*}}, (\text{МэВ}/c^2)$	2308 ± 36	2297 ± 21
$\Gamma_{D_0^{0*}}, (\text{МэВ}/c^2)$	276 ± 66	273 ± 50

3.3. Поиск распадов $D^{**} \rightarrow D^*\pi\pi$

До нашего измерения предполагалось, что распады D_1 и D_2^* происходят за счёт двухчастичных мод распада $D\pi$ и $D^{(*)}\pi$. Существование мод $D_{1,2}$, отличных от $D_{1,2} \rightarrow D^{(*)}\pi$, было предметом исследования работы [189].

Наличие новых мод приводит к изменению величины R , а кроме того, измерение вероятностей неосновных мод распада даёт ценную информацию для понимания физики системы “тяжёлый-лёгкий кварк”.

Мезоны D_1 и D_2^* реконструировались в распадах B мезонов $\bar{B}^0 \rightarrow D_{1(2)}^{(*)+} \pi^-$ и $B^- \rightarrow D_{1(2)}^{(*)0} \pi^-$. Исследования основаны на экспериментальном наборе $152 \times 10^6 B\bar{B}$ пар.

Для данного анализа на основе информации о числе хитов в CDC и положении точки вылета трека выбирались “хорошие” треки. Кроме того, требовалось, чтобы поперечный импульс заряженных частиц был выше $0.05 \text{ ГэВ}/c$. На треки, соответствующие каонам, накладывалось требование на вероятность быть каоном $\text{PID}(K) > 0.6$. Такое условие соответствует эффективности регистрации каонов 88% и вероятности неправильной идентификации пионов 8% . Все остальные треки, не идентифицированные как электроны, рассматривались как пионы.

Кандидатами в фотоны являлись изолированные кластеры в калориметре, не связанные с заряженными треками. Для каждого кластера требовалось соответствие параметра его формы фотонной гипотезе и энерговыделение больше 30 МэВ . Пары фотонов с инвариантной массой $\pm 12 \text{ МэВ}/c^2$ ($\sim 2.5\sigma$) от номинальной массы π^0 [144] рассматривались как кандидаты в π^0 мезоны.

$D^0(D^+)$ мезоны восстанавливались в модах распада $K^-\pi^+$ ($K^-\pi^+\pi^+$) с инвариантной массой вторичных частиц в диапазоне $\pm 15 \text{ МэВ}/c^2$ ($\sim 3\sigma$) от номинальной массы $D^0(D^+)$ мезонов.

Для реконструкции $D^{*0}(D^{*+})$ мезонов использовались распады $D^0\pi^0(D^0\pi^+)$. Разница масс между $D^{*0}(D^{*+})$ и D^0 кандидатами должна была быть в пределах $2(1.5) \text{ МэВ}/c^2$ ($\sim 2.5\sigma$) от ожидаемого значения [144]. Для процесса $D^* \rightarrow D^0\pi$ использовалась также мода распада $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ с теми же условиями на инвариантные массы.

Кандидаты в $D^{(*)}$ объединялись с системой $\pi^-\pi^-\pi^+$, чтобы получить B мезон. Кандидаты в B мезоны идентифицировались по двум кинемати-

Таблица 19. Числа событий, эффективности и относительные вероятности распадов $B \rightarrow D^{**}\pi, D^{**} \rightarrow D^{(*)}\pi^+\pi^-$

Мода	N_{sig}	ϵ (10^{-2})	$\mathcal{B}(B \rightarrow D_{1(2)}^{(*)}\pi) \times$ $\mathcal{B}(D_{1(2)}^{(*)} \rightarrow D^{(*)}\pi)$ (10^{-4})	Значимость
$B^- \rightarrow D_1^0\pi^-, D_1^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$	151 ± 24	14.1	$(1.85 \pm 0.29 \pm 0.35_{-0.43}^{+0.0})$	8.7σ
$\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+\pi^-, D_1^+ \rightarrow D^+\pi^-\pi^+$	124 ± 20	9.9	$(0.89 \pm 0.15 \pm 0.17_{-0.27}^{+0.0})$	10σ
$B^- \rightarrow D_1^0\pi^-, D_1^0 \rightarrow D^{*0}\pi^+\pi^-$	< 1.2	2.2	< 0.06	-
$\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+\pi^-, D_1^+ \rightarrow D^{*+}\pi^+\pi^-$	< 12.0	3.4	< 0.33	-
$B^- \rightarrow D_2^{*0}\pi^-, D_2^{*0} \rightarrow D^{*0}\pi^+\pi^-$	< 4.4	2.2	< 0.22	-
$\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+}\pi^-, D_2^{*+} \rightarrow D^{*+}\pi^+\pi^-$	< 9.0	3.4	< 0.24	-

ческим переменным: разнице суммарной энергии и энергии пучка в системе центра масс $\Delta E = (\sum_i E_i) - E_{beam}$, и инвариантной массе B мезона $M_{bc} = \sqrt{E_{beam}^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$, где E_{beam} – энергия пучков, \vec{p}_i и E_i импульсы и энергии продуктов распада B мезона в системе центра масс. Сигнальная область определялась как $5.273 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5.285 \text{ ГэВ}/c^2$ и $|\Delta E| < 25 \text{ МэВ}$. Для оценки комбинаторного фона использовалась внесигнальная по ΔE область $5.273 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5.285 \text{ ГэВ}/c^2$ и $25 \text{ МэВ} < |\Delta E| < 50 \text{ МэВ}$. В случае наличия более одного B кандидата (это случалось в 12% событий), выбирался тот, для которого массы $D^{(*)}$ наиболее близки к номинальным значениям и $\pi^-\pi^-\pi^+$ вершина наиболее точно восстанавливалась. Эффективности определялась по событиям моделирования. Использовались несколько моделей распада $D_1 \rightarrow D\pi\pi$, описанных ниже. Поскольку распределения событий по фазовому пространству различно для разных моделей, эффективность регистрации событий зависит от модели. Разница эффективностей включалась в систематическую ошибку.

Для подавления фона континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, имеющего струйную форму, использовались переменные, характеризующие топологию события. Требовалось $|\cos \Theta_{thrust}| < 0.80$, где Θ_{thrust} – угол между осями траста B кандидатов и оставшихся частиц события. Это позволяло отбросить 77% событий фона, сохраняя 78% сигнальных событий. Кроме того, использовался дискриминант Фишера [2], \mathcal{F} , который рассчитывался по углу вылета B кандидата, углу траста по отношению к оси пучков и девяти параметрам,

характеризующих поток импульса в событии [91]. На дискриминант Фишера накладывалось условие, позволяющее подавить 67% оставшегося фона, сохраняя 83% сигнальных событий.

Для того, чтобы подавить большой вклад от основного распада $D_1 \rightarrow D^*\pi \rightarrow D\pi\pi$ на инвариантную массу соответствующей $D\pi$ комбинации накладывалось условие $|(m_{D\pi} - m_D) - (m_{D^*}^{PDG} - m_D^{PDG})| > 6 \text{ МэВ}/c^2 (10\sigma)$ [144].

На рис. 49 показаны распределения по ΔE и $M_{D^{(*)}\pi\pi}$ для отобранных событий $B \rightarrow D_1\pi$, $D_1 \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$. Поскольку большой вклад в массу D^* дает масса D -мезона, для улучшения разрешения по массе $m_{D^{(*)}\pi\pi}$ мы использовали $m_{D^{**}} = m_{D^{(*)}\pi\pi} - m_{D^{(*)}} + m_{D^{(*)}}^{PDG}$ [144]. При построении распределения по ΔE требовалось, чтобы M_{bc} лежал в сигнальной области с добавочным условием $|M_{D^{(*)}\pi\pi} - M_{D_1}| < 25 \text{ МэВ}/c^2$, где M_{D_1} – среднемировое значение массы D_1 ; для построения распределения по $M_{D^{(*)}\pi\pi}$ отбирались события в сигнальной области по ΔE . (Несмотря на то, что имеется две $D\pi^+\pi^-$ комбинации, если масса одной комбинации попадает в области масс D_1 , масса второй не может попасть в эту область.) В распределениях ΔE и $M_{D^{(*)}\pi\pi}$ для событиях распадов $B^- \rightarrow D_1^0\pi^-$, $D_1^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$ и $\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+\pi^-$, $D_1^+ \rightarrow D^+\pi^-\pi^+$ наблюдаются явные пики. Для определения относительной вероятности распадов использовались числа событий, полученные из подгонки распределения по $M_{D\pi\pi}$, и это также позволило оценить возможный вклад распадов $B \rightarrow D_2\pi$, $D_2 \rightarrow D\pi\pi$. Форма сигнала параметризовалась как свертка распределения Гаусса для описания разрешения детектора ($\sigma = 2.5 \pm 0.6 \text{ МэВ}/c^2$), определенного из моделирования и функции Брейта-Вигнера. Для описания фона использовалась линейная функция. Из подгонки спектров $M_{D^{(*)}\pi\pi}$ были получены ширины и массы D_1 мезонов: $M_{D_1^0} = 2426 \pm 3 \pm 1 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{D_1^0} = 24 \pm 7 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$ для D_1^0 и $M_{D_1^+} = 2421 \pm 2 \pm 1 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{D_1^+} = 21 \pm 5 \pm 8 \text{ МэВ}/c^2$ for D_1^+ . Первая ошибка статистическая, а вторая систематическая. Полученные результаты согласуются со среднемировыми значениями [144]. Числа событий приведены в таблице 19. Первая и вторая ошибки для относительных вероятностей распадов соответствуют статисти-

ческой и систематической ошибкам, а третья – модельная неопределённость из-за других источников рождения D_1 и возможного вклада D_2^* . Для распадов $B \rightarrow D_1\pi \rightarrow D^*\pi^-\pi^-\pi^+$ мы не наблюдали статистически значимого сигнала и установили 90% верхние пределы [104] для относительных вероятностей распадов, приведенные в таблице 19. При подгонке распределения $M_{D^*\pi\pi}$, масса и ширина D_1 были фиксированы на их среднемировых значениях. В таблице 19 приведена также статистическая значимость сигналов, определённая как $\sqrt{-2\ln(L_0/L_{\max})}$, где L_{\max} и L_0 – значения функции правдоподобия, вычисленные при оптимальных значениях параметров, и в случае, когда число сигнальных событий зафиксировано в нуле.

Для того, чтобы определить возможный вклад рождения D_1 через другие механизмы (например за счёт $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ рождения или за счёт полулептонных распадов $B \rightarrow D_1l\bar{\nu}$), проводилась подгонка распределения $M_{D\pi\pi}$ для событий из области вне ΔE сигнальной области. При подгонке масса и ширина D_1 мезона были зафиксированы на среднемировых значениях. В результате подгонки были получены значения, согласующиеся с нулевым числом событий: -6 ± 8 событий D_1^0 и 10 ± 11 событий D_1^+ . Результирующие неопределённости в числе событий D_1 составили ${}_{-10}^{+0}\%$ для D_1^0 и ${}_{-22}^{+0}\%$ для D_1^\pm .

Распад $B \rightarrow D_2^*(2460)\pi$, $D_2^* \rightarrow D\pi^+\pi^-$ тоже мог дать вклад в конечное состояние $B \rightarrow D\pi^-\pi^-\pi^+$. Для того, чтобы определить возможный вклад этого процесса была предпринята одновременная подгонка распределений $M(D_1^0\pi^+\pi^-)$ и $M(D_1^+\pi^+\pi^-)$, в предположении изотопической инвариантности и при одинаковом отношении $N(D_2^*)/N(D_1)$ в нейтральной и заряженной комбинациях. Подгонка дала отношение $N(D_2^*)/N(D_1) = 0.33 \pm 0.14$ и числа событий $N(D_1^0) = 120 \pm 17$, $N(D_1^+) = 107 \pm 16$. Небольшое превышение числа событий наблюдалось в области масс $D_2^*(2460)$ в распаде $D_1^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$, но не наблюдалось превышения в распаде $D_1^+ \rightarrow D^+\pi^-\pi^+$, как показано на рис. 49. По этим данным мы установили 90% процентный верхний предел на вклад D_2^* в распад $\mathcal{B}(B \rightarrow D_2^*\pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^* \rightarrow D\pi^+\pi^-) < 0.51\mathcal{B}(B \rightarrow$

$D_1\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1 \rightarrow D\pi^+\pi^-)$ и определили выход $D_1(2420)$ из подгонки без $D_2^*(2460)$. Полагая отношение $\frac{D_2^*}{D_1}=0.47$ и повторяя подгонку, мы получили изменение выхода D_1 на -21% . Складывая квадратично эту величину с величиной неопределённости рождения D_1 за счёт других механизмов, мы получили модельную ошибку, приведенную в таблице 19.

Числа событий, полученные из подгонки распределения ΔE , использовались только для проверки отсутствия существенного вклада не из пика D_1 . Для описания формы сигнала ΔE распределения использовалась функция Гаусса с параметрами, определёнными из моделирования, комбинаторный фон описывался линейной функцией. Подгонка производилась в диапазоне $-0.1 \text{ ГэВ} < \Delta E < 0.2 \text{ ГэВ}$, при расширении диапазона может возникать структура за счёт дополнительного пиона от другого B мезона. Количество событий, полученное из подгонки распределения ΔE , составляло 106 ± 12 для $D^0\pi^+\pi^-$ и 96 ± 13 для $D^+\pi^+\pi^-$, при эффективностях регистрации 10.8% и 7.6% соответственно. Числа событий, полученные двумя методами, статистически согласуются.

Для определения полной ширины распада $D_1 \rightarrow D\pi\pi$ требуется анализ конечных состояний с нейтральными пионами. Тем не менее, анализ относительной вероятности распада $D_1 \rightarrow D\pi^+\pi^-$ и анализ динамики распада могут дать информацию для получения полной ширины $D_1 \rightarrow D\pi\pi$. По причине малой статистики мы не могли провести полный амплитудный анализ, поэтому рассматривали одномерные проекции по нескольким переменным: $M_{D\pi}$, $M_{\pi^+\pi^-}$, $\cos \Theta(\pi_B^-\pi_{D^{**}}^-)$, $\cos \Theta(\pi_B^-\pi_{D^{**}}^+)$, и $\cos \Theta(\pi_B^-D)$ (где все углы определены в системе центра масс D^{**} мезона). Хотя эти переменные не являются независимыми, они подчеркивают основные черты каждой модели. Так, распределения по углам $\cos \Theta(\pi_B^-\pi_{D^{**}}^-)$, $\cos \Theta(\pi_B^-\pi_{D^{**}}^+)$, и $\cos \Theta(\pi_B^-D)$ позволяли разделить модели $D_1 \rightarrow D(\pi\pi)$ и $D_1 \rightarrow (D\pi)\pi$. Для этого анализа мы отбирали события из сигнальной области B с дополнительным требованием $|M(D\pi\pi) - M_{D_1}| < 25 \text{ МэВ}/c^2$. Рассматривались следующие квазидвухчастичные состояния: $D_1 \rightarrow D\rho^0 \rightarrow D\pi^+\pi^-$, $D_1 \rightarrow D_0^*(2308)\pi \rightarrow D\pi\pi$ и

$D_1 \rightarrow Df_0(600) \rightarrow D\pi^+\pi^-$ (использовались следующие параметры мезонов: $M_{f_0} = 0.8 \text{ ГэВ}/c^2$, $\Gamma_{f_0} = 0.8 \text{ ГэВ}/c^2$, $M_{D_0^*(2308)} = 2.308 \text{ ГэВ}/c^2$, $\Gamma_{D_0^*(2308)} = 0.276 \text{ ГэВ}/c^2$ [180]). Эти распады могут происходить только за счёт значительных ширин промежуточных частиц. Матричные элементы распадов $D_1 \rightarrow D\pi\pi$ представлялись в виде наиболее простых Лоренц-инвариантных выражений:

$$F^{\nu\eta}(B^0, \pi_B^+) F_{\mu\nu}(\bar{D}_0^*, \pi_{D_1^-}^-) \cdot P(D_1^-)_\eta P(D_1^-)^\mu,$$

$$F^{\phi\eta}(B^0, \pi_B^+) F_{\mu\phi}(f^0, D^-) \cdot P(D_1^-)_\eta P(D_1^-)^\mu,$$

$$F^{\nu\eta}(B^0, \pi_B^+) F_{\nu\mu}(\rho^0, \pi_\rho^+ - \pi_\rho^-) \cdot P(D_1^-)_\eta P(D_1^-)^\mu,$$

где P^μ – четырёх-импульсы частиц, $F^{\mu\nu}(A, B) = P_A^\mu P_B^\nu - P_A^\nu P_B^\mu$, $P(B - C) = P(B) - P(C)$.

Мы проводили подгонку экспериментальных данных для разных моделей. Для каждой переменной строилось распределение как для сигнальной, так и для внесигнальной по ΔE области. Проводилась совместная подгонка этих распределений, в предположении, что число событий в каждом канале описывалось распределением Пуассона со средним числом событий, соответствующим сумме фоновых и сигнальных функций (для соответствующей модели) в сигнальной области, и только фоновой функции для внесигнальной области. Полученная разница значений функций правдоподобия для различных моделей приведена в таблице 20. На рис. 50 показаны распределения по $M_{\pi^+\pi^-}$ и $\cos \Theta(\pi_B^- D)$ для экспериментальных данных и кривые для различных моделей $D_1 \rightarrow D\pi^+\pi^-$. Хотя $D_1 \rightarrow D_0^*\pi$ механизм давал лучшее согласие с данными, мы не могли исключить вклад других механизмов.

Мы исследовали влияние зависимости значения R от механизма распада. Выражение для R может быть представлено как $s_1 \times \mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0}\pi^-, D_2^{*0} \rightarrow D^{*+}\pi^-) / (s_1 \times \mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0\pi^-, D_1^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-) + s_2 \times \mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0\pi^-, D_1^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-))$ где s_i – коэффициент пересчёта полной ширины из ширины одного измеренного канала. Этот коэффициент выражается через относительные вероятности соответствующих мод распада D^{**} , D^* и D и коэффициентов Клебша-Гордона без учета возможной интерференции. Используя процеду-

Таблица 20. Разница значений функции правдоподобия для $D_1 \rightarrow D\rho$ ($L_{D\rho}$) и $D_1 \rightarrow Df_0$ (L_{Df_0}) $D_1 \rightarrow D\pi\pi$ и функции правдоподобия для $D_1 \rightarrow D_0^*\pi$ ($L_{D_0^*\pi}$) моделей

Распределение	$\sqrt{-2 \ln L_{D\rho}/L_{D_0^*\pi}}$	$\sqrt{-2 \ln L_{Df_0}/L_{D_0^*\pi}}$
	D^0, D^+	D^0, D^+
$M_{D\pi}$	2.5, 2.7	1.9, 2.9
$M_{\pi^+\pi^-}$	3.4, 1.6	5.2, 4.7
$\cos \Theta(\pi_B^- \pi_{D^{**}}^+)$	1.6, 2.5	-2.0, 3.4
$\cos \Theta(\pi_B^- \pi_{D^{**}}^-)$	2.5, 3.0	4.0, 2.9
$\cos \Theta(\pi_B^- D)$	2.0, 0.5	3.2, 4.0

ру, описанную в [180] и фиксируя $s_1=3/2$, мы рассчитывали s_2 для различных моделей: $s_2(D^{**0} \rightarrow D_0^{*+}\pi^-) = 9/4$ (без учета интерференции распадов $D_1^0 \rightarrow D^+\pi^-\pi^0$), $s_2(D^{**0} \rightarrow D^0\rho) = 3$, $s_2(D^{**0} \rightarrow D^0f_0) = 3/2$. Для случая относительных вероятностей, измеренных в [180] и в этом исследовании [189], мы получили центральные значения R , зависящие от моделей: 0.50 для $D\rho$, 0.60 для Df_0 и 0.54 для $D_0^*\pi$.

Для величин относительных вероятностей рассматривались следующие источники систематических ошибок: неопределённость эффективности реконструкции треков (8%, усредненная по импульсам частиц), неопределённость эффективности идентификации каонов (2%), неопределённость эффективности реконструкции π^0 (8%), неопределённость относительной вероятностей распадов D (2%–7%), статистическая ошибка моделирования (2%), разброс эффективности для различных моделей (10%), неопределённости, связанные с условиями отбора (5%), неопределённость формы фона (10%). Неопределённость эффективности реконструкции треков оценивалась по событиям распада $D^{*+} \rightarrow D^0[K_S^0\pi^+\pi^-]\pi^+$. Ошибка эффективности идентификации определялась по событиям распада $D^{*+} \rightarrow D^0[K^-\pi^+]\pi^+$. Неопреде-

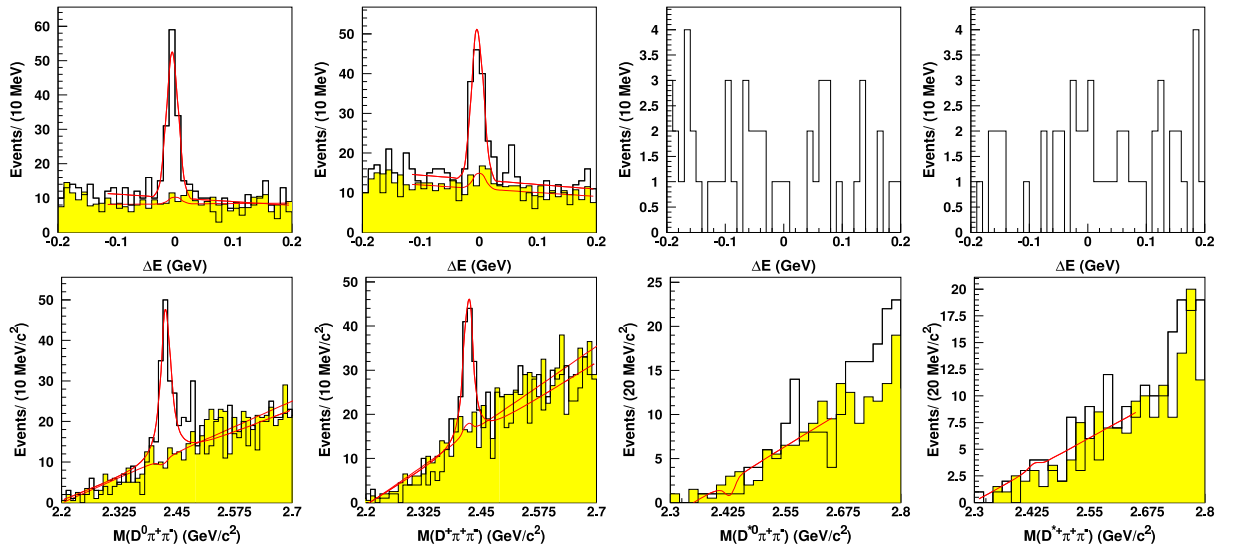


Рис. 49. Распределения по ΔE (верхний ряд) и $M_{D\pi\pi}$ (нижний ряд) для $D_1^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$ (1-я колонка), $D_1^+ \rightarrow D^+\pi^-\pi^+$ (2-я колонка), $D_1^0 \rightarrow D^{*0}\pi^-\pi^+$ (3-я колонка), $D_1^+ \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^+$ (4-я колонка). Обычные гистограммы показывают распределения по событиям из сигнальной области, а заштрихованная гистограмма – по событиям вне пика по $M_{D\pi\pi}$ или ΔE . Кривая показывает результат подгонки.

лённость эффективности регистрации π^0 оценивалась из сравнения числа зарегистрированных событий распадов D^0 в конечные состояния $K^-\pi^+$ и $K^-\pi^+\pi^0$. Для определения систематической ошибки в количестве сигнальных событий за счёт неопределённости формы фона мы использовали различные параметризации для фоновых событий. Полная систематическая ошибка составляла 19% для $B \rightarrow D\pi\pi$ и 21% для $B \rightarrow D^*\pi\pi$. Предполагалось одинаковое количество событий B^+B^- и $B^0\bar{B}^0$.

Таким образом, мы впервые наблюдали трехчастичный распад D_1 -мезона в конечное состояние $D\pi\pi$ и получили относительные вероятности распадов:

$$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+) = (1.85 \pm 0.29 \pm 0.35_{-0.43}^{+0.0}) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+\pi^-) \times \mathcal{B}(D_1^+ \rightarrow D^+\pi^-\pi^+) = (0.89 \pm 0.15 \pm 0.17_{-0.27}^{+0.0}) \times 10^{-4}.$$

Конечное состояние $B^- \rightarrow D^0\pi^+\pi^-\pi^-$ также включало события $D^{*+}\pi^-\pi^-$ с

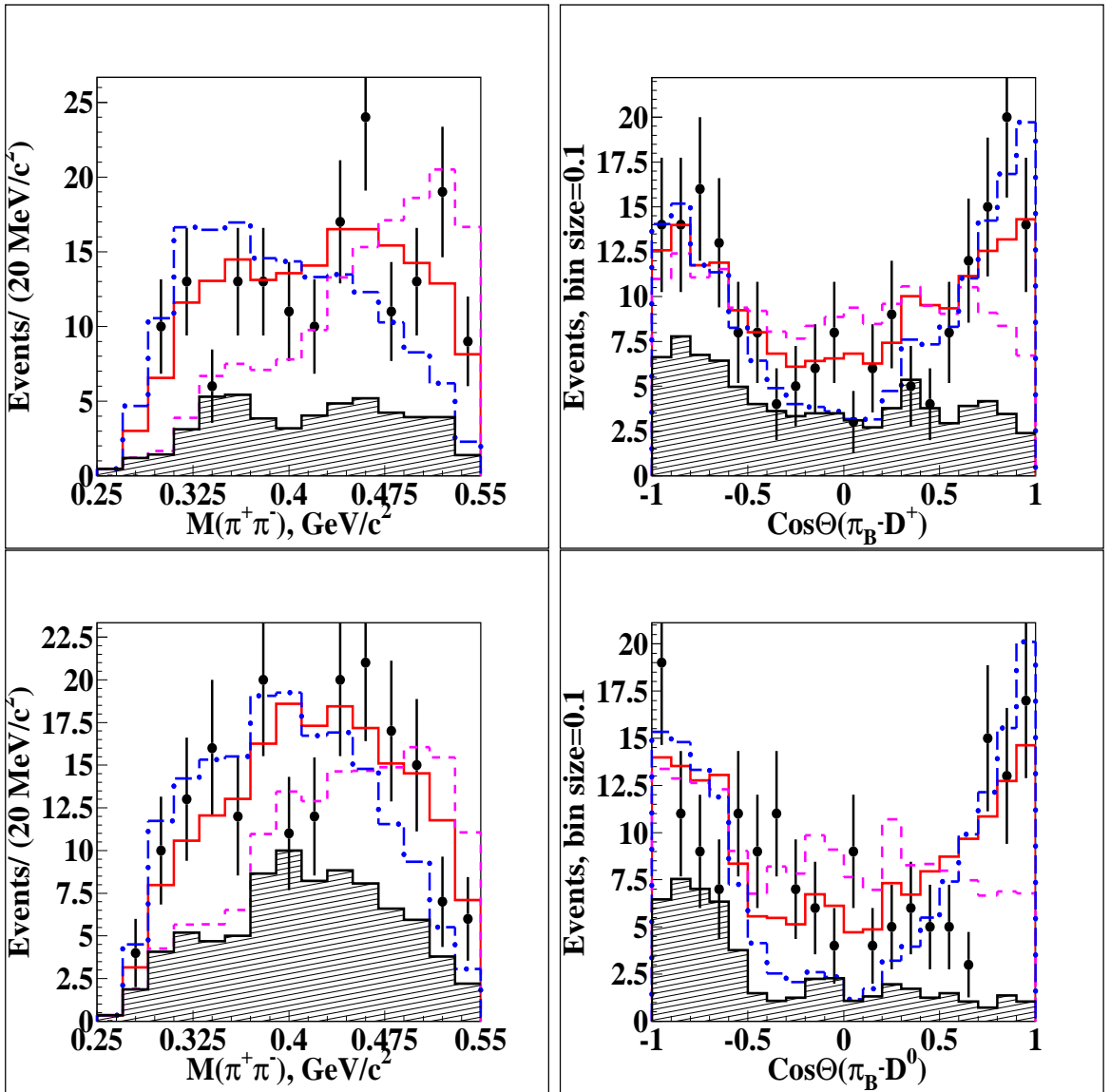


Рис. 50. Распределения по $M_{\pi^+\pi^-}$ (левый) и $\cos \Theta(\pi_B^- D)$ (правый) рисунок для $D_1^0 \rightarrow D^0 \pi^- \pi^+$ и $D_1^+ \rightarrow D^+ \pi^- \pi^+$ соответственно. Точки с ошибками показывают экспериментальные события; сплошные кривые – $D^{*0} \pi$, пунктирные кривые – $D \rho$, штрих-пунктирная – $D f_0$ модели с комбинаторным фоном. Заштрихованные гистограммы соответствуют ожидаемому комбинаторному фону, оцененному по внесигнальной области.

последующим распадом $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$. При использовании обратного условия: вместо подавления событий D^* отбирать события $D^{*+} \pi^+ \pi^-$, мы мог-

ли получить величину относительной вероятности $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-) = (1.27 \pm 0.07) \times 10^{-4}$, что согласовывалось со значением $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-) = (1.25 \pm 0.07) \times 10^{-4}$, измеренным ранее [180].

3.4. Изучение распада

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

Для того, чтобы глубже исследовать вопрос рождения D^{**} в распадах B -мезонов, нами изучалась еще одна зарядовая мода. В этом анализе использовались данные интеграла светимости 357 фб^{-1} (388 миллионов $B\bar{B}$ событий), набранные на $\Upsilon(4S)$ резонансе. Производился отбор событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$, в которых D^0 -мезоны распадаются в конечное состояние $K^-\pi^+$. Аналогичным образом рассматриваются зарядово-сопряженные распады. Отношение сигнал-фон для других мод распада D^0 заметно ниже, и поэтому они не рассматривались.

Отбор заряженных треков проводился таким же образом, как было описано в разделе 3.1.. Кандидатами в D^0 мезоны являлись комбинации $K^-\pi^+$ с инвариантной массой $\pm 12 \text{ МэВ}/c^2$ от номинальной массы D^0 , что соответствовало приблизительно $\sim 2.5 \sigma_{K\pi}$ разрешения. Отбраковывались кандидаты в D^0 , которые в комбинации с любым π^0 в событии дают величину разности $M_{D\pi^0} - M_{D^0}$ вблизи $\pm 2.5 \text{ МэВ}/c^2$ от номинального значения разности масс D^{*0} - D^0 мезонов.

Кандидаты в B мезоны определялись по величине разницы энергий в сцм $\Delta E = (\sum_i E_i) - E_b$, и массы $B M_{bc} = \sqrt{E_b^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2} M_{bc} > 5.25 \text{ ГэВ}/c^2$ и $|\Delta E| < 0.10 \text{ ГэВ}$. Для подавления фона от континуума накладывалось условие на топологию события: $|\cos \Theta_{thrust}| < 0.8$, которое позволяло отбросить 83% фона, сохраняя около 80% сигнальных событий.

Для событий, в которых две или более комбинаций удовлетворяли условиям отбора, выбирались кандидаты с минимальной разницей z -координат

$|z_{\pi_1} - z_{\pi_2}|$ пионов от распада $B \rightarrow D\pi_1\pi_2$. Это условие также позволило подавить события с пионами от распада K_S^0 . В случае нескольких комбинаций $D \rightarrow K\pi$ выбиралась та, которая имела инвариантную массу, ближайшую к номинальной массе D^0 .

3.4.1. Измерение относительной вероятности распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$

Конечное состояние $D^0\pi^+\pi^-$ содержит события двухчастичного распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$ с последующим распадом $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$. Мы получали относительную вероятность трёхчастичного распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$, исключая вклад $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$. По разнице масс $M_{D\pi} - M_D$, мы выделяли два поднабора: события, содержащие $D^0\pi^+$ комбинации с разницей $M_{D\pi} - M_D$ в диапазоне $3 \text{ МэВ}/c^2$ ($\sim 6\sigma$) от номинальной разницы масс $D^{*+} - D^0$, обозначаемые ниже как поднабор (2); остальные события $D\pi\pi$, обозначаемые как поднабор (1). Поднабор (2) позволял нам сделать дополнительную проверку процедуры.

Распределения по M_{bc} и ΔE для $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$ событий приведены на рис. 51. Распределения показаны для событий, которые удовлетворяют условиям отбора по другой переменной: $|\Delta E| < 25 \text{ МэВ}$ и $|M_{bc} - m_B| < 7 \text{ МэВ}/c^2$ для M_{bc} и ΔE гистограмм соответственно, где m_B – номинальная масса B . На всех распределениях наблюдается явный сигнал.

Форма фона получалась по событиям полного моделирования, включающего распады B^+B^- (BC), $B^0\bar{B}^0$ (BN), рождения очарованных мезонов (CC) и рождения континуума лёгких кварков (UDS). Число сгенерированных событий соответствовало приблизительно двойному экспериментальному интегралу светимости. Распределения по инвариантным массам $D\pi$ и $\pi\pi$ различаются для разных мод моделирования. Относительные вероятности, которые использовались для полного моделирования, имели некоторую

погрешность и неточно воспроизводили экспериментальные данные. Для того, чтобы улучшить качество смоделированного спектра, относительные веса этих четырёх компонент определялись из подгонки двумерного Далиц-распределения событий вне сигнальной области ΔE (SB), показанных на рис. 52. В качестве подгоночной функции бралась сумма четырёх двумерных гистограмм со свободными весами. Каждая гистограмма была получена по соответствующему набору моделирования. Были получены следующие значения весовых коэффициентов: $a_{BC} = 1.10 \pm 0.07$, $a_{BN} = 1.37 \pm 0.22$, $a_{CC} = 0.52 \pm 0.12$, $a_{UDS} = 0.92 \pm 0.22$. Форма фона ΔE распределения описывалась как: $F_{bg}(\Delta E) = \sum_i a_i F_i(\Delta E)$, где $F_i(\Delta E)$ – форма ΔE распределения для i -й компоненты, полученная из соответствующего набора моделирования.

Число сигнальных событий получалось из подгонки распределения ΔE суммой двух Гауссовых функций с одинаковыми средними, для аппроксимации сигнала и функции фона $F_{bg}(\Delta E)$, описанной выше. Дисперсия широкой функции Гаусса и относительная нормировка двух Гауссовых функций были фиксированы на значениях, полученных из сигнального моделирования, а количество сигнальных событий, нормировка фона и ширина узкого распределения являлись свободными параметрами.

Числа сигнальных событий, полученные в результате подгонки, составили 2909 ± 115 и 4202 ± 67 для поднаборов (1) и (2) соответственно. Эффективность регистрации получалась по событиям моделирования и составляла: $(23.4 \pm 0.4)\%$ и $(19.0 \pm 0.4)\%$. Распределение Далица разыгрывалось согласно модели, описанной в следующем разделе. Используя величину $\mathcal{B}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.80 \pm 0.07)\%$ [144], было получено следующее значение относительной вероятности распада:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^-) = (8.4 \pm 0.4 \pm 0.8) \times 10^{-4},$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Различные вклады в систематическую ошибку приведены в таблице 21 для обоих поднаборов. Они включают эффективность регистрации треков, эффективность идентификации, конечную статистику моделирования и неопределён-

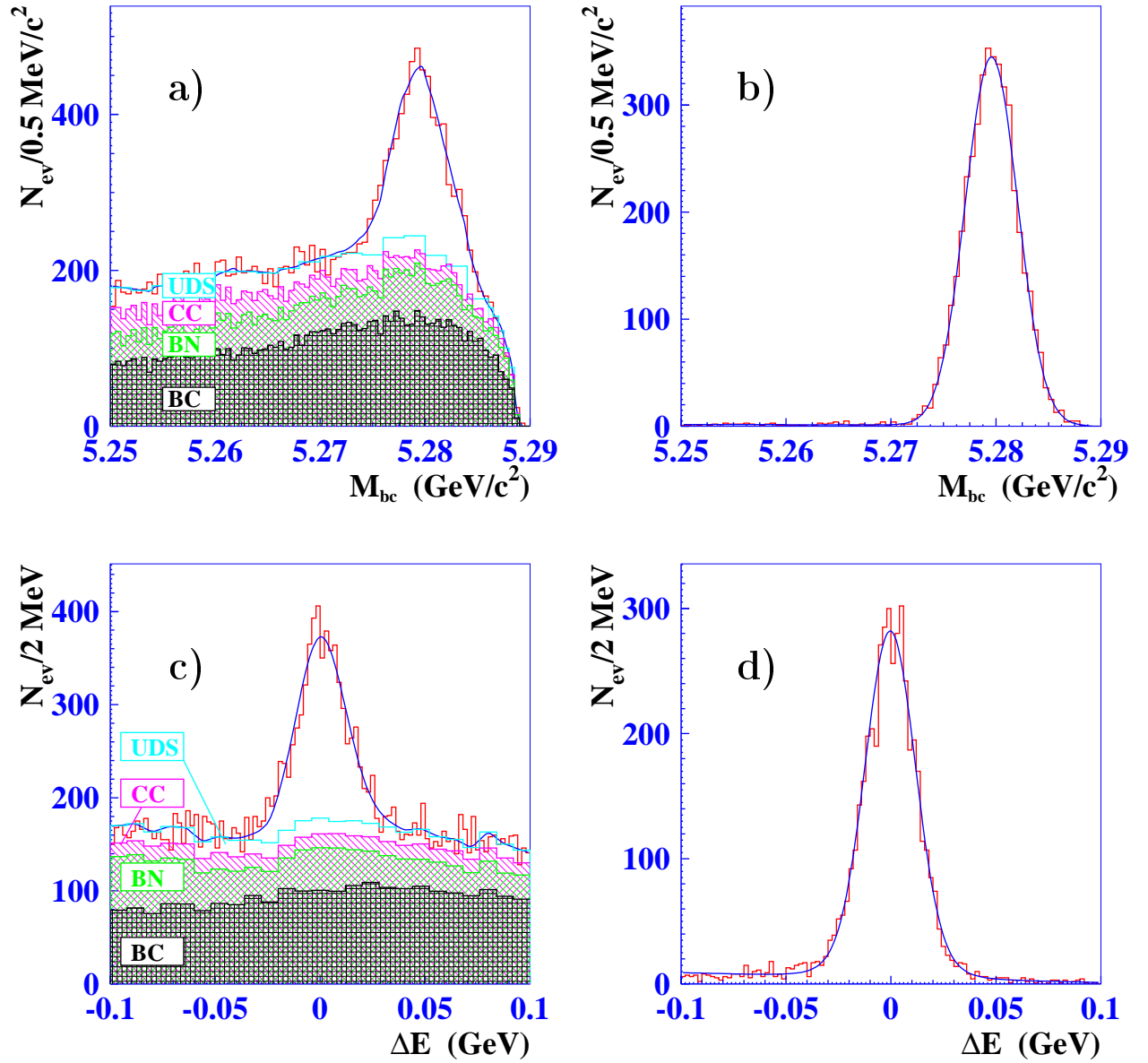


Рис. 51. Распределения M_{bc} и ΔE для событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^-$. Распределения для поднабора (1) показаны на (a) и (c); поднабора (2) – на (b) и (d)

Таблица 21. Вклады в систематическую ошибку измерения относительной вероятности $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$

	Поднабор(1)	Поднабор(2)
Идентификация частиц	5%	5%
Неопределённость фона	5%	1%
Эффективность реконструкции треков	4.4%	5.4%
МС статистика	3%	3%
Неопределённость $\mathcal{B}(D, D^*)$	2.4%	2.5%
Сумма	9.2%	8.1%

ность фона. Вклад из-за неопределённости фона получался варьированием относительных весов в пределах их статистических ошибок. Вклад нерезонансного $\bar{B}^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ процесса оценивался из событий, лежащих вне пика D мезона в распределении масс $K\pi$, и был пренебрежимо мал.

Полученная величина относительной вероятности $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-)$ улучшила и заменила предыдущие измерения Belle $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-) = (8.0 \pm 1.6) \times 10^{-4}$ [160]. Значение относительной вероятности $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-)$, полученное по поднабору (2) и величине относительной вероятности $\mathcal{B}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = (67.7 \pm 0.5)\%$ [144], составило: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-) = (2.22 \pm 0.04 \pm 0.19) \times 10^{-3}$, что несколько ниже результатов CLEO $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-) = (2.81 \pm 0.25) \times 10^{-3}$ [109].

3.4.2. Амплитудный анализ $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$

Для описания трёхчастичного распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$ бесспиновой частицы на три бесспиновые частицы, как и в случае распада $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$, требуется две переменные. В данном случае мы использовали два квадрата инвариантных масс $D^0\pi^+$ и $\pi^+\pi^-$, $M_{D\pi}^2$ и $M_{\pi\pi}^2$. Для выделения вкладов раз-

личных квантовых чисел удобно так же использовать углы спиральности: угол (θ_h) между π -мезонами в системе покоя $D^0\pi^+$ -системы, для исследования $D\pi$ -структуры и угол (θ'_h) между D и π^+ в системе покоя $\pi^+\pi^-$ -системы, для исследования $\pi^+\pi^-$ -структуры.

Для анализа динамики $B \rightarrow D\pi\pi$ использовались события из поднабора (1) из сигнальной области ΔE и M_{bc} : $\frac{(\Delta E + \kappa(M_{bc} - m_B))^2}{\sigma_{\Delta E}^2} + \frac{(M_{bc} - m_B)^2}{\sigma_{M_{bc}}^2} < 4$. Параметры $\sigma_{\Delta E} = 11$ МэВ, $\sigma_{M_{bc}} = 2.7$ МэВ/ c^2 и $\kappa = 0.9$ определялись из подгонки экспериментальных данных, коэффициент κ учитывал корреляцию ошибок измерения переменных M_{bc} и ΔE .

Для определения формы фона использовались события из внесигнальной области по ΔE (SB): $((\Delta E \pm 65 \text{ МэВ} + \kappa(M_{bc} - m_B))/\sigma_{\Delta E})^2 + ((M_{bc} - m_B)/\sigma_{M_{bc}})^2 < 4$. На рисунке 52 показаны сигнальная область и область SB на плоскости $M_{bc}-\Delta E$.

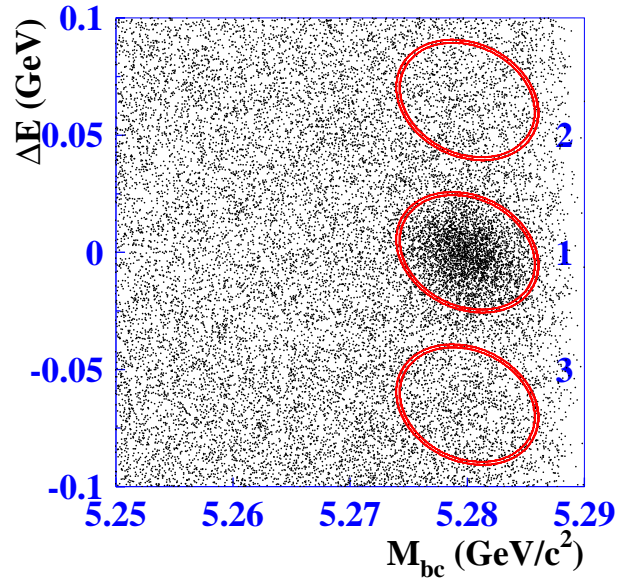


Рис. 52. Распределение экспериментальных событий на плоскости $(M_{bc}-\Delta E)$. Эллипсы показывают сигнальную (1) и SB (2 & 3) области.

Распределение инвариантных масс $D\pi$ и $\pi\pi$ системы для событий сигнальной и SB областей (поднабор 1) показаны на рис. 53. В распределении

инвариантных масс $D\pi$ ясно виден пик, соответствующий узкому состоянию D_2^* . В распределении по массам $\pi\pi$ системы наблюдаются пик, соответствующий ρ мезону, и структура в области $1.2 - 1.3$ ГэВ/ c^2 , соответствующей $f_0(1370)$ и $f_2(1270)$ мезонам.

Далиц-распределения $M_{D\pi}^2 - M_{\pi\pi}^2$ для сигнальной и SB областей показаны на рис. 54. Границы распределения Далица определяются массами начальной и конечных частиц. Для того, чтобы иметь одинаковые границы как для сигнальных, так и для событий SB, проводилась кинематическая подгонка данных, обеспечивающая равенство инвариантных масс: комбинации $K\pi$ массе M_D и комбинации $D\pi\pi$ массе m_B . Такая подгонка позволяла так же слегка улучшить точность $M_{D\pi}^2$ и $M_{\pi\pi}^2$.

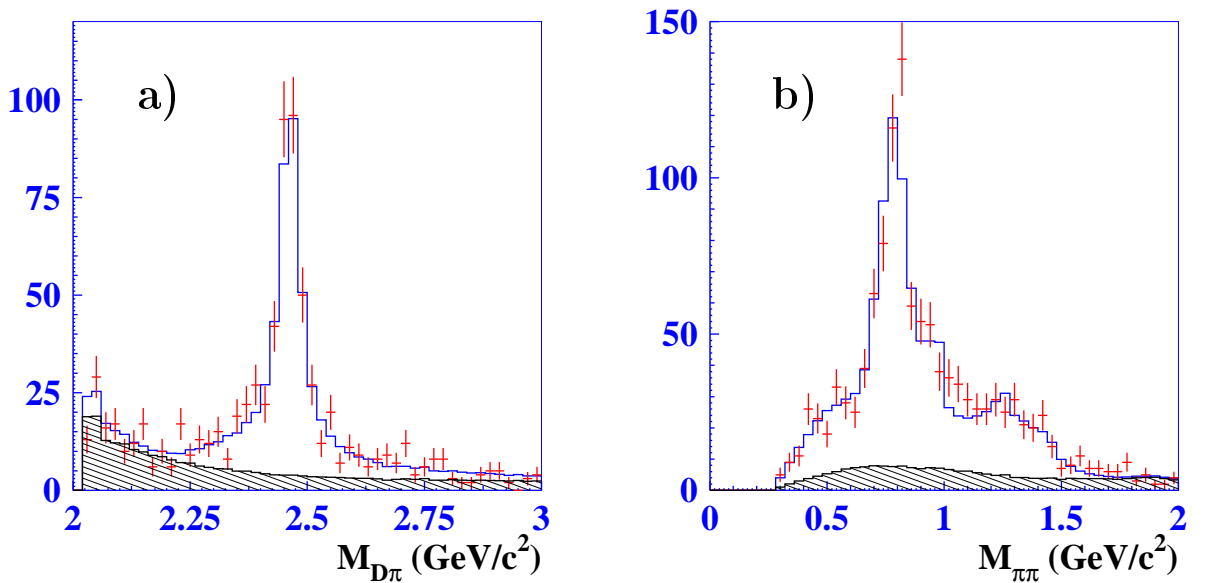


Рис. 53. Распределение инвариантных масс $D\pi$ (а) и $\pi\pi$ (б) комбинаций для событий поднабора (1) для спиральностей $\cos\theta_h^{(\prime)} > 0$. Точки с ошибками соответствуют событиям сигнальной области, заштрихованные гистограммы показывают распределения комбинаторного фона, полученного из полного моделирования с нормировкой, полученной из внесигнальных областей SB. Обычные гистограммы показывают результаты фитирования с учетом эффективности.

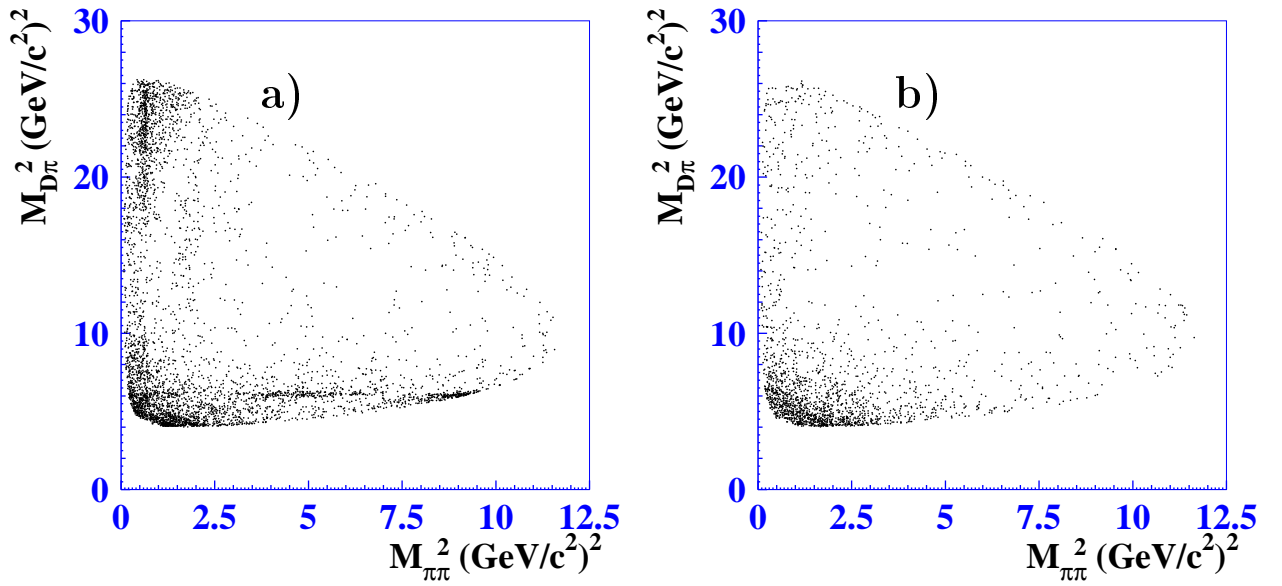


Рис. 54. Распределение Далица для сигнальных (а) и внесигнальных SB (b) событий

Для получения амплитуд и фаз различных промежуточных состояний проводилась небинированная подгонка Далиц-распределения, используя метод, описанный в разделе 3.1.2. Функция плотности вероятности на Далиц-распределении включает как сигнальную, так и фоновую функции.

Фон на распределении Далица является в основном комбинаторным и не имеет ни выраженной резонансной структуры (рис. 54b), ни специфического поведения по углам θ_h и θ'_h . Форма фона получалась из небинированной подгонки событий вне сигнальной области по ΔE SB, используя веса, обсуждаемые выше. Плотность распределения фона на распределении Далица моделировалась гладкой двумерной функцией. Число событий в сигнальной области пересчитывалось согласно отношению площадей сигнальной и SB областей.

Мы использовали описание амплитуды $D\pi\pi$ в виде суммы функций Брейта-Вигнера различных промежуточных двухчастичных состояний, как и в случае $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$.

В конечном состоянии $D^0\pi^+\pi^-$ комбинации D^0 -мезона и положитель-

ного пиона могут образовывать векторный мезон D^{*+} , тензорный мезон D_2^{*+} или скалярное состояние D_0^{*+} . Законы сохранения момента импульса и четности запрещают распад аксиальных векторных мезонов D_1^+ и $D_1'^+$ на два псевдоскалярных мезона. Область инвариантных масс $D^0\pi^+$, соответствующая положению D^{*+} , исключалась из рассмотрения: $|M_{D\pi} - M_{D^*}| > 3 \text{ МэВ}/c^2$. Однако, в распадах B -мезонов могут рождаться виртуальные D^{*+} (обозначаемые D_v^*) вне массовой поверхности, которые образуют комбинации с различной массой $M_{D\pi}$ выше порога рождения $D^0\pi^+$ и должны быть учтены в полной амплитуде. Другой адрон вне массовой поверхности, который может рождаться в этих распадах, это виртуальный B^{*-} (обозначаемый B_v^*): $B \rightarrow B_v^*\pi$ и $B_v^* \rightarrow D\pi$. Значения массы B^{*-} , массы и ширины D^{*+} брались из PDG [144]. Для описания системы $\pi\pi$ мы включали ρ , ω , $f_2(1270)$ и три скалярных мезона $f_0(600)$, $f_0(1370)$ и $f_0(980)$. Массы и ширины ρ , ω и $f_2(1270)$ мезонов фиксировались на их значениях из PDG [144]. Параметры скалярных мезонов брались из измерений, приведенных в работах: $f_0(600)$ [150], $f_0(1370)$ [129] и $f_0(980)$ [129]. В новой версии PDG состояние $f_0(600)$ называется $f(500)$.

Вклады промежуточных состояний, перечисленные выше, включались в плотность вероятности сигнальных событий ($S(q^2, q_1^2)$), которая параметризовалась как когерентная сумма соответствующих амплитуд и возможного контактного члена (a_{ps}). Фазы и амплитуды определялись относительно амплитуды D_2^* :

$$\begin{aligned}
S(q^2, q_1^2) = & |a_{D_2^*} A^{D_2^*}(q^2, q_1^2) + a_{D_0^*} e^{i\phi_{D_0^*}} A^{D_0^*}(q^2, q_1^2) + a_{D_v^*} e^{i\phi_{D_v^*}} A^{D_v^*}(q^2, q_1^2) \\
& + a_\rho e^{i\phi_\rho} (A^\rho(q^2, q_1^2) + r_{\omega-\rho} e^{i\phi_\omega} A^\omega(q^2, q_1^2)) + a_{f_2} e^{i(\phi_{f_2} + \phi_\rho)} A^{f_2}(q^2, q_1^2) \\
& + a_{f_0(600)} e^{i(\phi_{f_0(600)} + \phi_\rho)} A^{f_0(600)}(q^2, q_1^2) + a_{f_0(980)} e^{i(\phi_{f_0(980)} + \phi_\rho)} A^{f_0(980)}(q^2, q_1^2) \\
& + a_{f_0(1470)} e^{i(\phi_{f_0(1470)} + \phi_\rho)} A^{f_0(1470)}(q^2, q_1^2) \\
& + a_{B^*} e^{i\phi_{B_v^*}} A^{B_v^*}(q^2, q_1^2) + a_{ps} e^{i\phi_{ps}}|^2, \tag{3.52}
\end{aligned}$$

где $q^2 \equiv M_{D\pi}^2$ и $q_1^2 \equiv M_{\pi\pi}^2$. Относительные амплитуда и фаза ω -мезона выражались через значения ρ -мезона. Относительная фаза бралась из ве-

личины ρ - ω интерференции, измеренной [147], и относительной амплитуды ($r_{\omega-\rho,(\gamma)} = a_\omega/a_\rho$). Предполагая, что ρ и ω мезоны рождаются в распаде B^0 через $d\bar{d}$ пары, можно рассчитать отношение в этом распаде $r_{\omega-\rho(B)} = -3r_{\omega-\rho(\gamma)}$.

Каждая амплитуда описывалась релятивистской функцией Брейта-Вигнера с шириной, зависящей от q^2 и угловой зависимостью, которая соответствует спину и четности промежуточных и конечных частиц. Амплитуда ρ описывалась в параметризации Гунариса-Сакураи [8]. В качестве переходных адронных формфакторов использовалась параметризация Блатта-Вайскопфа [4] с адронным масштабом $r=1.6$ (ГэВ/с) $^{-1}$.

Зависимость эффективности по распределению Далица учитывалась процедурой минимизации через нормировку функции вероятности, как описано в разделе (3.1.2). Для получения нормировки генерировался большой набор событий моделирования $D^0\pi^+\pi^-$, равномерно распределенных по фазовому объёму, который обрабатывался стандартной процедурой реконструкции с использованием тех же условий отбора, что и экспериментальные данные. Разрешение детектора по инвариантной массе комбинации $D\pi(\pi\pi)$ составляло 2.5 (3.5) МэВ/с 2 , что намного меньше, чем ширина самого узкого пика 30–40 МэВ/с 2 , и вкладом разрешения в функцию правдоподобия можно пренебречь. Масса и ширина широкого ($D\pi$) резонанса $M_{D_0^{*+}} = 2308$ МэВ/с 2 , $\Gamma_{D_0^{*+}}^0 = 276$ МэВ/с 2 были взяты из измерений [180].

В таблице 22 приведены результаты подгонки экспериментальных данных различными моделями. Вклады различных состояний характеризуются их относительными фракциями, которые определяются следующим образом:

$$f_i = \frac{a_i^2 \int |A_i(Q)|^2 dQ}{\int |\sum_k a_k e^{i\phi_k} A_k(Q)|^2 dQ}, \quad (3.53)$$

где $A_i(Q)$ соответствующее выражение для амплитуды, a_i и ϕ_i – коэффициент при амплитуде и относительная фаза, полученные из подгонки. Интегрирование проводится по доступному фазовому пространству, точка которого описывается многомерным вектором Q (для распада на три бесспиновых ча-

стицы, $dQ \equiv dq^2 dq_1^2$), а i одно из промежуточных состояний: D_2^* , D_0^* , ρ , f_2 , f_0 , D_v^* , или постоянный член a_{ps} . Сумма индивидуальных фракций f_i больше единицы за счёт деструктивной интерференции. Произведение относительных вероятностей B мезонов выражается через фракции f_i :

$$\mathcal{B}_{B \rightarrow i\pi} \mathcal{B}_{i \rightarrow D\pi} = \frac{N_{\text{sig}} f_i}{N_{B\bar{B}}}, \quad (3.54)$$

где N_{sig} – число реконструированных событий $D\pi\pi$, с учетом эффективности регистрации и $N_{B\bar{B}}$ – число $B\bar{B}$ пар.

В таблице 22 приведена информация об изменении функции правдоподобия относительно основной модели 1 и значение χ^2 , полученное по четырем гистограммам: по инвариантным массам $M_{D\pi}$ и $M_{\pi\pi}$, для положительных и отрицательных спиральностей $D\pi$ и $\pi\pi$ систем соответственно. Суммарный χ^2 вычисляется как сумма χ^2 для четырёх гистограмм: двух 160-канальных гистограмм по инвариантной массе $M_{D\pi}$ системы для положительных и отрицательных спиральностей $D\pi$, и двух 150-канальных гистограмм по инвариантной массе $M_{\pi\pi}$ системы для положительных и отрицательных спиральностей $\pi\pi$. Число степеней свободы вычислялось как суммарное число каналов минус число свободных параметров.

Подгонка даёт статистически значимый вклад виртуального $D_v^*\pi$ состояния; добавка амплитуды виртуального B_v^* не даёт существенного улучшения функции правдоподобия. Включение безрезонансной трёхчастичной амплитуды постоянной по фазовому объёму даёт небольшое улучшение функции правдоподобия, однако трудно построить физическую модель трехчастичного распада, дающую постоянную амплитуду в широком объёме фазового пространства. Таблица 23 показывает, что функция правдоподобия существенно изменяется, если не включать широкий скалярный D_0^* резонанс, или заменять его векторным или тензорным. Изменение функции правдоподобия $-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_0 = 51$ для двух дополнительных степеней свободы (амплитуды и фазы D_0^*) соответствует значимости 6.8σ [3].

Относительные доли распадов D_2^* и D_0^* сохранялись с точностью до

Таблица 22. Результаты подгонки данных для различных наборов, включаемых промежуточных состояний. Модель 1 использовалась как основной набор для получения результатов.

Модель	1	2	3	4	5
Состояния	$D_2^*, D_0^*, D_v^*, \rho, f_2, f_0's$	$D_2^*, D_0^*, \rho, f_2, f_0's$	$D_2^*, D_0^*, D_v^*, \rho, f_2, f_0's, B_v^*$	$D_2^*, D_0^*, D_v^*, \rho, f_2, f_0's + ps$	$D_2^*, D_v^*, \rho, f_2, f_0's$
$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_0$	0	69.5	-2.7	-13.0	51.3
N_1	2181 ± 64	2174 ± 64	2223 ± 71	2264 ± 65	2111 ± 62
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_2^* \pi} \mathcal{B}_{D_2^* \rightarrow D \pi} (10^{-4})$	2.15 ± 0.16	2.23 ± 0.12	2.15 ± 0.18	2.26 ± 0.18	2.51 ± 0.14
$M_{D_2^*}, (\text{МэВ}/c^2)$	2465.7 ± 1.7	2461.9 ± 1.6	2465.2 ± 1.9	2464.9 ± 1.6	2465.5 ± 1.7
$\Gamma_{D_2^*}, (\text{МэВ})$	49.6 ± 3.9	49.0 ± 3.9	49.3 ± 4.1	51.5 ± 3.8	55.4 ± 4.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_0^* \pi} \mathcal{B}_{D_0^* \rightarrow D \pi} (10^{-4})$	0.60 ± 0.13	0.61 ± 0.10	0.50 ± 0.13	0.79 ± 0.11	0
$\phi_{D_0^*}$	-3.00 ± 0.13	-2.28 ± 0.17	-2.88 ± 0.17	-2.66 ± 0.11	0
$M_{D_0^*}, (\text{МэВ}/c^2)$	2308.0	2308.0	2308.0	2308.0	2308.0
$\Gamma_{D_0^*}, (\text{МэВ})$	276.0	276.0	276.0	276.0	276.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_v^* \pi} \mathcal{B}_{D_v^* \rightarrow D \pi} (10^{-4})$	0.88 ± 0.13	0	0.85 ± 0.14	0.74 ± 0.11	0.66 ± 0.10
$\phi_{D_v^*}$	-2.62 ± 0.15	0	-2.53 ± 0.17	-2.59 ± 0.13	-3.04 ± 0.20
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D \rho} \mathcal{B}_{\rho \rightarrow \pi \pi} (10^{-4})$	3.19 ± 0.20	2.94 ± 0.15	3.15 ± 0.21	3.07 ± 0.14	3.26 ± 0.18
ϕ_ρ	2.25 ± 0.19	1.45 ± 0.22	1.81 ± 0.31	1.73 ± 0.15	1.89 ± 0.15
$M_\rho, (\text{МэВ}/c^2)$	775.6	775.6	775.6	775.6	775.6
$\Gamma_\rho, (\text{МэВ})$	144.0	144.0	144.0	144.0	144.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D f_2} \mathcal{B}_{f_2 \rightarrow \pi \pi} (10^{-4})$	0.68 ± 0.10	0.64 ± 0.08	0.64 ± 0.09	0.54 ± 0.08	0.65 ± 0.08
ϕ_{f_2}	2.97 ± 0.21	2.48 ± 0.16	2.77 ± 0.20	2.32 ± 0.13	2.91 ± 0.17
$M_{f_2}, (\text{МэВ}/c^2)$	1275.0	1275.0	1275.0	1275.0	1275.0
$\Gamma_{f_2}, (\text{МэВ})$	185.0	185.0	185.0	185.0	185.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D f_0(600)} \mathcal{B}_{f_0(600) \rightarrow \pi \pi} (10^{-4})$	0.68 ± 0.08	0.72 ± 0.09	0.72 ± 0.09	0.47 ± 0.08	0.58 ± 0.07
$\phi_{f_0(600)}$	-0.44 ± 0.09	-0.42 ± 0.09	-0.40 ± 0.10	-0.43 ± 0.11	-0.32 ± 0.10
$M_{f_0}, (\text{МэВ}/c^2)$	513.0	513.0	513.0	513.0	513.0
$\Gamma_{f_0}, (\text{МэВ})$	335.0	335.0	335.0	335.0	335.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D f_0(980)} \mathcal{B}_{f_0(980) \rightarrow \pi \pi} (10^{-4})$	0.08 ± 0.04	0.11 ± 0.04	0.08 ± 0.04	0.04 ± 0.02	0.08 ± 0.03
$\phi_{f_0(980)}$	-2.48 ± 0.47	2.68 ± 0.37	-3.07 ± 0.51	2.87 ± 0.37	-2.85 ± 0.32
$M_{f_0}, (\text{МэВ}/c^2)$	978.0	978.0	978.0	978.0	978.0
$\Gamma_{f_0}, (\text{МэВ})$	44.0	44.0	44.0	44.0	44.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D f_0(1370)} \mathcal{B}_{f_0(1370) \rightarrow \pi \pi} (10^{-4})$	0.21 ± 0.10	0.24 ± 0.06	0.18 ± 0.06	0.15 ± 0.04	0.25 ± 0.10
$\phi_{f_0(1370)}$	-1.52 ± 0.56	3.08 ± 0.35	-2.43 ± 0.62	-2.75 ± 0.28	-2.00 ± 0.38
$M_{f_0}, (\text{МэВ}/c^2)$	1434.0	1434.0	1434.0	1434.0	1434.0
$\Gamma_{f_0}, (\text{МэВ})$	173.0	173.0	173.0	173.0	173.0
$\mathcal{B}_{B \rightarrow B_v^* \pi} \mathcal{B}_{B_v^* \rightarrow D \pi} (10^{-4})$	0	0	0.74 ± 0.76	0	0
$\phi_{B_v^*}$	0	0	1.09 ± 0.51	0	0
ϕ_{ps}	0	0	0	0.22 ± 0.14	0
$\mathcal{B}_{ps} (10^{-4})$	0	0	0	0.33 ± 0.18	0
χ^2/N_{dof}	629/603	680/605	632/601	618/601	659/605
CL (%)	23	1.8	18	31	6.3

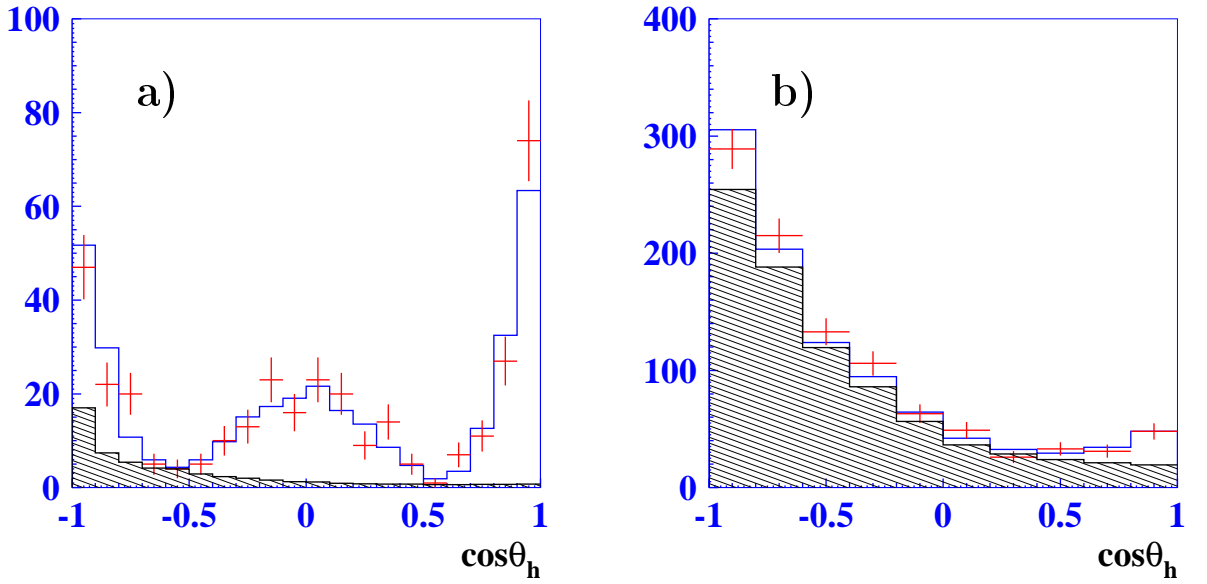


Рис. 55. Распределение по косинусу угла спиральности $D\pi$ системы для данных (точки с ошибками) и моделирования (гистограммы). Заштрихованные гистограммы показывают функцию фона из области вне сигнала по ΔE с соответствующими нормировками. (а) Область D_2^* резонанса $|M_{D\pi} - 2.46| < 0.1$ ГэВ/ c^2 ; (б) область D_0 резонанса $|M_{D\pi} - 2.30| < 0.1$,ГэВ/ c^2 .

статистических ошибок одинаковыми для различных моделей. Набор состояний для окончательных результатов включал: D_2^* , D_0^* , D_v^* , ρ , f_2 и три упомянутых выше скалярных состояния f_0 (колонка 1 в таблице 22).

Параметры резонанса D_2^{*+} , т.е. его масса и ширина, полученные в результате подгонки:

$$M_{D_2^{*+}} = (2465.7 \pm 1.8 \pm 0.8_{-4.7}^{+1.2}) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_2^{*+}} = (49.7 \pm 3.8 \pm 4.1 \pm 4.9) \text{ МэВ},$$

где третья ошибка – модельная неопределённость. Эти параметры согласуются с предыдущими измерениями экспериментов CLEO $M_{D_2^{*0}} = (2463 \pm 3 \pm 3) \text{ МэВ}/c^2$ [80] и FOCUS $\Gamma_{D_2^*} = (34.1 \pm 6.5 \pm 4.2) \text{ МэВ}$ [183].

Произведение относительных вероятностей распадов D_2^* , полученное из подгонки, составило:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+} \pi^-) \times \mathcal{B}(D_2^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (2.15 \pm 0.17 \pm 0.29 \pm 0.12) \times 10^{-4},$$

Таблица 23. Изменение значения функции правдоподобия для различных квантовых чисел для широкого резонанса

	Без широкого резонанса	0^+	1^-	2^+
$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_0$	51	0	28	27
χ^2/N_{dof}	659/605	629/603	652/603	640/603
$CL, (\%)$	6.3	22	8.1	14

где три ошибки: статистическая, систематическая и модельная неопределённости соответственно. Мы нашли произведение относительных вероятностей для широкого скалярного состояния D_0^{*+} ,

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_0^{*+} \pi^-) \times \mathcal{B}(D_0^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (0.60 \pm 0.13 \pm 0.15 \pm 0.22) \times 10^{-4}.$$

Это было первое наблюдение данного распада. Относительная фаза амплитуды D_0^* составила:

$$\phi_0 = 3.00 \pm 0.13 \pm 0.10 \pm 0.43.$$

Распределения по косинусу угла спиральности $D\pi$ для области масс $M_{D\pi}$, соответствующее диапазону масс D_2^* и D_0^* , приведены на рис. 55(a) и (b) соответственно. Там же приведены подгоночные функции с учетом поправки на эффективность. Распределение в области D_2^* мезона явно демонстрирует D-волну. Распределения в этих областях показывают хорошее согласие с подгоночной функцией.

Неопределённость фона являлась одним из основных источников систематической ошибки. Она оценивалась из сравнения результатов подгонки для случаев, когда все компоненты фона получались по отдельности по событиям из правой и левой областей по ΔE вне сигнала. Кроме того, проводилась подгонка для более жестких и более расслабленных условий отбора по ΔE , M_{bc} и ΔM_D , которые изменяют отношение сигнал-шум приблизительно

в два раза. Результаты, получаемые при этих подгонках, согласовались друг с другом, и максимальное различие рассматривалось как дополнительный вклад в систематическую ошибку. Систематическая ошибка в измерении относительных вероятностей \mathcal{B}_i (Выр. (3.54)) для различных промежуточных состояний включает в себя неопределённости в реконструкции треков и эффективности системы идентификации, а также ошибку в абсолютных относительных вероятностях $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Модельная неопределённость оценивалась из сравнения результатов подгонки для случая различных моделей и значений адронного параметра r в переходных формфакторах в пределах от 0 до 3 $(\text{ГэВ}/c)^{-1}$.

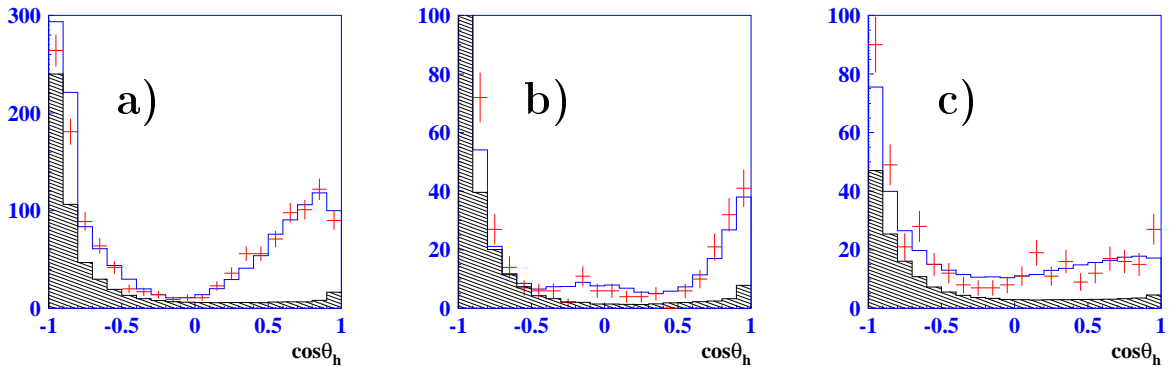


Рис. 56. Распределение по косинусу угла спиральности $\pi\pi$ системы для данных (точки с ошибками) и МС моделирования (histogram). Заштрихованные гистограммы показывают вклад комбинаторного фона, полученного по событиям вне сигнальной области по ΔE , с соответствующей нормировкой. (а) соответствует области ρ мезона $|M_{\pi\pi} - 0.78| < 0.2 \text{ ГэВ}/c^2$; (б) область f_2 мезона $|M_{\pi\pi} - 1.20| < 0.1 \text{ ГэВ}/c^2$; (с) область f_0 мезона $M_{\pi\pi} < 0.60 \text{ ГэВ}/c^2$.

Распределения по косинусу угла спиральности $\pi\pi$ системы для интервала масс $M_{\pi\pi}$, соответствующие области ρ , f_2 и ниже ρ -мезона, где доминирует широкий резонанс, показаны на рис. 56. Для положительных значений спиральности, где вклад $D\pi$ состояний подавлен, явно наблюдается P -волновая структура для ρ и D -волновое поведение для f_2 областей. Подгонка не позволила надежно определить параметры скалярной компоненты и нерезонансного фона. Произведение относительных вероятностей с рожде-

нием f_2 мезона

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 f_2) \mathcal{B}(f_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0.68 \pm 0.10 \pm 0.12 \pm 0.18) \times 10^{-4}.$$

Используя относительную вероятность $\mathcal{B}(f_2 \rightarrow \pi\pi) = 0.847_{-0.012}^{+0.025}$ [144] и соответствующие коэффициенты Клебша-Гордона, были получены вероятности распада:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 f_2) = (1.20 \pm 0.18 \pm 0.21 \pm 0.32) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \rho^0) = (3.19 \pm 0.20 \pm 0.24 \pm 0.38) \times 10^{-4}.$$

Фазы амплитуд относительно амплитуды D_2^* составили $\phi_\rho = 2.25 \pm 0.19 \pm 0.20_{-0.99}^{+0.21}$ и $\phi_{f_2} = 2.97 \pm 0.21 \pm 0.13 \pm 0.45$.

Позже Далиц-анализ распадов $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^-$ проводился в экспериментах ВаВаг [234] и ЛНСб [254] на большей статистике. Относительные вероятности распадов с рождением D_2^{*+} и D_0^{*+} , полученные в анализе ВаВаг, отличаются от наших результатов. Большая амплитуда скалярного резонанса, полученная в [234], может возникать в результате появления локального минимума при интерференции этого состояния с вкладом слагаемого, равномерно распределенного по фазовому объёму, и вкладом скалярного сектора $\pi\pi$ системы. Результаты, полученные ЛНСб, подтверждают наши измерения с точностью до ошибок, как представлено в таблице 24.

3.4.3. $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^+ \pi^-$ распад

Для реконструкции D^* , использовалась мода $D^{*0} \rightarrow D^0 \pi^0$ с последующим распадом D^0 : $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ и $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Распределение событий по ΔE и M_{bc} показаны на рис. 57. Число событий получалось таким же способом, как и для событий $D\pi\pi$, описанных в разделе 3.4.. Количество сигнальных событий, полученных в результате анализа, составило $N_{K\pi} = 278 \pm 23$ и

Таблица 24. Сравнение результатов, полученных в анализе распада $\bar{B}^0 \rightarrow D^0\pi^+\pi^-$ в работе автора [211], BaBar [234] и LHCb [254]. Ошибки, приведенные в таблице – квадратичная сумма статистической, систематической и модельной погрешностей. Относительные фазы, приводимые в [234, 254] относительно амплитуды $D\rho$, пересчитаны в фазы относительно амплитуды $D_2^*\pi$.

Параметр	Данная работа	BaBar [234]	LHCb [254]
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D^0\pi^+\pi^-} (10^{-4})$	8.4 ± 0.9	8.8 ± 1.1	8.46 ± 0.51
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_2^*\pi} \mathcal{B}_{D_2^* \rightarrow D\pi} (10^{-4})$	2.15 ± 0.36	1.80 ± 0.43	2.44 ± 0.18
$M_{D_2^*}, (\text{МэВ}/c^2)$	$2465.7^{+2.3}_{-5.1}$		2468.6 ± 0.7
$\Gamma_{D_2^*}, (\text{МэВ}/c^2)$	$49.76.9$		47.3 ± 1.6
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D_0^*\pi} \mathcal{B}_{D_0^* \rightarrow D\pi} (10^{-4})$	0.60 ± 0.30	2.18 ± 0.40	0.77 ± 0.08
$\phi_{D_0^*}$	-172 ± 26		-179 ± 8
$\mathcal{B}_{B \rightarrow D\rho} \mathcal{B}_{\rho \rightarrow \pi\pi} (10^{-4})$	3.19 ± 0.49	2.94 ± 1.08	3.21 ± 0.23
ϕ_ρ	128^{+20}_{-59}		97 ± 4
$\mathcal{B}_{B \rightarrow Df_2} \mathcal{B}_{f_2 \rightarrow \pi\pi} (10^{-4})$	0.68 ± 0.24	0.86 ± 0.36	0.95 ± 0.13
ϕ_{f_2}	170 ± 29		265 ± 7

$N_{K3\pi} = 269 \pm 29$ для мод распада $D - K\pi$ и $K\pi\pi\pi$ соответственно, что находится в соответствии со значениями эффективности регистрации, полученными из моделирования и величинами относительной вероятности распадов D : $(3.80 \pm 0.09)\%$ for $K^-\pi^+$ и $(7.46 \pm 0.31)\%$ for $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Относительная вероятность распада $B \rightarrow (D^* \rightarrow D\pi)\pi\pi$, вычисленная как взвешенное среднее измерений в двух модах, составила:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^+\pi^-) = (1.09 \pm 0.08 \pm 0.16) \times 10^{-3},$$

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Полученное значение приблизительно на 2.5σ больше, чем предыдущее измерение Belle [160] $(0.62 \pm 0.22 \pm 0.22) \times 10^{-3}$. Различные вклады в систематическую

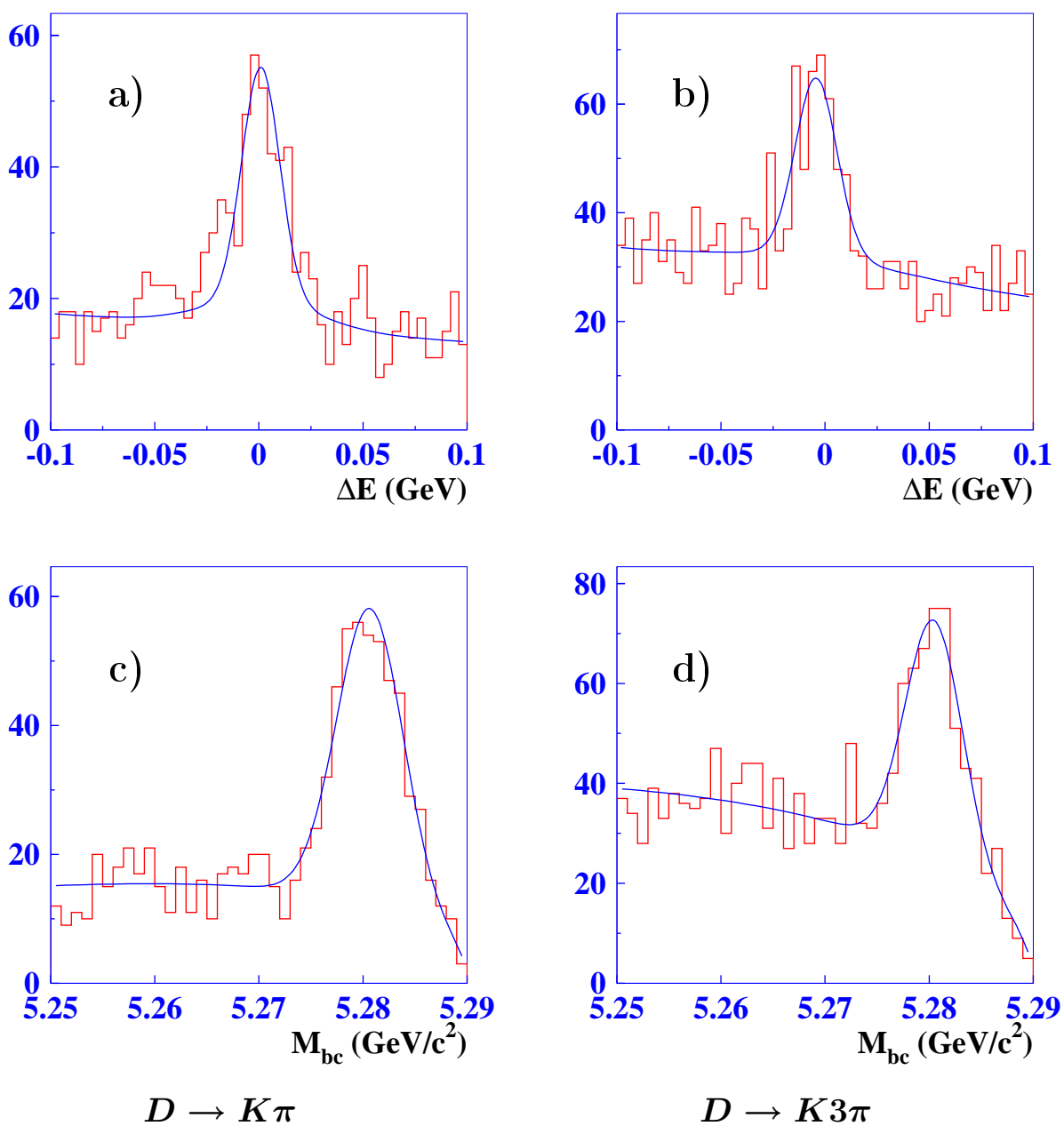


Рис. 57. Распределения для выделения событий $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0}\pi^+\pi^-$ по ΔE и M_{bc} для случая, когда D восстанавливается в $K\pi$ распаде – (а), (с) и в $K3\pi$ распаде – (b), (d). (а), (b) распределение по ΔE . (с), (d) распределение по M_{bc} .

Таблица 25. Вклады в систематическую ошибку для событий $B \rightarrow D^* \pi \pi$

Источник	$\sigma_{sys}, \%$
$Br(D^{*0}, D^0)$	5.3
Реконструкция треков	4.3
π^0	6
Эффективность PID	5
Неопределённость MC	3
Неопределённость фона	10
Всего	14.7

ошибку перечислены в таблице 25.

Форма фона и его неопределённость оценивалась таким же образом, как и в анализе событий $D\pi\pi$.

3.4.4. Анализ амплитуды $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^+ \pi^-$

В конечном состоянии $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^+ \pi^-$ присутствует распадающаяся векторная частица D^* . Как и в анализе $B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- \pi^-$, для описания такого конечного состояния использовались четыре переменных: инвариантная масса (q^2) и угол спиральности $D^* \pi$ (θ), угол спиральности D^* (α) и угол (γ) между плоскостями распада $D^* \rightarrow D\pi$ и $B \rightarrow D^* \pi \pi$ в системе покоя B -мезона. Для анализа структуры $\pi\pi$ состояний более удобным является другой набор переменных: квадрат инвариантной массы $\pi\pi$ состояния (q_1^2); угол спиральности (θ') системы $\pi\pi$ – угол между положительным пионом и направлением D^* в системе покоя $\pi\pi$ системы; угол спиральности (α') D^* мезона – угол между пионами от распада D^* и $\pi\pi$ -системой в системе покоя D^* ; и угол (γ') между плоскостями распада D^* и $\pi\pi$ -системой.

Для амплитудного анализа используются события, удовлетворяющие

условиям отбора, аналогичным описанным в разделе (3.4.) $(\frac{\Delta E + \kappa(M_{bc} - M_B)}{\sigma_{\Delta E}})^2 + (\frac{M_{bc} - M_B}{\sigma_{M_{bc}}})^2 < s$. Параметры $\sigma_{\Delta E} = 11$ МэВ/ c^2 , $\sigma_{M_{bc}} = 2.7$ МэВ/ c^2 , $\kappa = 0.9$ были получены из подгонки экспериментальных данных, коэффициент κ учитывал корреляцию ошибок измерения переменных M_{bc} и ΔE . Параметр s был выбран $s = 4$ для моды $D \rightarrow K\pi$ и $s = 3$ для $D \rightarrow K\pi\pi\pi$ для того, чтобы иметь близкое отношение сигнал-шум. Для определения числа событий комбинаторного фона и его формы использовались события из области вне сигнала по ΔE : $((\Delta E \pm 65 \text{ МэВ} + \kappa(M_{bc} - M_B))/\sigma_{\Delta E})^2 + ((M_{bc} - M_B)/\sigma_{M_{bc}})^2 < s$.

Распределения по инвариантным массам $D^*\pi$ и $\pi\pi$ для сигнальной и внесигнальной области показаны на рис. 58 и 59. В системе $D\pi$ наблюдался явный пик узких состояний D_2^{*+} и D_1^+ с малым вкладом широкого состояния. В распределении $\pi\pi$ явно видны пики ρ и $f_2(1270)$, пикующая структура в области 2.6 ГэВ/ c^2 , что являлось отражением D_2^* резонанса. Для того, чтобы иметь одинаковые границы как для сигнальных, так и для внесигнальных событий, и для улучшения экспериментального разрешения по инвариантным массам, проводилась подгонка массы $D\pi$ системы в массу $M_{D^{*+}}$, а $D^*\pi\pi$ в массу M_B .

Для извлечения относительных амплитуд и фаз различных промежуточных состояний проводилась небинированная подгонка функции правдоподобия в четырёхмерном фазовом пространстве. В предположении, что распределение комбинаторного фона $\mathcal{B}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma)$ в сигнальной области имеет ту же форму, что и во внесигнальной области, зависимость $\mathcal{B}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma)$ получалась подгонкой событий внесигнальной области гладкой четырёхмерной функцией.

Число событий фона в сигнальной области пересчитывалось из числа событий во внесигнальной области по отношению площадей. Сигнал параметризовался как квадрат модуля суммы амплитуд с промежуточными: тензорным мезоном (D_2^*), двумя аксиально векторными мезонами (D_1' , D_1), и тремя резонансами ρ , f_2 и $f_0(600)$ в $\pi\pi$ системе. Для ρ и f_2 вклад могли да-

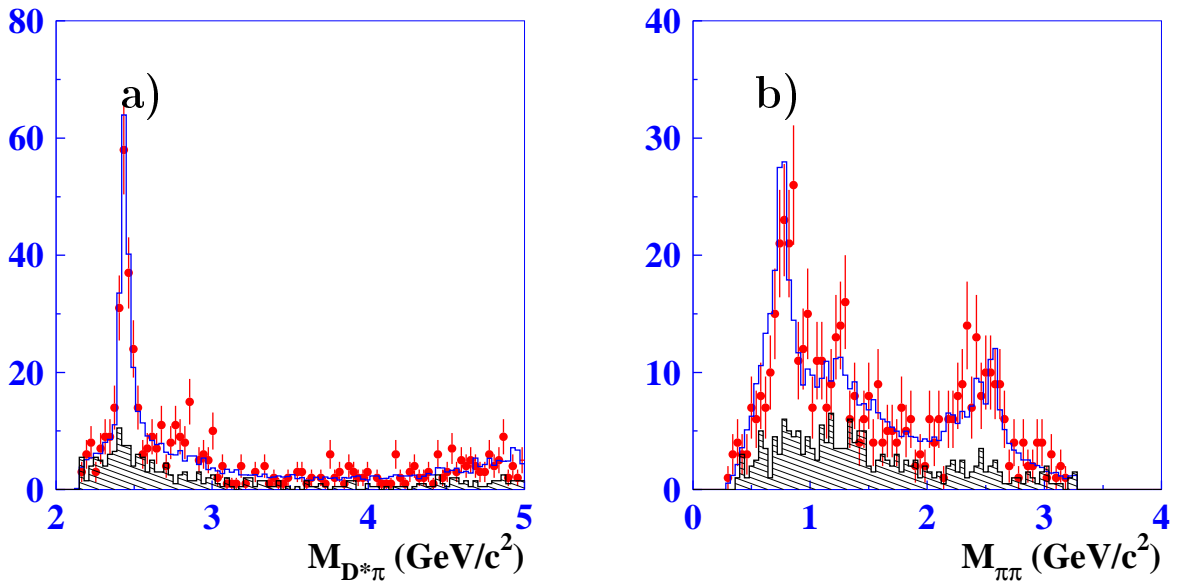


Рис. 58. Распределение по инвариантным массам $D^*\pi$ и $\pi\pi$ состояний. Точки с ошибками – экспериментальные данные, заштрихованные гистограммы – вклад комбинаторного фона, полученный из событий внесигнальной области по ΔE , обычная гистограмма события моделирования с параметрами, полученными из подгонки.

вать три различные амплитуды, зависящие от относительных поляризаций продуктов распада: A_0 , A_\perp и A_\parallel .

В результате сигнал записывался как:

$$\begin{aligned}
S(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) = & |a_2 A^{(2)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) + a_1 e^{i\phi_1} A^{(n)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) \\
& + a_w e^{i\phi_w} A^{(w)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) \\
& + a_\rho e^{i\phi_\rho} ((1 - a_\parallel^\rho - a_\perp^\rho) A_0^{(\rho)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) + a_\parallel^\rho e^{i\phi_\parallel^\rho} A_\parallel^{(\rho)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) \\
& + a_\perp^\rho e^{i\phi_\perp^\rho} A_\perp^{(\rho)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma)) \\
& + a_{f_2} e^{i\phi_{f_2}} ((1 - a_\parallel^{f_2} - a_\perp^{f_2}) A_0^{(f_2)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) + a_\parallel^{f_2} e^{i\phi_\parallel^{f_2}} A_\parallel^{(f_2)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) \\
& + a_\perp^{f_2} e^{i\phi_\perp^{f_2}} A_\perp^{(f_2)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma)) \\
& + a_{f_0} A^{(f_0)}(q^2, q_1^2, \alpha, \gamma) + a_{ps}|^2.
\end{aligned} \tag{3.55}$$

Разрешение по инвариантным массам, определенное по событиям моделирования, составляло около $1.9 \text{ МэВ}/c^2$. Это заметно меньше характерных

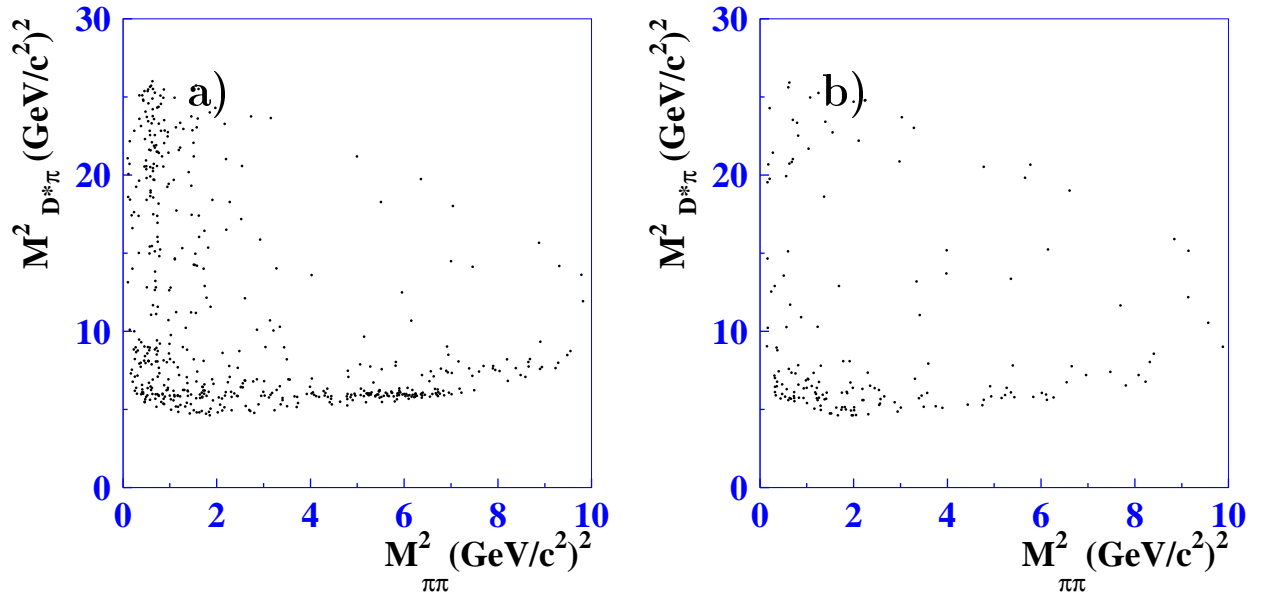


Рис. 59. Распределение Далица для (а) сигнальных событий; (б) внесигнальных по ΔE событий

ширин распределения, и им можно пренебречь в выражении для амплитуды.

Каждый резонанс описывался релятивистской функцией Брейта-Вигнера с шириной резонанса, зависящей от q^2 . Угловая зависимость для каждого резонанса определялась спином промежуточной частицы. Для системы $D^*\pi$ эта зависимость давалась формулами (3.50), (3.51), амплитуды $B \rightarrow D^*\rho$ и $B \rightarrow D^*f_2$ описывались угловыми зависимостями (3.41) и (3.42).

Таблица 27 показывает результаты подгонки для различных моделей. При исключении широкого резонанса D'_1 из формулы (3.55) значение функции правдоподобия изменялось незначительно. Если исключить f_2 , функция правдоподобия изменяется на 41. Добавление постоянного слагаемого, описывающего рождение событий, равномерно распределенных в фазовом пространстве, не приводит к существенному улучшению описания распределения экспериментальных событий. Замена f_2 мезона на $f_0(1370)$ приводит к существенному ухудшению значения функции правдоподобия, как показано в таблице 26. Массы и ширины $\pi\pi$ состояния были зафиксированы при их значениях из PDG [144], $M_{D_2^{*+}}$ и $\Gamma_{D_2^{*+}}^0$ были взяты равными значени-

Таблица 26. Сравнение моделей с различным набором резонансов, включенных в подгонку

	$D_2^*, D_1, D_1', \rho, f_0(600)$		
	f_2	$f_0(1370)$	по
$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_0$	0	11	41

ям, полученным в нашем исследовании $D\pi\pi$ системы [211], а $M_{D_1^+} = 2427$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_{D_1^+}^0 = 384$ МэВ/ c^2 – из нашего исследования D^{**0} [180]. Масса $M_{D_1^+}$ и ширина $\Gamma_{D_1^+}$, так же, как и относительные вероятности и фазы амплитуд, рассматривались как свободные параметры подгонки.

Кроме основного максимума функции правдоподобия \mathcal{L}_0 , могут присутствовать локальные максимумы \mathcal{L} меньше основного. Для поиска истинного основного максимума было сделано 100 процедур минимизации с различными, случайно распределенными в фазовом пространстве начальными условиями. В результате было найдено 6 локальных максимумов со значениями $(-2 \ln \mathcal{L})$, отличающимся от $(-2 \ln \mathcal{L}_0)$ на $\Delta = 1.9-25$. Локальные максимумы появляются в основном из-за смены фаз между $D\pi$ и $\pi\pi$ структурами, поскольку могут быть два решения с деструктивной и конструктивной интерференцией структур. Различие параметров в разных локальных максимумах с $\Delta < 9$ учитывалось в систематической ошибке параметров, а центральные значения параметров брались из минимизации, дающей глобальный максимум.

На рис. 58 и 60 демонстрируется сравнение данных и событий моделирования, разыгранных согласно (3.55) с параметрами, полученными из подгонки. Распределения по спиральности D^{**} и D^* и углу γ для различных областей q^2 демонстрируют разумное согласие экспериментальных данных и результатов подгонки.

Таблица 27. Результаты подгонки для различных наборов амплитуд

	$D_2^*, D_1, D_1',$ $\rho, f_2, f_0(600)$	$D_2^*, D_1,$ $\rho, f_2, f_0(600)$	$D_2^*, D_1, D_1',$ $\rho, f_0(600)$	$D_2^*, D_1, D_1',$ $\rho, f_2, f_0(600)$ +ps
$-2 \ln \mathcal{L}/\mathcal{L}_0$	0	-4	+41	-1
$Br_{D_2^*}(10^{-4})$	2.45 ± 0.42	2.45 ± 0.42	2.48 ± 0.43	2.43 ± 0.41
ϕ_{D_1}	0.908 ± 0.145	0.907 ± 0.145	0.837 ± 0.139	0.766 ± 0.147
$Br_{D_1}(10^{-4})$	3.68 ± 0.60	3.71 ± 0.62	4.03 ± 0.84	3.63 ± 0.61
$\phi_{D_1'}$	-0.197 ± 0.584	–	-0.316 ± 0.670	-0.121 ± 0.556
$Br_{D_1'}(10^{-4})$	0.14 ± 0.13	–	0.11 ± 0.12	0.14 ± 0.14
ϕ_{ps}	–	–	–	2.594 ± 0.551
$Br_{ps}(10^{-4})$	–	–	–	0.00 ± 0.17
ϕ_ρ	2.566 ± 0.333	2.543 ± 0.337	2.032 ± 0.326	2.560 ± 0.327
$Br_\rho(10^{-4})$	3.73 ± 0.87	3.78 ± 0.87	3.89 ± 0.96	3.74 ± 0.85
ϕ_{f_2}	0.440 ± 0.413	0.411 ± 0.425	–	0.429 ± 0.453
$Br_{f_2}(10^{-4})$	1.05 ± 0.37	1.05 ± 0.37	–	0.98 ± 0.35
ϕ_{f_0}	-2.263 ± 0.646	-2.190 ± 0.643	-2.823 ± 0.498	-2.181 ± 0.597
$Br_{f_0}(10^{-4})$	0.17 ± 0.11	0.16 ± 0.11	0.32 ± 0.17	0.17 ± 0.11
$a_{ }^\rho$	0.204 ± 0.059	0.198 ± 0.058	0.176 ± 0.061	0.211 ± 0.059
a_{\perp}^ρ	0.067 ± 0.038	0.065 ± 0.038	0.105 ± 0.042	0.066 ± 0.038
ϕ_{\perp}^ρ	0.678 ± 0.348	0.686 ± 0.351	0.693 ± 0.307	0.624 ± 0.358
a_0^ρ	0.730 ± 0.058	0.737 ± 0.057	0.719 ± 0.059	0.723 ± 0.058
ϕ_{ρ_2}	2.046 ± 0.229	2.031 ± 0.229	2.269 ± 0.250	2.030 ± 0.225
$a_0^{f_2}$	0.623 ± 0.137	0.616 ± 0.143	–	0.646 ± 0.142
$a_{\perp}^{f_2}$	0.080 ± 0.084	0.092 ± 0.091	–	0.082 ± 0.085
$\phi_{\perp}^{f_2}$	-3.036 ± 0.687	-2.983 ± 0.672	–	-3.129 ± 0.752
$a_{ }^{f_2}$	0.297 ± 0.137	0.292 ± 0.142	–	0.273 ± 0.143
$\phi_{ }^{f_2}$	-0.895 ± 0.489	-0.846 ± 0.506	–	-0.926 ± 0.551

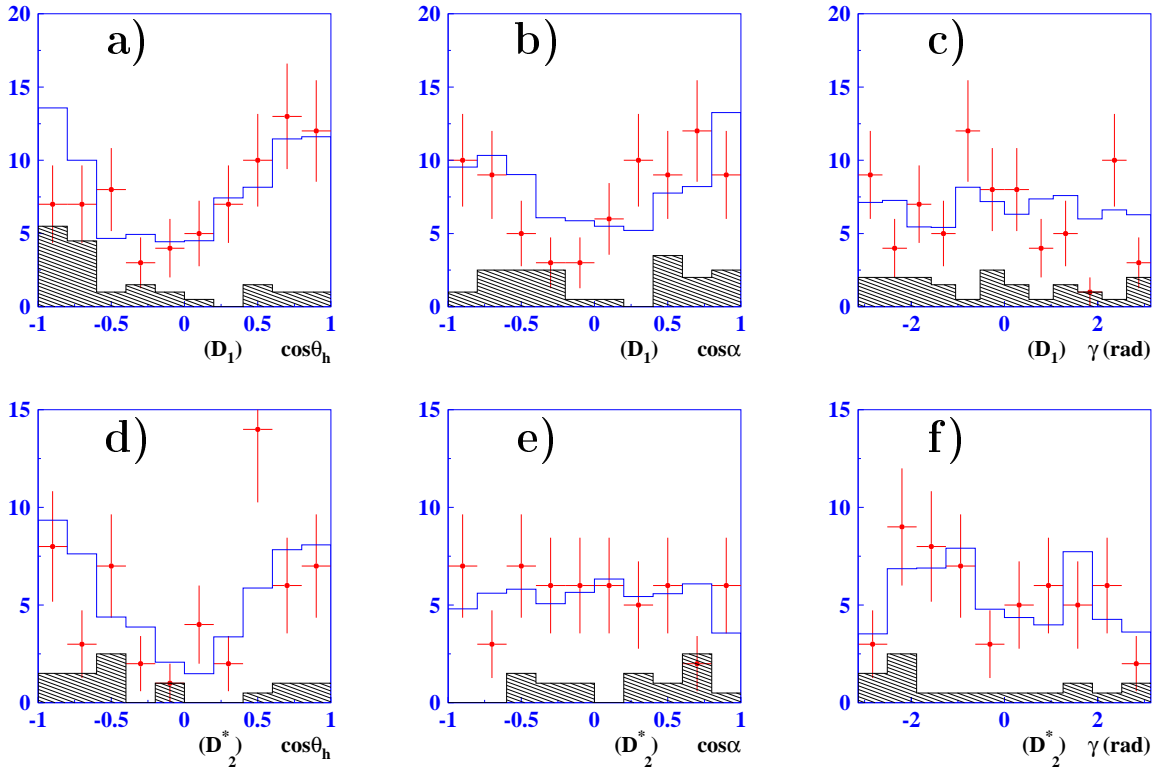


Рис. 60. Распределения для событий из области резонанса D_1 : (a)-(c) $|M_{D^*\pi} - 2.41| < 0.03 \text{ GeV}/c^2$ и области D_2^* : $|M_{D^*\pi} - 2.45| < 0.025 \text{ GeV}/c^2$ (d)-(f). (a), (d) $\cos\theta$ – угол спиральности D^{**} ; (b), (e) $\cos\alpha$ – угол спиральности D^* ; (c), (f) азимутальный угол γ . Точки с ошибками – экспериментальные данные, гистограммы события МС моделирования с параметрами подгонки и заштрихованные гистограммы – вклад комбинаторного фона, полученный по событиям вне сигнала по ΔE .

Для параметров D_1 мезона были получены следующие значения:

$$M_{D_1^+} = (2428.2 \pm 2.9 \pm 1.6 \pm 0.6) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_1^+} = (34.9 \pm 6.6_{-0.9}^{+4.1} \pm 4.1) \text{ МэВ}.$$

Эти параметры находятся в хорошем согласии с измерениями CLEO для D_1^0 : $M_{D_1^0} = (2425 \pm 2 \pm 2) \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{D_1^0} = (26_{-7}^{+8} \pm 4) \text{ МэВ}$ [80].

Получились следующие результаты для произведения относительных вероятностей рождения и распада D^{**} :

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+ \pi^-) \times B(D_1^+ \rightarrow D^{*0} \pi^+) = (3.68 \pm 0.60_{-0.40-0.30}^{+0.71+0.65}) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+} \pi^-) \times B(D_2^{*+} \rightarrow D^{*0} \pi^+) = (2.45 \pm 0.42_{-0.45-0.17}^{+0.35+0.39}) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1'^+ \pi^-) \times B(D_1'^+ \rightarrow D^{*0} \pi^+) = (0.14 \pm 0.13 \pm 0.12_{-0.10}^{+0.00}) \times 10^{-4}.$$

Последнее измерение не является статистически значимым и соответствует верхнему пределу:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1'^+ \pi^-) \times B(D_1'^+ \rightarrow D^{*0} \pi^+) < 0.7 \times 10^{-4} \text{ at } 90\% \text{ C.L.}$$

Включение контактного слагаемого приводило к несущественному улучшению функции правдоподобия, как видно из таблицы 27.

Распределения по спиральности системы $\pi\pi$ и D^* , как и по азимутальному углу γ' , приведены на рис. 61 для области масс $M_{\pi\pi}$ ρ и f_2 мезонов.

Относительные вероятности рождения $f_0(600)$ сравнимы с нулем: $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow f_0 D^0) \mathcal{B}(f_0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (0.17 \pm 0.11 \pm 0.10_{-0.05}^{+0.18}) \times 10^{-4}$. Этот вклад можно рассматривать как вклад нерезонансного фона.

Для рождения ρ и f_2 мезонов были получены следующие относительные вероятности рождения:

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow \rho^0 D^{*0}) = (3.73 \pm 0.87 \pm 0.46_{-0.08}^{+0.18}) \times 10^{-4},$$

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow f_2 D^{*0}) \mathcal{B}(f_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (1.05 \pm 0.37 \pm 0.34_{-0.33}^{+0.45}) \times 10^{-4}.$$

Принимая во внимание вероятности распада $\mathcal{B}(f_2 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$, были получены следующие значения вероятностей распада B :

$$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow f_2 D^{*0}) = (1.86 \pm 0.65 \pm 0.60_{-0.52}^{+0.80}) \times 10^{-4}.$$

Несмотря на ограниченную статистику, были определены вклады различных поляризаций ρ и f_2 :

$$a_0^\rho = 0.73 \pm 0.06 \pm 0.10 \pm 0.09$$

$$a_{||}^\rho = 0.20 \pm 0.06 \pm 0.03 \pm 0.10$$

$$a_{\perp}^\rho = 0.07 \pm 0.04 \pm 0.05_{-0.03}^{+0.19}$$

$$a_0^{f_2} = 0.62 \pm 0.14 \pm 0.25 \pm 0.24$$

$$a_{\parallel}^{f_2} = 0.30 \pm 0.14_{-0.27}^{+0.07+0.09}$$

$$a_{\perp}^{f_2} = 0.08 \pm 0.08_{-0.03}^{+0.21+0.21}$$

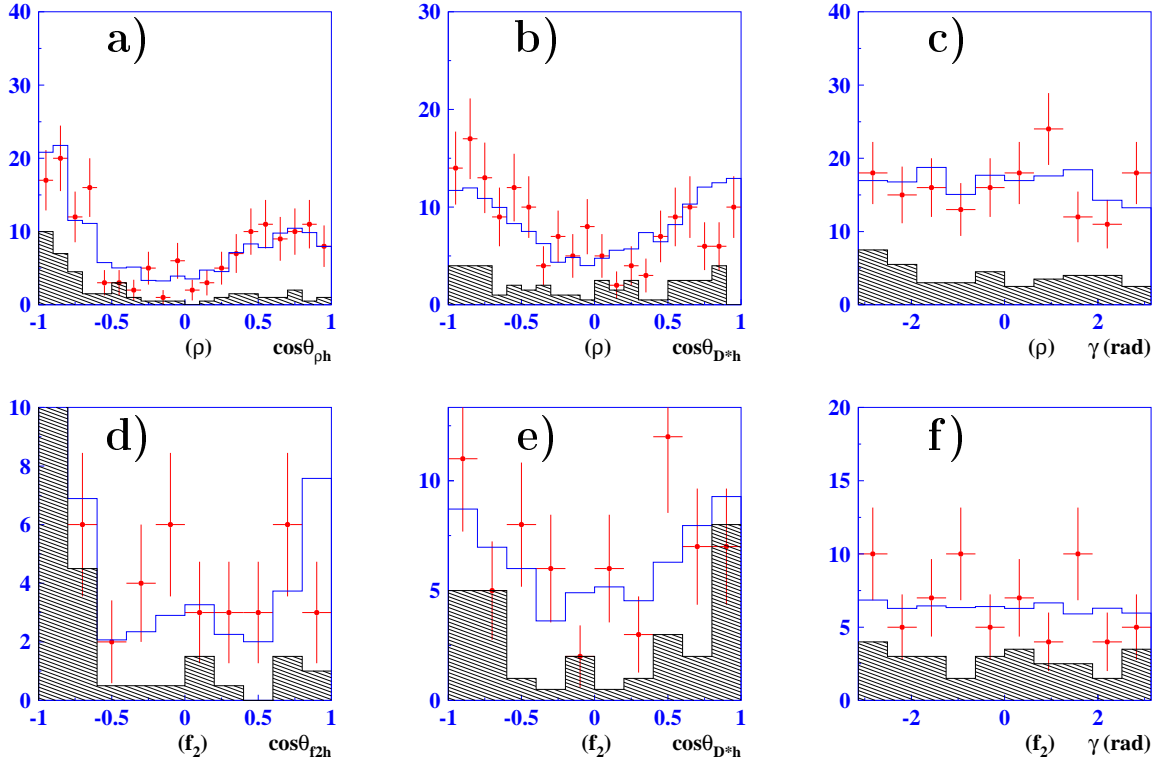


Рис. 61. Распределение по спиральности для области ρ : (a)-(c) $|M_{\pi\pi} - .80| < 0.20 \text{ GeV}/c^2$ и D_2^* : $|M_{\pi\pi} - 1.225| < 0.125 \text{ GeV}/c^2$ (d)-(f). (a), (d) $\cos \theta$ – спиральность D^{**} ; (b), (e) $\cos \alpha$ – спиральность D^* ; (c), (f) азимутальный угол γ . Точки с ошибками – экспериментальные данные, гистограммы – события моделирования с параметрами подгонки, и заштрихованные гистограммы – вклад комбинаторного фона, полученный по событиям вне фона по ΔE .

3.4.5. Обсуждение результатов

Произведения относительных вероятностей распадов для узких ($j = 3/2$) резонансов в случае заряженных B^\pm и нейтральных B^0 имеют близкие значения, как и показано в таблице 28 [178, 180, 191–193, 211, 213, 230]. Это

Таблица 28. Сравнение произведения относительных вероятностей распадов для нейтральных и заряженных B мезонов

	Нейтральные B [211]	Заряженные B [180]
$\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D_2^* \pi^-) \mathcal{B}(D_2^* \rightarrow D \pi) (10^{-4})$	$(2.15 \pm 0.17 \pm 0.29 \pm 0.12)$	$(3.4 \pm 0.3 \pm 0.6 \pm 0.4)$
$\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D_2^* \pi^-) \mathcal{B}(D_2^* \rightarrow D^* \pi) (10^{-4})$	$(2.45 \pm 0.42_{-0.45}^{+0.35+0.39})$ [178]	$(1.8 \pm 0.3 \pm 0.3 \pm 0.2)$
$\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D_1 \pi^-) \mathcal{B}(D_1 \rightarrow D^* \pi) (10^{-4})$	$(3.68 \pm 0.60_{-0.40}^{+0.71+0.65})$ [178]	$(6.8 \pm 0.7 \pm 1.3 \pm 0.3)$
$\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D_0^* \pi) \mathcal{B}(D_0^* \rightarrow D \pi) (10^{-4})$	$(0.60 \pm 0.13 \pm 0.15 \pm 0.22)$	$(6.1 \pm 0.6 \pm 0.9 \pm 1.6)$
$\mathcal{B}(\bar{B} \rightarrow D_1' \pi^-) \mathcal{B}(D_1' \rightarrow D^* \pi) (10^{-4})$	< 0.7 at 90 % C.L. [178]	$(5.0 \pm 0.4 \pm 1.0 \pm 0.4)$

согласуется с предсказаниями ЭТТК, поскольку в обоих случаях играют роль похожие диаграммы рис. 6(a,b), которые описываются переходными формфакторами, выражающимися через функцию $\tau_{3/2}$. Вклад диаграммы рис. 6(c) мал, поскольку, в приближении факторизации, он характеризуется константами связи $f_{D_2^*}$ и f_{D_1} . $f_{D_2^*} = 0$ из-за тензорной структуры D_2^* , а $f_{D_1} \sim \Lambda_{QCD}/m_c$ [92]. Получаемая точность не даёт возможность оценить вклад нефакторизуемых поправок.

Произведение относительных вероятностей распадов для широких ($j = 1/2$) состояний, рожденных в распадах нейтрального B , заметно ниже, как и ожидается из правил сумм $\tau_{1/2} \ll \tau_{3/2}$ [188].

Измеренная величина относительной вероятности распадов заряженного B в широкий D_0^{*0} существенно выше, чем для нейтрального B в D_0^{*+} . Предварительные данные по распаду $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} \pi^+ \pi^-$ [178], приведенные в таблице 28, показывают похожее поведение для распадов в D_1^{*0} и D_1^0 . Возможное объяснение этого явления заключается в том, что в распадах заряженных B мезонов в $D^{**} \pi$, в амплитуду дают вклад как древесные диаграммы, так и диаграммы, подавленные по цвету, как показано на рис. 6. Для диаграмм, подавленных по цвету, D^{**} состояния рождаются за счёт другого механизма, и амплитуды такого распада характеризуются константами

Таблица 29. Результаты, полученные в анализе полулептонных распадов в работах BaBar [216] и Belle [219]. Ошибки, приведенные в таблице – квадратичная сумма статистической и систематической погрешностей.

Мода распада	BaBar [216]	Belle [219]
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^0 l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.29 ± 0.04	0.42 ± 0.10
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^+ l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.27 ± 0.05	< 0.90
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_2^{*0} l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.15 ± 0.02	0.18 ± 0.07
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+} l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	< 0.11	< 0.30
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_1^{\prime 0} l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.27 ± 0.07	< 0.07
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_1^{\prime +} l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.31 ± 0.09	< 0.50
$\mathcal{B}(B^- \rightarrow D_0^{*0} l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.26 ± 0.07	0.24 ± 0.07
$\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D_0^{*+} l^- \bar{\nu})(10^{-4})$	0.44 ± 0.10	< 0.40

связи $f_{D(3/2)}$ и $f_{D(1/2)}$, для которых $f_{D(3/2)} \ll f_{D(1/2)}$. Рождение D_0^{*0} и D_1^0 в распадах заряженных B усилено амплитудой, подавленной по цвету.

Однако наблюдается противоречие в соотношении рождения широких и узких состояний в распадах $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$ с результатами изучения полулептонных распадов B -мезонов в $D^{**} l \nu$, полученными в экспериментах BaBar [216] и Belle [219]. В таблице 29 приведены вероятности полулептонных распадов с рождением D^{**} . Согласно этим измерениям, вероятность рождения широких и узких резонансов имеет сравнимую величину. Стоит отметить, что анализ полулептонных распадов проводился с полным восстановлением обоих B мезонов, и статистика составляет несколько сотен событий. Более детальное и полное сравнение можно будет провести в экспериментах нового поколения Belle II.

3.5. Использование метода максимального правдоподобия в других анализах Belle

Метод максимального правдоподобия при анализе двумерных и многомерных распределений в фазовом пространстве оказался довольно мощным методом и активно использовался в других исследованиях, проводимых в эксперименте Belle. Так, в анализах $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ и $B^+ \rightarrow K^+K^-K^+$ [187] и $B^0 \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$ [210] использовалась небинированная подгонка Далиц-распределения. Применение этого анализа позволило на небольшом наборе событий 140 фб^{-1} измерить вероятности распадов $B^+ \rightarrow f_0(980)K^+$, $B^+ \rightarrow K^*_{s0}(1430)^0\pi^+$, $B^+ \rightarrow K^*(892)^0\pi^+$, $B^+ \rightarrow \rho(770)^0K^+$, $B^+ \rightarrow \phi K^+$ [187]. Далиц-анализ $B^0 \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$ на статистике 388 фб^{-1} позволил выделить вклады и измерить вероятности $B^0 \rightarrow \rho(770)^0K^0$, $B^0 \rightarrow f_0(980)K^0$, $B^0 \rightarrow K^*(892)^+\pi^-$, $B^0 \rightarrow K^*_{s1}(1430)^+\pi^-$ [210].

В работе [218] небинированная подгонка использовалась для анализа угловых распределений в распаде $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+}K^0_S$. На рис. 62 показаны определения углов, используемых в этом анализе. Угловое распределение [218] зависит от величины продольной поляризации ρ_{00} , модуля \sqrt{R} и фазы ξ комплексного отношения спиральных амплитуд D^* : $\sqrt{R}e^{i\xi} = A_{1,0}/A_{0,0}$. Спиральные амплитуды зависят от отношения S- и D-волновых вкладов в распаде $D_{s1}(2536)^+$: $A_{1,0} = \frac{1}{\sqrt{3}}(S + \frac{1}{\sqrt{2}}D)$ и $A_{0,0} = \frac{1}{\sqrt{3}}(S - \sqrt{2}D)$.

В случае, если состояние $D_{s1}(2536)^+$ было бы чистым состоянием $|1/2\rangle$, распад бы описывался только S-волновой амплитудой. Реальные массовые состояния являются комбинациями.

$$\begin{aligned} |D_{s1}(2460)^+\rangle &= \cos\theta|1/2\rangle + \sin\theta|3/2\rangle \\ |D_{s1}(2536)^+\rangle &= -\sin\theta|1/2\rangle + \cos\theta|3/2\rangle \end{aligned} \quad (3.56)$$

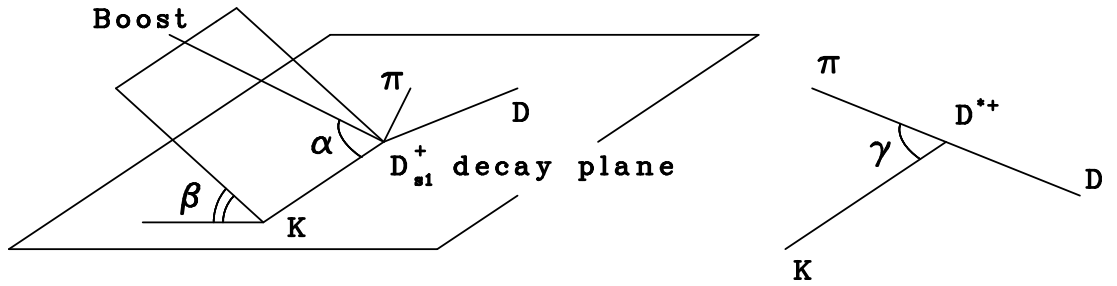


Рис. 62. Углы, используемые для описания распада $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+} K^0$, α и β определяются в системе покоя $D_{s1}(2536)^+$, а угол γ в системе D^{*+} . Направление, обозначенное “Boost”, соответствует направлению на центр масс системы e^+e^- в системе покоя $D_{s1}(2536)^+$.

Данный анализ позволил измерить отношение амплитуд D- и S-волн, и было показано, что S-волна доминирует, с величиной $\Gamma_S/\Gamma_{\text{total}} = 0.72 \pm 0.05 \pm 0.01$ [218].

Другое применение метода небинированной подгонки имело место при анализе квантовых чисел состояний заряженного боттомония Z_b^\pm [235, 251]. Для этого проводился анализ реакции $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$, при распаде $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ в шестимерном фазовом пространстве. Амплитуда распада включала вклады: $Z_b(10610)^\pm$, $Z_b(10650)^\pm$, $\Upsilon(nS)f_0(500)$, $\Upsilon(nS)f_0(980)$, $\Upsilon(nS)f_2(1270)$ и нерезонансного фона. Была выполнена серия подгонок, использующих функции правдоподобия для случаев различных квантовых чисел Z_b состояний (1^+ , 1^- , 2^+ , 2^-). Квантовые числа 0^+ и 0^- запрещены законами сохранения момента импульса и четности в распадах $Z_b(J^P) \rightarrow \Upsilon(nS)\pi$ и $Z_b(J^P) \rightarrow h_b\pi$. Сравнение разных моделей показало, что квантовые числа 1^+ дают существенно меньшее значение функции правдоподобия, что позволило исключить квантовые числа 1^- и 2^\pm на уровне более шести стандартных отклонений.

Глава 4

Исследования свойств D_S^{**} -мезонов

Как уже отмечалось во введении (1.2.1), состояния $D_{sJ}(1/2)$, в отличие от $D_J(1/2)$, имеют массу ниже порога рождения $D^{(*)}K$ и поэтому имеют малую ширину. Впервые состояние с массой 2317 МэВ/ c^2 и очень маленькой шириной наблюдалось BaBar [165] в инклюзивном распределении по массе $D_s^+\pi^0$. Это состояние интерпретировалось как орбитальное P-волновое возбуждение $c\bar{s}$ -системы [159]. Открытие узкого резонанса с массой 2458 МэВ/ c^2 в распадах $D_s^{*+}\pi^0$ в эксперименте CLEO [155] укладывалось в общую картину такой интерпретации. Наблюдаемая разница масс согласуется с ожидаемой величиной сверхтонкого расщепления уровней P-волновых состояний $c\bar{s}$ -системы с полным угловым моментом $j = 1/2$ [159]. Но массы состояний лежат существенно ниже предсказаний потенциальной модели [89] и близки к массам D^{**} -мезонов. Низкое значение масс наблюдаемых частиц не исключало их интерпретацию как экзотических состояний [156, 157, 161, 164, 166].

Чтобы выяснить действительную структуру этих состояний, необходимо было определить их квантовые числа и измерить относительные вероятности распадов этих частиц в различные моды.

4.1. Наблюдение $D_{sJ}(2317)$ и $D_{sJ}(2457)$ в распадах B -мезонов

Поиск D_{sJ} состояний проводился на наборе данных эксперимента Belle, соответствующему рождению $123.8 \times 10^6 B\bar{B}$ пар [169, 191, 193, 213].

Для исследования D_{sJ} состояний мы использовали распад $B \rightarrow DD_{sJ}$. Этот распад даёт наибольшую вероятность эксклюзивного рождения D_{sJ} -мезонов в распадах B . Поскольку нам известны квантовые числа распадающегося B -мезона, анализ угловых распределений позволяет определить квантовые числа D_{sJ} . Так как правило сумм КХД в ЭТТК предсказывает доминирование рождения Р-волновых состояний с ($j = 1/2$) по сравнению ($j = 3/2$) [135], наблюдение распадов $B \rightarrow DD_{sJ}$ является дополнительным аргументом в пользу интерпретации D_{sJ} как Р-волновых возбуждений и позволяет проверить предсказание правил сумм.

4.1.1. Восстановление и отбор событий

Для восстановления распада отбирались заряженные треки, вылетающие из точки, расположенной не дальше 0.2 см от места встречи в проекции r - ϕ и 2.5 см по Z с поперечным импульсом не менее 0.05 ГэВ/с. Для идентификации использовалась информация dE/dx с дрейфовой камеры, временная информация с системы ТОФ и сигналы с аэрогельных счётчиков. По этой информации строилась функция правдоподобия $\mathcal{L}(h)$ и отношение функций правдоподобия $PID(K) = \frac{\mathcal{L}(K)}{\mathcal{L}(K) + \mathcal{L}(\pi)}$.

Критерий $PID(K) > 0.6$ позволял отбирать заряженные каоны с эффективностью 88 % при неправильной идентификации пионов 8 %. Кроме этого, отбраковывались частицы, идентифицированные как протоны. Пиона-

ми считались все треки с $PID(\pi) > 0.1$, не идентифицированные как электроны. Нейтральные каоны реконструировались по распаду $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Требовалось, чтобы инвариантная масса пионов находилась в пределах $9 \text{ МэВ}/c^2$ (3σ) от номинальной массы K_S , а положение вершины $\pi^+\pi^-$ лежало в диапазоне от 0.2 см до 20 см. Кроме того, требовалось, чтобы координата ϕ вершины совпадала с направлением восстановленного импульса K_S с точностью 0.4 радиана.

Кандидаты в фотоны восстанавливались по кластерам в калориметре, не связанным с заряженными треками, с энергией более 30 МэВ. Пара фотонов, инвариантная масса которых лежала в пределах $12 \text{ МэВ}/c^2$ (2.5σ) от номинальной массы π^0 , рассматривалась как нейтральный пион.

\bar{D}^0 -мезоны реконструировались в трех модах: $K^+\pi^-$, $K^+\pi^-\pi^0$ и $K^+\pi^-\pi^-\pi^+$, а D^- – в моде $K^+\pi^-\pi^-$. Требовалось, чтобы инвариантная масса системы совпадала с массой $\bar{D}^0(D^-)$ с точностью до $12 \text{ МэВ}/c^2$, что соответствовало 1.5σ для распадов с π^0 и 2.5σ для остальных мод. Для подавления комбинаторного фона мы требовали, чтобы импульс нейтрального пиона в распаде $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ в системе центра масс $\Upsilon(4S)$ был больше $0.4 \text{ ГэВ}/c$. D_s^+ -мезон реконструировался по трем каналам распада: $\phi\pi^+$, $\bar{K}^{*0}K^+$ и $K_S^0K^+$, где ϕ реконструировался по распаду $\phi \rightarrow K^+K^-$, а \bar{K}^{*0} по распаду $\bar{K}^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$. На инвариантные массы $K^+K^-(K^-\pi^+)$ накладывались условия $|M_{K^+K^-} - M_\phi| < 10 \text{ МэВ}/c^2$, что соответствовало $2.5 \Gamma_\phi$ и $|M_{K^-\pi^+} - M_{K^*}| < 75 \text{ МэВ}/c^2$ ($1.5 \Gamma_{K^*}$). Восстановленная комбинация рассматривалась как D_s^+ , если её инвариантная масса не отличалась от номинальной массы D_s^+ более, чем на $12 \text{ МэВ}/c^2$ ($\sim 2.5\sigma$).

D_s^{*+} восстанавливался по распаду $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$. На реконструированные разницы масс D_s^{*+} и D_s^+ накладывалось условие $|M_{D_s^{*+}}^r - M_{D_s^+}^r - \Delta M_n| < 8 \text{ МэВ}/c^2$ ($\sim 2.5\sigma$), где ΔM_n – номинальная разница масс. D_{sJ} реконструировались из комбинации $D_s^{(*)+}$ с π^0 , γ или парой $\pi^+\pi^-$. Для отбора использовалась разница масс $M(D_{sJ}) - M(D_s^{(*)+})$. Сигнальная область определялась в пределах $\pm 12 \text{ МэВ}/c^2$ от ожидаемых масс $2317 \text{ МэВ}/c^2$ для $D_{sJ}(2317)$ и

2457 МэВ/с² для $D_{sJ}(2457)$.

Комбинируя $\bar{D}(D^-)$ и D_{sJ} , мы получали кандидаты в B -мезоны, которые идентифицировались по разнице энергий в системе центра масс $\Upsilon(4S)$: $\Delta E = \sum_i E_i - E_{\text{beam}}$ и реконструированной массе B : $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}} - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$, где E_{beam} – энергия пучка, а E_i и \vec{p}_i энергии и импульсы дочерних частиц от распада B . Отбирались события, удовлетворяющие условиям: $5.272 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5.288 \text{ ГэВ}/c^2$ $|\Delta E| < 0.2 \text{ ГэВ}$. В случае, если в событии находилось несколько кандидатов B -мезонов, выбирался тот, в котором массы D и D_s^* находились ближе к номинальным значениям. Сигнальная область B определялась как $|\Delta E| < 0.03 \text{ ГэВ}$.

Для подавления фона от континуума $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, который характеризуется струйной формой, мы использовали отбор по углу Θ_{thrust} между осями траста для кандидата B и частицами события, не входящими в B : $|\cos \Theta_{\text{thrust}}| < 0.8$. Такой отбор позволяет отбросить 77 % событий фона, сохраняя 78 % сигнальных событий. Для подавления комбинаторного фона мы накладывали дополнительное ограничение на инвариантную массу D и π^0 или γ от распада D_{sJ} : $M_{D\pi^0} > 2.3 \text{ ГэВ}/c^2$ и $M_{D\gamma} > 2.2 \text{ ГэВ}/c^2$. Такое ограничение позволяет сохранить сигнал, но существенно подавляет фон, как видно на рис. 63.

4.1.2. Результаты анализа

4.1.2.1. Определение относительных вероятностей

На рис. 64 показаны распределения по ΔE и инвариантной массе $M(D_{sJ})$, где объединены события распада B^+ и B^0 мезонов. При построении распределения по одному параметру требуется, чтобы другой лежал в сигнальной области. Заштрихованные гистограммы показывают вклад комбинаторного фона, они получены для случая, когда другой параметр лежит вне сигналь-

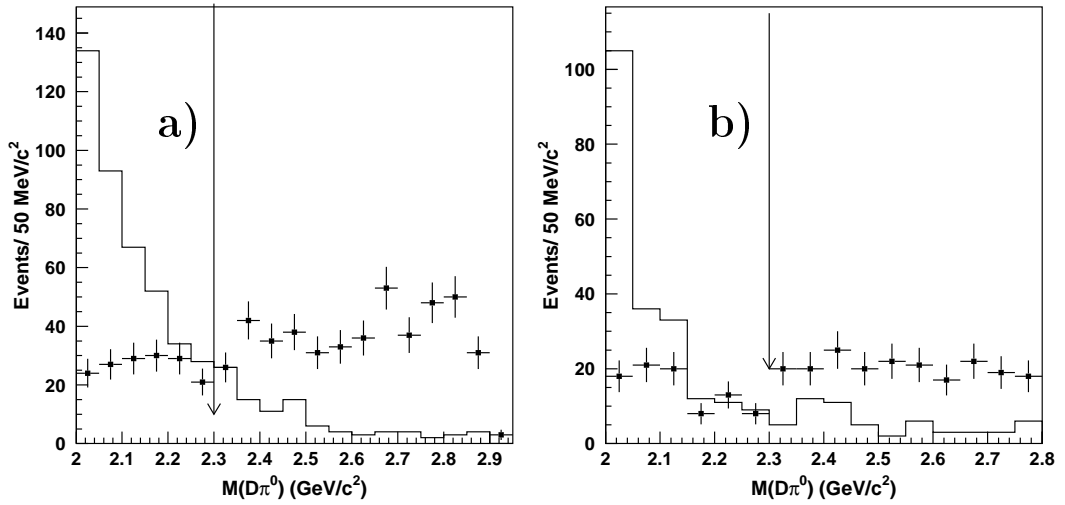


Рис. 63. Распределение по массе $\bar{D}\pi^0$ для событий $\bar{D}D_s^+\pi^0$ (а) и $\bar{D}D_s^{*+}\pi^0$ (б). Точки с ошибками – моделирование сигнала, гистограммы – внесигральная область по ΔE

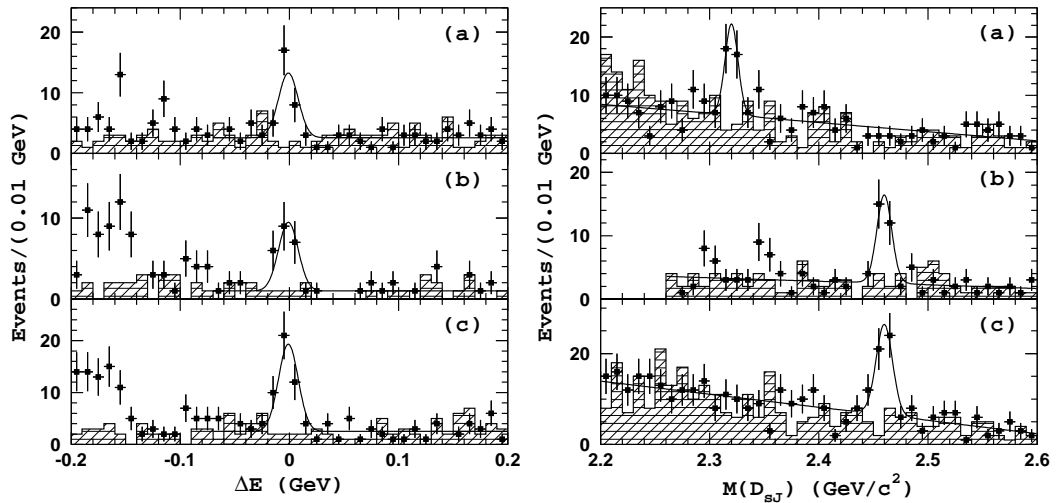


Рис. 64. Распределение по ΔE (слева) и инвариантной массе $M(D_{sJ})$ (справа) для событий: (а) $D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s^+\pi^0$; (б) $D_{sJ}(2457) \rightarrow D_s^+\pi^0$; (с) $D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s^+\gamma$. Точки с ошибками показывают экспериментальные данные, заштрихованные гистограммы – фон, определённый по внесигральной по ΔE области; сплошная кривая – результат подгонки.

ной области. Вклад комбинаторного фона пересчитывался пропорционально ширине сигнальной области, предполагая линейную зависимость этого фона от ΔE и $M(D_{sJ})$. Распределения подгонялись суммой сигнальной и фоновой функций. Сигнал описывался функцией Гаусса, а фон – линейной функцией.

Наблюдались четкие сигнальные пики в распределениях для событий $\bar{D}^0 D_{sJ}(2317)[D_s^+ \pi^0]$, $\bar{D}^0 D_{sJ}(2457)[D_s^{*+} \pi^0]$ и $\bar{D}^0 D_{sJ}(2457)[D_s^+ \gamma]$. Измеренные значения масс составили:

$$M(D_{sJ}(2317)) = (2319.8 \pm 2.1 \pm 2.0) \text{ МэВ}/c^2,$$

$$M(D_{sJ}(2457)) = (2459.2 \pm 1.6 \pm 2.0) \text{ МэВ}/c^2,$$

а ширины пиков согласуются с нулевым значением ширины резонансов. Систематическая ошибка для массы возникает из-за неопределённости энергии фотонов. Числа сигнальных событий определялись из подгонки распределения по ΔE , среднее значение и ширина функции Гаусса фиксировались на значениях, полученных из сигнального моделирования. Для того, чтобы исключить возможный вклад от распадов $B \rightarrow \bar{D} D_{sJ} X$, содержащий нереконструированные частицы X , область $\Delta E < 0.07 \text{ ГэВ}/c^2$ исключалась из подгонки. Результаты подгонки приведены в таблице 30. Количество событий, определённое из распределений по ΔE и $M(D_{sJ})$, статистически согласуется друг с другом. Произведение относительных вероятностей рассчитывалось по сигналу, определённому из ΔE распределения. Статистическая значимость сигнала, приведенная в таблице, вычислялась согласно выражению $\sqrt{-2 \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$, где \mathcal{L}_{\max} и \mathcal{L}_0 – значения функции правдоподобия в максимуме и при нулевом сигнале.

В предположении изоспиновой инвариантности проводилась комбинированная подгонка $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+$ и $B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+$, результаты которой приведены в таблице 31. Нормировки фона в каждом канале являлись свободными параметрами, а количество сигнальных событий $N_i = N_{B\bar{B}} \mathcal{B}(B \rightarrow \bar{D} D_{sJ}) \varepsilon_i$ выражалось через относительную вероятность распада $\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{D} D_{sJ})$, которая являлась свободным параметром подгонки. $N_{B\bar{B}}$ и ε_i – число $B\bar{B}$ пар

Таблица 30. Произведение относительных вероятностей $\mathcal{B} = Br(B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}) \times Br(D_{sJ})$

Мода распада	N_{event} (из ΔE)	N_{event} (из $M(D_{sJ})$)	ε , 10^{-4}	\mathcal{B} , 10^{-4}	Зна- чимость
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2317)[D_s^+ \pi^0]$	$13.7^{+5.7}_{-4.5}$	$13.4^{+6.2}_{-5.4}$	1.36	$8.1^{+3.0}_{-2.7} \pm 2.4$	5.0σ
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2317)[D_s^+ \pi^0]$	$10.3^{+3.9}_{-3.1}$	$10.8^{+4.2}_{-3.6}$	0.97	$8.6^{+3.3}_{-2.6} \pm 2.6$	6.1σ
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2317)[D_s^{*+} \gamma]$	$3.4^{+2.8}_{-2.2}$	$2.1^{+4.1}_{-3.4}$	1.08	$2.5^{+2.1}_{-1.6} (< 7.6)$	–
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2317)[D_s^{*+} \gamma]$	$2.3^{+2.5}_{-1.9}$	$1.6^{+2.4}_{-1.9}$	0.69	$2.7^{+2.9}_{-2.2} (< 9.5)$	–
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \pi^0]$	$7.2^{+3.7}_{-3.0}$	$8.9^{+4.0}_{-3.3}$	0.49	$11.9^{+6.1}_{-4.9} \pm 3.6$	2.9σ
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \pi^0]$	$11.8^{+3.8}_{-3.2}$	$14.9^{+4.4}_{-3.9}$	0.42	$22.7^{+7.3}_{-6.2} \pm 6.8$	6.5σ
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2457)[D_s^+ \gamma]$	$19.1^{+5.6}_{-5.0}$	$20.2^{+7.2}_{-6.9}$	2.75	$5.6^{+1.6}_{-1.5} \pm 1.7$	5.0σ
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2457)[D_s^+ \gamma]$	$18.5^{+5.0}_{-4.3}$	$19.6^{+5.6}_{-4.9}$	1.83	$8.2^{+2.2}_{-1.9} \pm 2.5$	6.5σ
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \gamma]$	$4.4^{+3.8}_{-3.3}$	$8.2^{+4.0}_{-3.4}$	1.15	$3.1^{+2.7}_{-2.3} (< 9.8)$	–
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \gamma]$	$1.1^{+1.8}_{-1.2}$	$0.2^{+1.8}_{-1.2}$	0.71	$1.3^{+2.0}_{-1.4} (< 6.0)$	–
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \pi^+ \pi^-]$	< 4.0	$-2.2^{+2.0}_{-1.6}$	1.89	< 2.2	–
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \pi^+ \pi^-]$	< 2.5	$-1.2^{+2.7}_{-2.0}$	1.35	< 2.0	–
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \pi^0]$	< 2.4	$1.0^{+2.7}_{-2.0}$	0.94	< 2.7	–
$B^0 \rightarrow D^- D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+} \pi^0]$	< 2.4	$0.3^{+1.8}_{-1.2}$	0.68	< 3.6	–

и эффективность регистрации, включающая промежуточные вероятности распадов. Из двух произведений относительных вероятностей для $D_{sJ}(2457)$ было получено отношение вероятностей:

$$\frac{\mathcal{B}(D_{sJ}(2457) \rightarrow D_s \gamma)}{\mathcal{B}(D_{sJ}(2457) \rightarrow D_s^* \pi^0)} = 0.38 \pm 0.11 \pm 0.04. \quad (4.1)$$

Это значение статистически согласуется с величинами, полученными: Belle в инклюзивном рождении $D_{sJ}(2457) - 0.55 \pm 0.13 \pm 0.08$ [173] и BaBar в распадах $B - 0.274 \pm 0.045 \pm 0.020$ [174].

Сигналы в распадах $\bar{D}^0 D_{sJ}(2317)[D_s^+ \pi^0]$, $\bar{D}^0 D_{sJ}(2457)[D_s^+ \pi^0]$ и $\bar{D}^0 D_{sJ}(2457)[D_s^+ \gamma]$ имеют статистическую значимость более 5σ . В остальных каналах распада не наблюдается статистически значимых сигналов,

Таблица 31. Результаты комбинированной подгонки

Мода распада	$\mathcal{B}, 10^{-4}$	Значимость
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2317)[D_s^+\pi^0]$	$8.5_{-1.9}^{+2.1} \pm 2.6$	6.1σ
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2317)[D_s^{*+}\gamma]$	$2.5_{-1.8}^{+2.0} (< 7.5)$	1.8σ
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+}\pi^0]$	$17.8_{-3.9}^{+4.5} \pm 5.3$	6.4σ
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)[D_s^+\gamma]$	$6.7_{-1.2}^{+1.3} \pm 2.0$	7.4σ
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)[D_s^{*+}\gamma]$	$2.7_{-1.5}^{+1.8} (< 7.3)$	2.1σ
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)[D_s^+\pi^+\pi^-]$	< 1.6	–
$B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)[D_s^+\pi^0]$	< 1.8	–

и мы установили верхние пределы, показанные в таблицах 30, 31. Верхние пределы вычислялись по функции правдоподобия $\mathcal{L}(n)$: $\int_0^{N_{UL}} \mathcal{L}(n)dn = 0.9 \int_0^\infty \mathcal{L}(n)dn$. Систематическая ошибка учитывалась в верхних пределах изменением параметров на одно стандартное отклонение.

Систематические ошибки, приведенные в таблице 30, 31, и используемые в верхних пределах, включали следующие факторы: неопределённость определения эффективности треков (1-2 % на трек), неопределённость эффективности идентификации каонов (1 %), неопределённость эффективности регистрации π^0 (6 %), неточность знания относительных вероятностей распада D -мезонов (2-6 %), вклад параметризации сигнальной и фоновой функций (4 %), статистика моделирования (3 %). Неопределённость эффективности реконструкции треков оценивалась из анализа частично реконструированных событий $D^{*+} \rightarrow D^0[K_S^0\pi^+\pi^-]\pi^+$. Неопределённость эффективности идентификации каонов определялась из анализа распадов $D^{*+} \rightarrow D^0[K^+\pi^-]\pi^+$. Систематическая ошибка в эффективности реконструкции π^0 мезона получалась из сравнения количества событий D -мезонов, восстановленных в модах $K^-\pi^+$ и $K^-\pi^+\pi^0$. Мы предполагали одинаковое число пар $B^0\bar{B}^0$ и B^+B^- мезонов. Для значений относительных вероятностей распа-

да учитывалась ошибка знания вероятностей распада D_s^+ -мезона, среди которых доминировала неточность распада $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ (25 %) [144]. Таким образом, полная систематическая ошибка составила 30 %.

4.1.2.2. Изучение угловых распределений

Распределение по углу спиральности D_{sJ} позволяет получить информацию о спине и четности распадающейся частицы. Угол спиральности θ_{D_s} определяется как угол между направлением вылета D_s^+ - и \bar{D} -мезона в системе покоя D_{sJ}^+ . Мы изучали распределение по углу спиральности для распада $D_{sJ}^+(2457) \rightarrow D_s^+\gamma$. Распределение представлено на рис. 66. Точки с ошибками – результаты подгонки распределений по ΔE в соответствующих бинах по $\cos(\theta_{D_s})$, сплошная кривая – форма распределения для спина $D_{sJ}^+(2457)$ $J=1$, пунктирная – для $J=2$. Распределение согласуется с функцией $\sin^2(\theta_{D_s})$, соответствующей гипотезе 1^+ , ($\chi^2/n.d.f. = 5/6$) и исключает гипотезу $J=2$ ($\chi^2/n.d.f. = 44/6$).

Распределение по спиральности для распада $D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^0$ показано на рис. 66. Это распределение согласуется с гипотезой 0^+ для $D_{sJ}(2317)$.

Таким образом, угловое распределение $D_{sJ}(2317)$ согласуется с квантовыми числами 0^+ , для него наблюдается одна доминирующая мода распада $D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^0$. Распад на $D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\gamma$, запрещенный для 0^+ состояния, не наблюдается: $\mathcal{B}(D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s^*\gamma)/\mathcal{B}(D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^0) < 0.05$ [155, 173]. Отношение вероятностей распадов $\mathcal{B}(D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s^*\gamma)/\mathcal{B}(D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^0) < 0.059$ [155] мало и несколько ниже теоретических предсказаний 0.08 [159], 0.19 [162]. Не наблюдается распада этого состояния на $D_s\pi^+\pi^-$: $\mathcal{B}(D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^+\pi^-)/\mathcal{B}(D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^0) < 0.004$ [173].

Распределение по спиральности $D_{sJ}(2457) \rightarrow D_s\gamma$ согласуется с квантовыми числами 1^+ . Кроме этой моды, наблюдались распады $D_{sJ}(2457)$ на $D_s^*\pi^0$ [155, 169, 173, 179], $D_s\gamma$ [155, 169, 173, 174] и $D_s\pi^+\pi^-$ [199]. Основная проблема идентификации этих состояний как стандартных кварковых-анти-

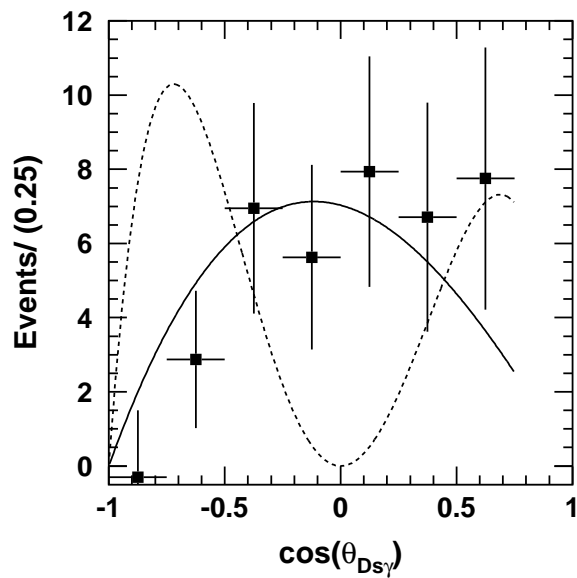


Рис. 65. Распределение по спиральности $D_{sJ}(2457) \rightarrow D_s\gamma$. Точки с ошибками – результаты подгонки распределений по ΔE в соответствующих бинах по $\cos(\theta_{D_s})$, сплошная кривая – форма распределения для спина $D_{sJ}^+(2457)$ $J=1$, пунктирная – для $J=2$. Последние бины не содержат событий из-за обрезания по инвариантной массе $M_{D_s\gamma}$.

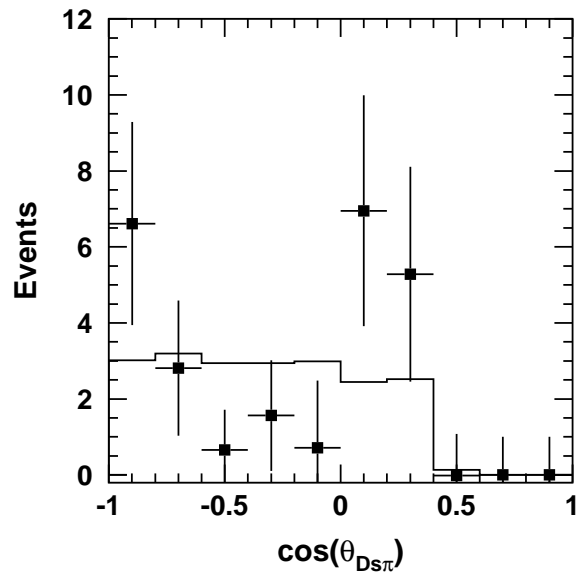


Рис. 66. Распределение по спиральности $D_{sJ}(2317) \rightarrow D_s\pi^0$. Точки с ошибками – результаты подгонки распределений по ΔE в соответствующих бинах по $\cos(\theta_{D_s})$, сплошная кривая – форма распределения для спина $D_{sJ}^+(2317)$ $J=0$. Последние бины не содержат событий из-за обрезания по инвариантной массе $M_{D_s\gamma}$.

кварковых состояний – это их массы, которые заметно ниже, чем предсказание кварковой модели [47, 69] и расчёты на решетках [163, 176]. Следует отметить, что проблема массы D_{sJ} -мезонов является похожей на ситуацию, которую мы имеем для лёгких адронов $f_0(980)$ и $a_0(980)$ с массой чуть ниже порога рождения $K\bar{K}$. Для дальнейшего изучения причины низкой массы D_{sJ} требуется детальное исследование относительных вероятностей и динамики распада этих частиц, что будет возможно на следующем поколении B -фабрик.

Глава 5

Модернизация калориметра для детектора Belle II

Эксперимент Belle проводился с 1999 по 2010 год, и в нем были набраны данные, соответствующие интегральной светимости около 1 аб^{-1} . За время работы было получено большое количество результатов, которые позволили продвинуться в понимании кварковой структуры элементарных частиц и, в особенности, в исследовании CP нарушения в кварковом секторе. Многочисленные результаты эксперимента Belle и аналогичного эксперимента BaBar [153], работавшего на PEP-II в SLAC, с большой точностью подтвердили теоретические предсказания Стандартной Модели. В эксперименте Belle было измерено с высокой точностью временнзависимое CP-нарушение за счёт смешивания в распадах нейтральных B -мезонов в распадах $B^0 \rightarrow K_S J/\psi$ и похожих распадах, и получен угол ϕ_1 треугольника унитарности [130, 239]. Позднее, в распадах $B \rightarrow \pi\pi$ и $B \rightarrow \rho\rho$ был измерен угол ϕ_2 [158, 240, 248], а в распадах $B \rightarrow D^{(*)}K$ было получено значение угла ϕ_3 [181, 232]. Кроме измерений параметров CP-нарушения в распадах B -мезонов, были получено множество результатов по физике редких распадов B -мезонов, физике чарма и τ -физики. Так, в экспериментах Belle и BaBar было впервые обнаружено свидетельство смешивания в системе нейтральных D -мезонов [206, 226]. Были открыты более двадцати новых частиц, включая экзотические состояния $X(3872)$ [168], заряженного боттомония [238] и заряженного чармония [222]. Для продолжения и расширения этих исследований было решено модернизировать коллайдер, увеличив светимость приблизительно в 40 раз, и одновременно усовершенствовать детектор [229].

Благодаря много большему интегралу светимости, который будет получен на модернизированном коллайдере КЕКВ с улучшенным детектором Belle II, станет возможным провести измерения физики тяжёлых ароматов на новом уровне. Эти измерения будут важным и уникальным источником информации по изучению физики В-, D-мезонов и τ -лептона и, возможно, позволят выйти за пределы Стандартной модели.

С точки зрения изучения Р-волновых состояний Belle II позволит выйти на новый уровень исследований. На интеграле светимости 50 аб^{-1} количество зарегистрированных событий $B \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$ составит сотни тысяч, что позволит проводить анализ парциальных волн. Это даст возможность восстанавливать форму резонансов и обнаруживать более высокие радиальные возбуждения: их вклад и квантовые числа.

Статистика полулептонных распадов $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}\pi l \bar{\nu}_l$ с полным восстановлением обоих В-мезонов составит несколько тысяч, что позволит проводить многомерный Далиц-анализ системы $D^{(*)}\pi l \bar{\nu}_l$. Сравнение спектра масс состояний, распадающихся в $D^{(*)}\pi$ в полулептонных распадах и в аналогичных распадах $B \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$, позволит подтвердить или опровергнуть существующее на сегодняшний день расхождение в рождении широких D^{**} состояний в полулептонных [216] и адронных [211] распадах, и проверить точность предсказаний приближения факторизации и ЭТТК.

Большой интеграл светимости, который планируется получить на Belle II, и меньшее количество пассивного вещества перед калориметром позволят существенно улучшить точность измерения $\bar{B} \rightarrow D_{sJ}\bar{D}$ с восстановлением D_{sJ} в модах с фотонами в конечном состоянии $D_s^{(*)+}\pi^0$, $D_s^{(*)}\gamma$, сравнить с предсказаниями, получаемыми в различных моделях. Кроме того, количество восстановленных событий $B \rightarrow D^{(*)}D^{(*)}K$, позволит провести многомерный Далиц-анализ, восстановить распадающиеся в конечное состояние $D^{(*)}K$ как узкие, так и возможные широкие резонансы. Измерения спектра широких состояний даст дополнительную информацию о природе наблюдаемых $D_{s0}^{*+}(2317)$ и $D_{s1}^{+}(2358)$ частиц: являются ли они обычными

$c\bar{s}$ -состояниями [205], DK -молекулами [157] или четырёхкварковыми состояниями [166].

5.1. Проект модернизации коллайдера КЕКВ

КЕКВ В-фабрика модернизируется в СуперКЕКВ с использованием того же тоннеля, что и КЕКВ [172, 241]. Модернизация основана на использовании схемы “нанопучков”, которая была впервые предложена в проекте Итальянской СуперВ-фабрики [194]. Основная идея модернизации состоит в сжатии вертикальной бета-функции в месте встречи (β_y^*), и минимизации продольного размера пересечения пучков в области взаимодействия, который ограничивает эффективный минимум β_y^* . На рис. 67 показана схема столкновения пучков. Размер области перекрытия d , который для схемы на-

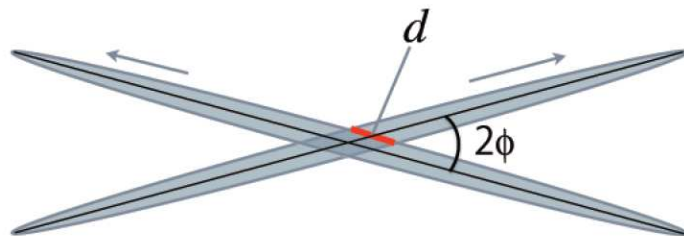


Рис. 67. Схематическое изображение столкновения пучков в схеме нанопучков

нопучков является эффективной длиной пучка, значительно меньше реальной длины пучка (σ_z). Эффективная длина пучка определяется половиной угла пересечения (ϕ) и горизонтальным размером пучка в месте встречи (σ_x^*):

$$d = \frac{\sigma_x^*}{\phi} \quad (5.1)$$

Условие “песочных часов”, которое для лобового столкновения $\beta_y^* > \sigma_z$, в схеме нанопучков представляется как:

$$\beta_y^* > d, \quad (5.2)$$

Для того, чтобы сделать малую длину d , требуется достаточно большой угол пересечения пучков и очень маленький горизонтальный эмиттанс, и горизонтальные бета-функции в месте встречи для обоих пучков. Светимость коллайдера, для случая плоских пучков, с одинаковыми размерами в месте встречи, выражается следующей формулой:

$$L = \frac{\gamma_{\pm}}{2er_e} \left(\frac{I_{\pm} \xi_{y\pm}}{\beta_{y\pm}^*} \right) \left(\frac{R_L}{R_{\xi_y}} \right), \quad (5.3)$$

где γ – Лоренц-фактор, e и r_e – заряд и классический радиус электрона. Индекс \pm определяет электрон или позитрон, а R_L и R_{ξ_y} характеризуют фактор уменьшения светимости и вертикальный пучок-пучковый параметры, которые возникают из-за эффекта “песочных часов”. Отношение этих параметров обычно близко к единице. Поэтому светимость определяется в основном тремя фундаментальными параметрами: полным током пучков (I), вертикальным параметром пучок-пучкового взаимодействия (ξ_y) и вертикальной бета-функцией в месте встречи (β_y^*). В таблице 32 приведены эти параметры, а также энергии пучков и светимость установки для суперКЕКВ и КЕКВ.

Для реализации схемы нанопучков для СуперКЕКВ были предприняты усилия по уменьшению горизонтального эмиттанса, при минимизации изменения магнитной оптики КЕКВ. Величины горизонтальных эмиттансов приблизительно в 5-10 раз меньше, чем для КЕКВ. Угол пересечения пучков выбран $2\phi = 83$ мрад, что приблизительно в четыре раза больше, чем в КЕКВ, исходя из условий уменьшения эффективной длины сгустка d , оптики места встречи и фона в детекторе.

Серьезной проблемой для схемы нанопучков СуперКЕКВ является динамическая апертура, которая уменьшает время жизни пучка и ограничивает величину β_y^* .

Таблица 32. Фундаментальные параметры СуперКЕКВ и КЕКВ

	КЕКВ	СуперКЕКВ
Энергия (ГэВ) (LER/HER)	3.5/8.0	4.0/7.0
ξ_y	0.129/0.090	0.090/0.088
β_y^* (мм)	5.9/5.9	0.27/0.41
I (А)	1.64/1.19	3.6/2.62
Светимость ($10^{34}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$)	2.11	80

Энергия пучков коллайдера изменяется с 3.5 и 8.0 ГэВ на 4.0 и 7.0 ГэВ. В схеме нанопучков рост эмиттанса из-за внутривидового рассеяния и уменьшения времени жизни за счёт эффекта Тушека является серьёзной проблемой, особенно для LER. Увеличение энергии позитронного пучка позволяет смягчить эту проблему. Кроме того, уменьшение энергии HER помогает получить меньший эмиттанс.

Для получения запланированной светимости $8 \times 10^{35}\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ при заложенных величинах β_y^* и ξ_y , требуются токи 3.60 и 2.62 А в LER и HER, соответственно. Ток распределяется в $n_b = 2503$ пучках, что соответствует заполнению каждой второй высокочастотной сепаратрисы.

Создание схемы нанопучков требует существенной модификации магнитной системы детектора. Требуется удлинить дипольные магниты LER с 0.89 до 4 м, а магниты HER – укоротить с 5.91 до 3.8 м. В HER необходимо установить больше дипольных, квадрупольных и секстипольных магнитов. Кроме того, потребуется больше Виглер-магнитов с большим полем.

Существенной модификации требует вакуумная система коллайдера. Основные требования возникают из-за больших токов пучков. Мощность синхротронного излучения становится существенно больше, что вызывает большее тепловыделение и выбивание вторичных частиц. Другая проблема возникает из-за коротких сгустков, которые могут возбуждать высокока-

стотное излучение высоких гармоник, и требуется оптимизация конструкции вакуумных элементов с этой точки зрения. Более серьезными становятся проблемы электронного облака для позитронного кольца и эффект быстрых ионов для электронного кольца. Эти проблемы потребовали построение новой вакуумной камеры позитронного кольца, которая имеет структуру камеры с двумя предкамерами [227] как показано на рис. 68. Распределенные

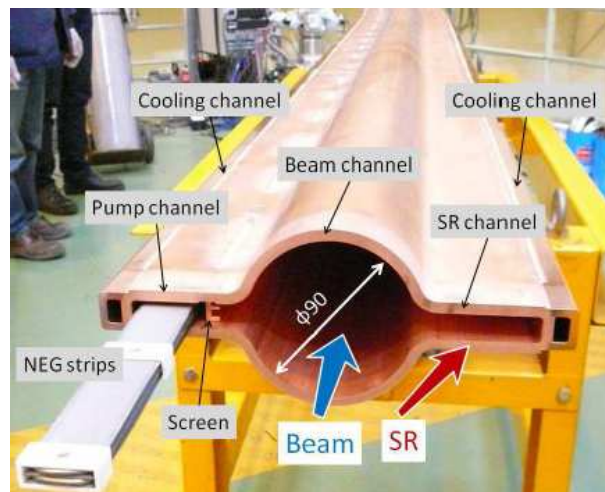


Рис. 68. Вакуумная камера с предкамерами для позитронного кольца

вакуумные насосы располагаются в предкамере внутри кольца, а внешняя предкамера предназначена для приема синхротронного излучения. Основные параметры СуперКЕКВ приведены в таблице 33.

5.2. Детектор Belle II

Для регистрации событий на модифицированном коллайдере ведётся модернизация систем детектора BelleII. Модернизированный детектор должен обеспечить регистрацию и идентификацию заряженных частиц, и восстановление фотонов в условиях как высокой частоты сигнальных событий, так и большой фоновой загрузки от потерянных частиц пучка. На рис. 69

Таблица 33. Основные параметры СуперКЕКВ

		LER(e^+)	HER(e^-)	Единицы
Энергия	E	4	7	ГэВ
Угол пересечения/2	ϕ	41.5		мрад
Горизонтальный эмиттанс	ε_x	3.2	2.4	нм
Отношение эмиттансов	$\varepsilon_y/\varepsilon_x$	0.4	0.35	%
Бета-функция в месте встречи	β_x^*/β_y^*	32/0.27	25/0.41	мм
Горизонтальный размер пучка	σ_x^*	10.2	7.75	мкм
Вертикальный размер пучка	σ_y^*	59	59	нм
Бетатронные настройки	ν_x/ν_y	45.530/45.570	58.529/52.570	
Разброс энергии	σ_E	8.14×10^{-4}	6.49×10^{-4}	
Ток пучков	I	3.60	2.62	А
Число пучков	n_b	2503		
Потери энергии пучков/оборот	U_0	2.15	2.50	МэВ
Полное напряжение резонаторов	V_c	8.4	6.7	МВ
Синхротронные настройки	ν_s	-0.0213	-0.0117	
Длина сгустка	σ_z	6.0	5.0	мм
Пучок-пучковое взаимодействие	ξ_y	0.0900	0.0875	
Светимость	L	8×10^{35}		$\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$

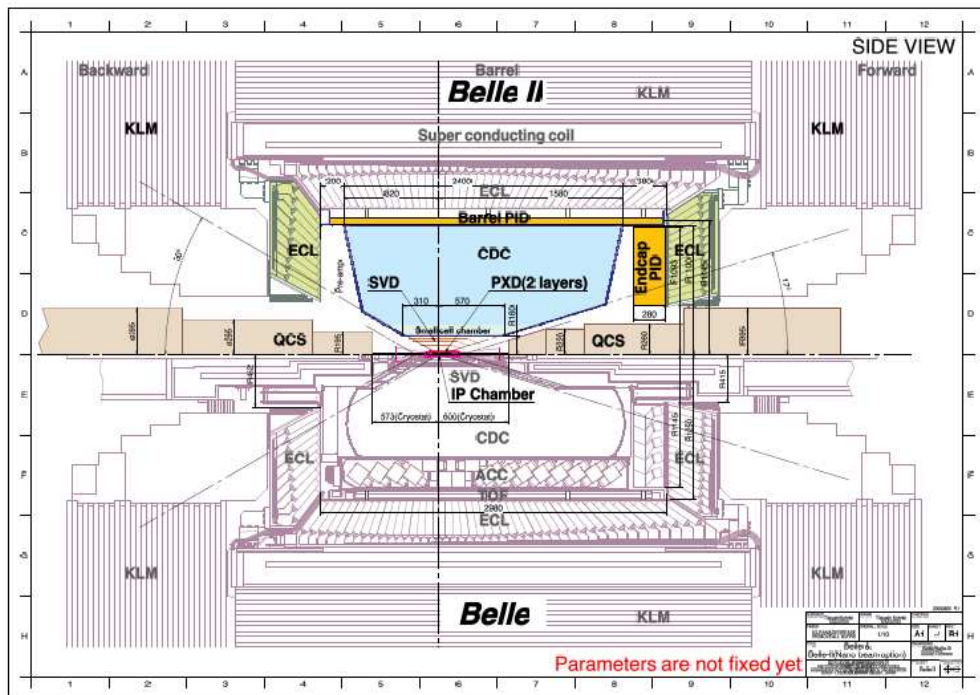


Рис. 69. Модернизированный детектор BelleII (верхняя часть) в сравнении с детектором Belle

показана схема модернизированного детектора Belle II в сравнении с детектором Belle.

5.2.1. Трековая система детектора BelleII

Задачей трековой системы является восстановление направлений и импульсов заряженных частиц и вершин взаимодействия. Трековая система Belle II включает в себя пиксельный детектор (PXD), вершинный детектор (SVD) и центральную дрейфовую камеру (CDC).

В случае коллайдера высокой светимости детектор, ближайший к вакуумной камере, должен работать в условиях крайне высокой загрузки, вызванной пучковым фоном, за счёт эффекта Тушека и квантовоэлектродинамических процессов рассеяния. Для схемы нанопучков радиус вакуумной

камеры в месте встречи составляет 10 мм. Стриповые детекторы не могут работать в таких условиях из-за большой загрузки на канал. Поэтому в качестве внутренних слоев вершинного детектора было решено использовать пиксельные детекторы. Для BelleII выбрана концепция PXD, основанная на технологии DEPFET (полевых транзисторов с обеднённой зоной), которая позволяет создавать тонкие (50 мкм) детекторы. В этой концепции считывающая электроника расположена вне телесного угла детектора, что позволит уменьшить толщину пассивного вещества перед регистрирующими системами.



Рис. 70. Схема расположения сенсоров PXD детектора BelleII

PXD включает в себя два слоя чувствительных сенсоров, расположенных на радиусах 14 мм и 22 мм. Схема расположения сенсоров показана на рис. 70. Внутренний слой включает восемь плоских счётчиков 15 мм×90 мм, а внешний – 12 модулей 15 мм×123 мм. Длина счётчиков выбрана таким образом, чтобы перекрыть полярный угол от 17° до 150°.

Конфигурация слоев вершинного детектора показана на рис. 71. Вершинный детектор состоит из четырёх слоев, расположенных за PXD на радиусах 38, 80, 115 и 140 мм и покрывает телесный угол от 17° до 150°. Конструкция и считывающая электроника вершинного детектора и PXD обеспечивает их работу в условиях большой фоновой загрузки, позволяя

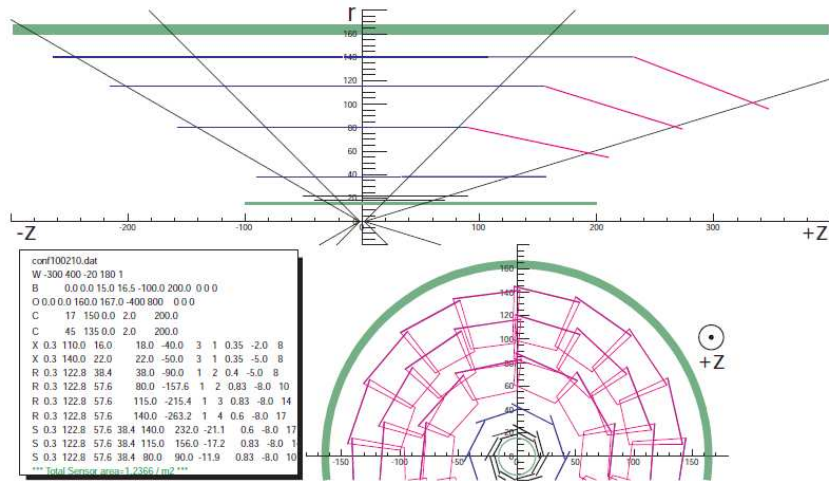


Рис. 71. Конфигурация слоев вершинного детектора

получить разрешение по координате вершины 20 мкм.

Центральная дрейфовая камера выполняет три важные функции: реконструкцию треков заряженных частиц и прецизионное измерение их импульсов; идентификацию низкоэнергетичных треков, используя dE/dx , и обеспечение триггера от заряженных частиц. Основные параметры CDC BelleII показаны в таблице 34 в сравнении с этими же величинами для детектора Belle.

Дрейфовая камера детектора BelleII имеет похожую на CDC Belle структуру, использует ту же газовую смесь, тот же материал и такой же диаметр сигнальных проволочек. Она включает 32 аксиальных и 24 стерео слоев для измерения z-координаты, обеспечивая пространственное разрешение по $r - \phi$ $\sigma_{r\phi} = 100$ мкм и по z $\sigma_z = 2$ мм. Используя данные с дрейфовой камеры, SVD и PXD, планируется получить разрешение по поперечному импульсу

$$\sigma_t/p_t = \sqrt{(0.1\%)^2 + (0.3\%/\beta)^2}, \quad (5.4)$$

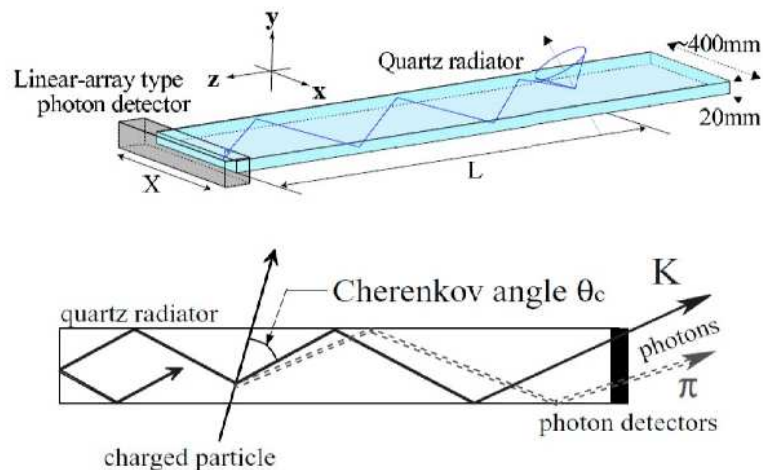
что для больших импульсов почти в два раза лучше, чем в детекторе Belle. Измерение амплитуды сигнала позволит измерять dE/dx с точностью 5%.

Для расширения возможностей эксперимента в детекторе BelleII пла-

Таблица 34. Параметры дрейфовых камер детекторов Belle и BelleII

	Belle	BelleII
Внутренний радиус (мм)	77	160
Внешний радиус (мм)	880	1130
Радиус ближайших к пучку проволочек (мм)	88	168
Радиус наиболее удаленных от пучка проволочек (мм)	863	1111.4
Число слоев	50	56
Число чувствительных проволочек	8 400	14 336
Газовая смесь	$He - C_2H_6$	$He - C_2H_6$
Диаметр сигнальных проволочек (мм)	30	30

нируется получить лучшее K/π разделение. Для этой задачи система идентификации детектора существенно модифицируется. Новая система должна работать в условиях, существенно более высокого пучкового фона. Кроме того, планируется сделать её более тонкой и однородной, и расположить ближе к электромагнитному калориметру, чтобы улучшить энергетическое разрешение и эффективность регистрации фотонов в калориметре.

Рис. 72. Концептуальная схема TOP счётчиков и принцип разделения K/π

В цилиндрической части детектора существующие системы времени-пролетных и аэрогельных счётчиков Belle планируется заменить на черенковские счётчики измерения времени распространения (TOP) [214]. В этих счётчиках измеряется время распространения черенковских фотонов от точки рождения в кварцевой пластине до её торца. Распространение фотонов происходит за счёт их полного внутреннего отражения от боковых граней пластины. Концептуальная схема TOP счётчиков и принцип разделения K/π приведены на рис. 72. Изображение черенковского кольца восстанавливается из трёх измерений: (x,y) -координат и прецизионного измерения времени, определяемых в фотоумножителях на основе микроканальных пластин (МКП), расположенных на торцах кварцевых счётчиков.

16 кварцевых пластин системы TOP толщиной 2 см и длиной 275 см расположены в зазоре между дрейфовой камерой и электромагнитным калориметром на радиусе 120 см. Каждая из пластин считывается фотоумножителем с 4×4 каналами. Такая схема обеспечивает 20 фотоэлектронов на фотоумножителе при прохождении заряженной частицы через TOP. Электроника системы позволяет получить временное разрешение $\sigma_t = 40$ пс. Восстановление радиуса кольца черенковского излучения позволяет достичь эффективность K/π разделения при вероятности ложного срабатывания менее 0.5 %.

В торцевой части детектора планируется использовать фокусирующие аэрогельные счётчики изображения черенковских колец. Концептуальная схема детектора ARICH показана на рис. 73. Черенковский свет из радиатора на основе аэрогеля распространяется в пробегном объёме для формирования колец, которые регистрируются координатно-чувствительными фотонными детекторами, позволяющими детектировать одиночный фотон с хорошим пространственным разрешением. Для улучшения разрешения по определению скорости частиц, используются два слоя аэрогеля с показателями преломления $n_1 = 1.046$ и $n_2 = 1.056$, подобранными таким образом, чтобы изображения обоих колец попадали в одну и ту же область. Такая схе-

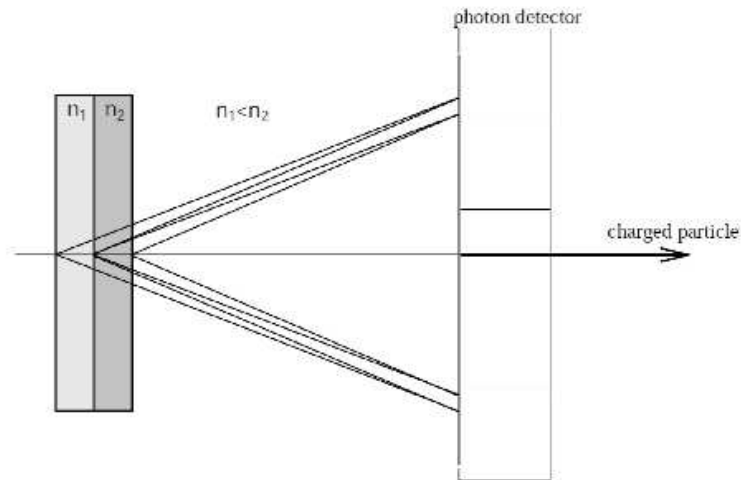


Рис. 73. Концептуальная схема счётчика ARICH

ма позволяет получить K/π разделение для импульсов 4 ГэВ/с на уровне 96 % при вероятности неправильной идентификации около 1 %.

Внешние слои цилиндрической пробежной системы (KLM) Belle остаются без изменений. Из-за неэффективности RPC при больших фоновых загрузках в двух внутренних слоях цилиндрической системы и в торцевых KLM системах Belle II, RPC заменяются сцинтилляционными стрипами [253]. В этой системе заряженные частицы детектируются счётчиками из сцинтилляционной пластмассы, свет из которой переизлучается в спектросмещающих фибрах, а захваченный свет регистрируется полупроводниковыми фотомножителями, как показано на рис. 74 b).

5.3. Необходимость модернизации калориметра

Высокая светимость эксперимента Belle II, а также высокий пучковый фон накладывают более жесткие требования на электромагнитный калори-

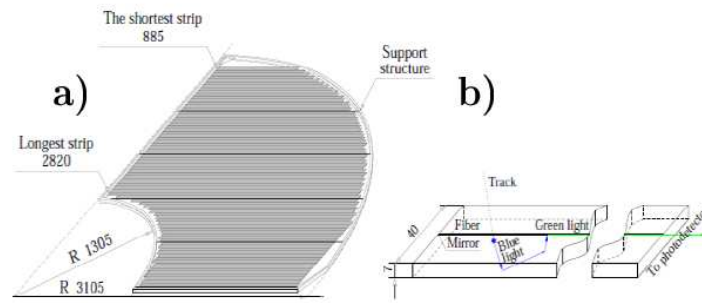


Рис. 74. а) Схема слоя торцевой KLM системы; б) принцип регистрации света в счётчике торцевой системы KLM

метр. Ограничения на использование калориметра детектора Belle возникают из-за радиационного старения материалов, а также ухудшения характеристик калориметра при увеличении фоновой загрузки. Радиационное старение включает в себя уменьшение световыхода счётчиков при накоплении радиационной дозы и увеличение темнового тока полупроводниковых диодов, возникающего за счёт нейтронного потока через фотоприемник. При увеличении фоновой загрузки ухудшается энергетическое разрешение калориметра за счёт шумов наложения, и появляются ложные кластеры, вызванные пучковым фоном.

Величина поглощённой дозы, накопленной в различных областях калориметра, приведена на рис. 28. Для цилиндрической части полная доза, полученная за время эксперимента Belle, составила около 100 рад, а для крайних слоев торцевых калориметров – около 400 рад. Полученная доза привела к падению световыхода, показанному на рис. 75. В счётчиках цилиндрической части падение световыхода составило около 7 %, а в области торцевого калориметра средняя величина падения составила около 13 %. Это находится в хорошем согласии с измерениями радиационной стойкости [98, 186]. Поскольку эти измерения показали, что падение световыхода не превышает 30 % при получении дозы 3.6 крад, увеличение поглощённой дозы в счётчиках Belle II на порядок не должно вызвать серьезной проблемы.

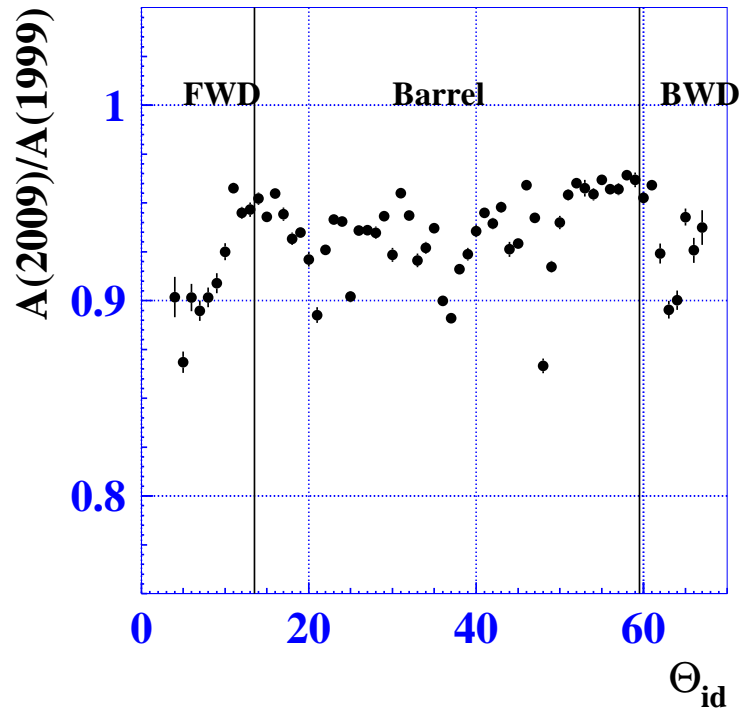


Рис. 75. Изменение световыхода в зависимости от Θ_{id} после 10 лет работы детектора Belle

Другой эффект – увеличение темнового тока фотодиодов за счёт бомбардировки нейтронами, показан на рис. 76. К концу работы эксперимента Belle увеличение темнового тока для фотодиодов цилиндрической части незначительное – около 10 нА, но в крайних счётчиках торцевого калориметра темновой ток увеличивается до 200 нА. Увеличение тока выше 1 мкА приведет к увеличению дробового шума и энергетического эквивалента шумов до уровня 1 МэВ, что сопровождается существенным перераспределением напряжения на сопротивлениях фильтра питания фотоприемников.

Основной пучковый фон возникает вследствие потерянных электронов и позитронов пучка, взаимодействующих со структурами детектора и ускорителя вблизи места встречи. В результате взаимодействия в структурах развиваются электромагнитные ливни, фотоны от которых проникают в детектор и вызывают срабатывания счётчиков. Спектр фотонов пикуется в

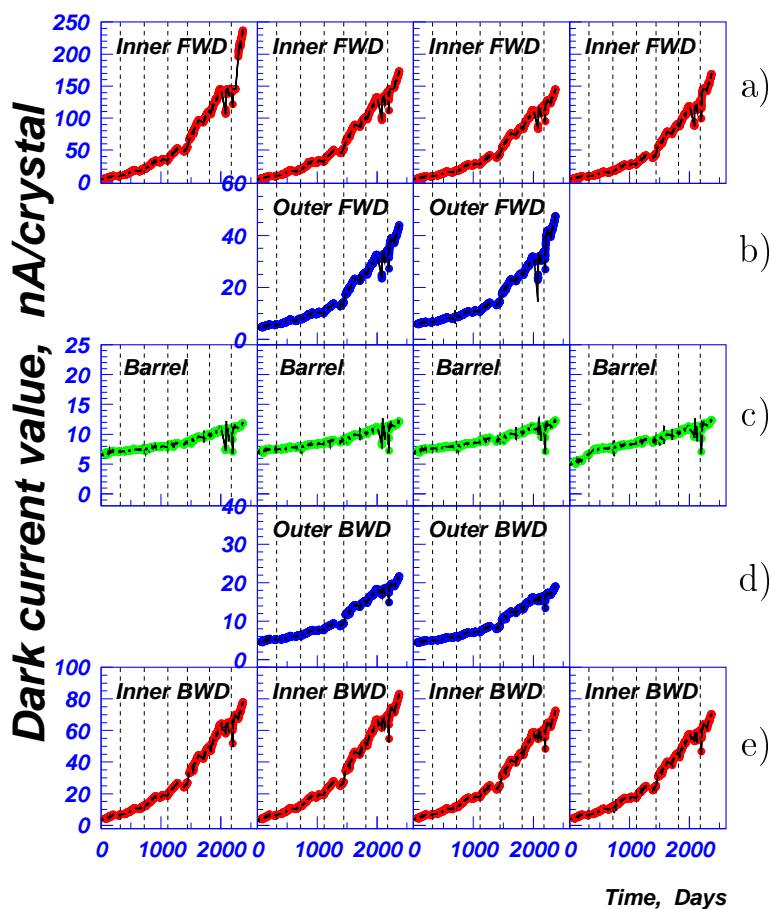


Рис. 76. Темновой ток PIN диодов в зависимости от времени: а) внутренние слои переднего торцевого детектора; б) внешние слои переднего торцевого детектора; в) цилиндрический детектор; г) внешние слои заднего торцевого детектора; д) внутренние слои заднего торцевого детектора.

области малых энергий, но часть частиц может иметь энергии в несколько десятков и сотен МэВ. Большое число мягких фотонов случайно перекрывается с сигналом, что приводит к возникновению шумов наложения.

Величина шумов (σ_{noise}) на детекторе Belle измерялась по ширине распределения пиков пьедесталов. Среднее значение ширины пьедесталов в зависимости от полярного угла показано на рис. 77. Вычитая электронные шумы, которые составляют около 200 кэВ, мы получали шумы наложения. Измеренное увеличение шумов за счёт шумов наложения в крайних счётчиках детектора Belle составляло 1-2 МэВ при светимости $L=2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Увеличение фона приведёт к ещё большему росту вклада шумов наложения

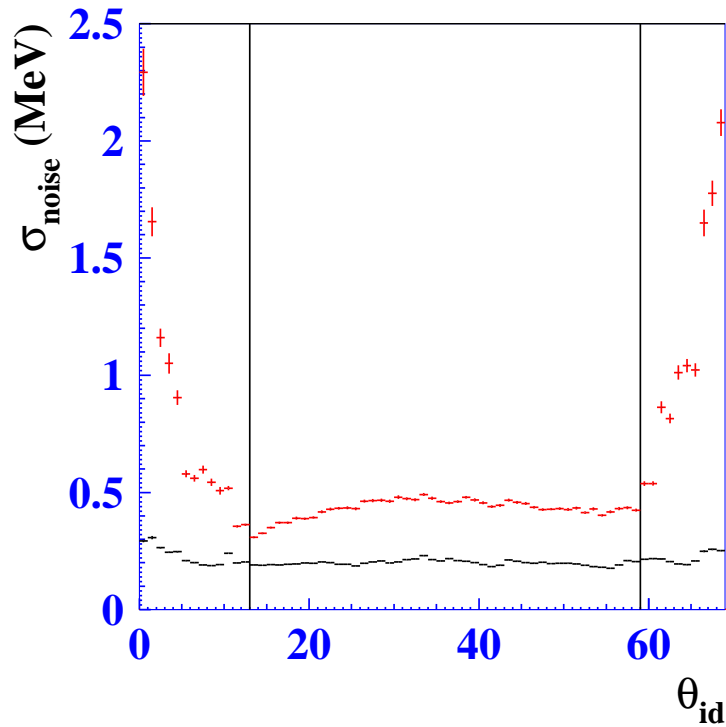


Рис. 77. Зависимость ширины пьедесталов от номера кольца (θ_{id}) (красная кривая). Шумы электроники (черная кривая).

и существенному ухудшению энергетического разрешения.

Фоновые фотоны с энергией более 20 МэВ реконструировались как реальные. Спектр и среднее число таких фотонов в детекторе определялся по событиям случайного триггера. Энергетический и угловой спектр таких фотонов показан на рис. 78, 79.

Для светимости $L=2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ на Belle число фотонов с энергией больше 20 МэВ составляло шесть на событие, три из этих фотонов регистрировались в торцевых калориметрах. При увеличении фона в 20 раз, мы можем ожидать до 120 фоновых кластеров, что означает огромный комбинаторный фон для фотонов и нейтральных пионов. Это число может быть уменьшено, если использовать более высокий порог на энергию фотона, как видно из рис. 78. Однако в этом случае уменьшится эффективность регистрации фотонов и π^0 .

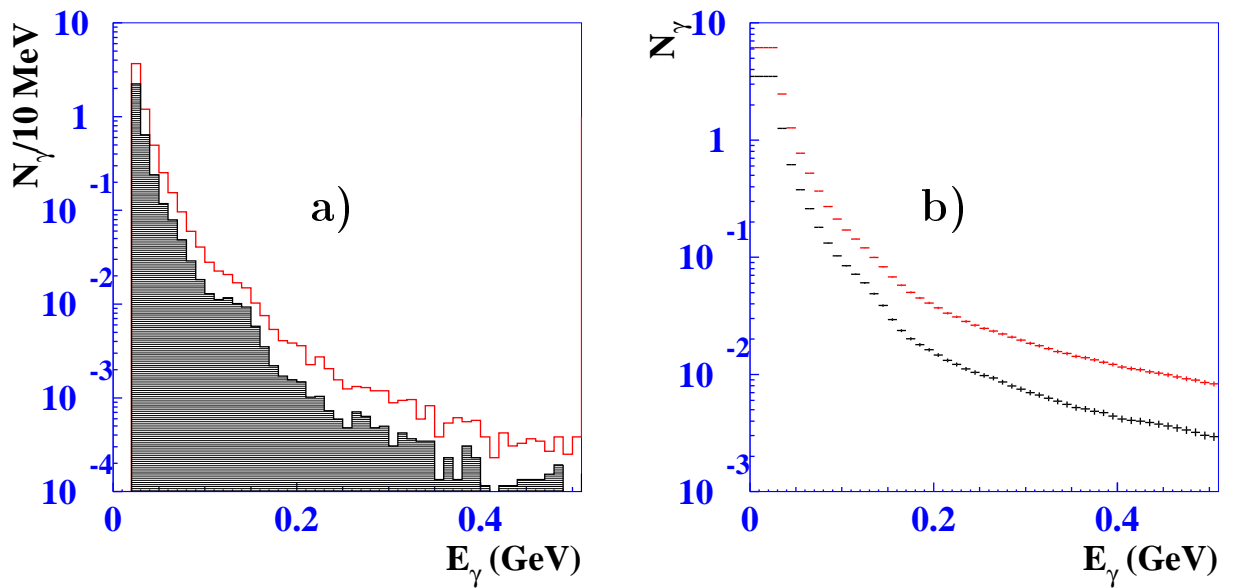


Рис. 78. а) Энергетическое распределение для кластеров от фоновых фотонов. б) Число фоновых фотонов на событие с энергией больше, чем E . Красная гистограмма показывает распределение для всего калориметра, черная – для цилиндрической части.

5.3.1. Модернизация электроники калориметра

Модернизация электроники калориметра производится в соответствии с общей стратегией модернизации других систем Belle II. Основная идея – это использование формирующего усилителя с уменьшенным временем формирования и непрерывная оцифровка сигнала с последующей цифровой обработкой. Время формирования было выбрано 0.5 мкс, а тактовая частота оцифровки – 2 МГц. Как показало исследование, проведенное в дипломной работе [185], дальнейшее уменьшение времени формирования и увеличение частоты оцифровки не является эффективным, так как время высвечивания кристаллов CsI(Tl) составляет 1 мкс. После получения сигнала триггера, несколько точек (до 31), соответствующих сигнальной области, подгоняются сигнальной функцией $F(t) = Af(t - t_0)$, где амплитуда сигнала A и время

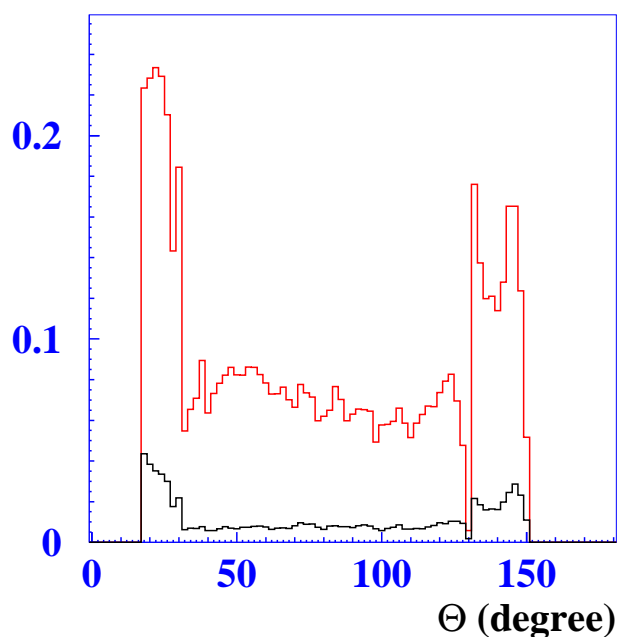


Рис. 79. Угловое распределение фоновых фотонов с энергией больше 20 МэВ – красная кривая, больше 100 МэВ – черная.

t_0 и пьедестал C являются свободными параметрами on-line подгонки:

$$\chi^2 = \sum_i (s_i - Af(i\Delta t - t_0) - C)(S^{-1})_{ij}(s_j - Af(j\Delta t - t_0) - C) \rightarrow \min, \quad (5.5)$$

где s_i – измеренные значения в момент времени $t_i = i\Delta t$, относительно начала сигнальной области. Форма вспышки $f(t)$ определяется для каждого канала из отдельных, калибровочных измерений. Для реализации этой схемы существующие электронные модули калориметра заменяются на новые.

Чтобы оценить влияние фона на характеристики калориметра Belle и модернизированного калориметра, проводилось моделирование с использованием параметров фона, измеренных при максимальной светимости детектора Belle.

Для моделирования непрерывного считывания, сигнал генерировался в 16-ти точках вокруг максимума сигнала с интервалом $\Delta t = 0.5$ мкс, с учетом корреляции шумов между точками. Для каждого сгенерирован-

ного набора (s_i) проводилась подгонка амплитуды (A) и времени (t_0). На рис. 80(a) показано распределение по восстановленному времени (t_0) относительно времени триггера (t_{trig}) для сигнальных и фоновых кластеров. Для Belle II время триггера определяется одной из нескольких детекторных систем, включая ECL. Используя энергозависимое условие отбора по времени $|t_0 - t_{trig}| < 5000 \text{ нс}/E(\text{МэВ})$, удаётся подавить фон приблизительно в 7 раз, сохраняя эффективность восстановления фотонов выше 97 % для фотонов с энергией более 20 МэВ. Однако, в случае увеличения фона для Belle II в 20 раз по сравнению с Belle, мы получим увеличение числа фоновых кластеров в три раза, и для сохранения уровня комбинаторного фона потребуется поднять порог по энергии до 30 МэВ.

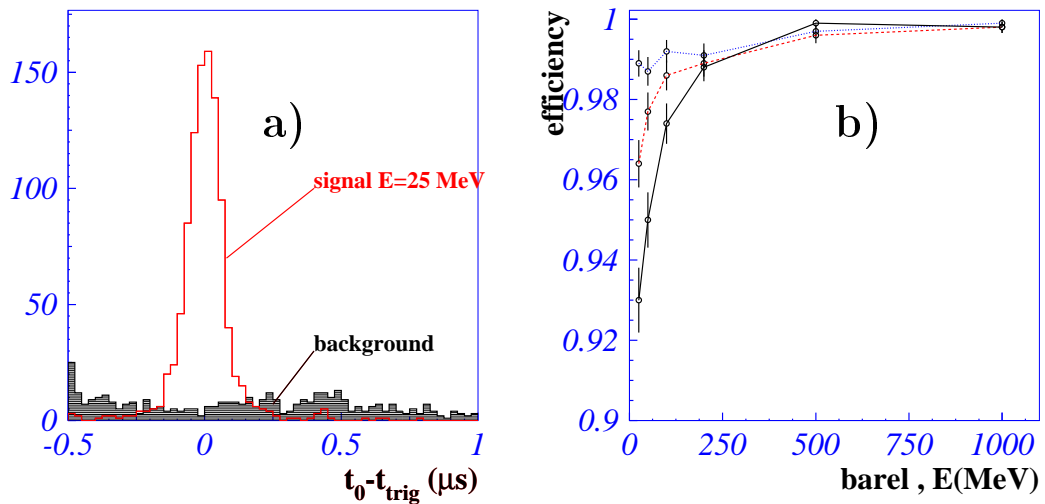


Рис. 80. а) Распределение по времени для сигнальных и фоновых кластеров. б) Неэффективность условия обрезания по времени: сплошная линия – 5 ($E > 20 \text{ MeV}$) кластеров на цилиндрическую часть; пунктирная линия – 10 ($E > 20 \text{ MeV}$) кластеров на цилиндрическую часть; точечная линия – 5 ($E > 20 \text{ MeV}$) кластеров на цилиндрическую часть.

5.3.2. Электроника для считывания счётчиков CsI(Tl)

Блок-диаграмма электроники показана на рис. 81. Счётчики CsI(Tl) с фотодиодами, предусилителями и кабелями к усилителям-формирователям сохраняются без изменений, а модули формирователей заменяются новыми блоками.

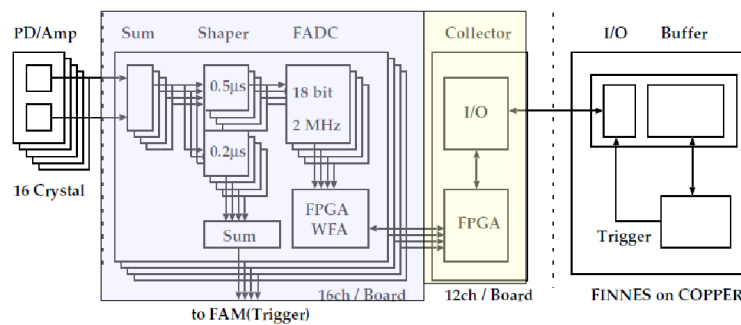


Рис. 81. Схема электроники калориметра детектора Belle II

Электроника каждого канала включает формирующий усилитель и 18-ти битный флэш-АЦП (Analog device AD7641), который оцифровывает сигнал с частотой 2 МГц. Данные АЦП считываются в программируемую логическую схему (ПЛИС) XILINX Spartan3, где производится цифровая обработка данных. Обработка инициируется сигналом триггера и выдаёт три величины: амплитуду сигнала, время относительно сигнала триггера и флаг качества.

Данные с модулей формирователей-оцифровщиков передаются в блок Коллектора, который собирает данные с 8-12 плат, упаковывает их и посылает по высокоскоростному последовательному оптическому каналу ROCKET-I/O в модуль COPPER системы сбора данных детектора Belle II. Кроме этого, модуль Коллектора содержит схему калибровочного генератора, позволяющего калибровать отклик каждого канала.

Кроме спектрометрических каналов, каждый блок формирователя оцифровщика включает быстрый ($\tau_d \approx 0.2$ мкс) формирователь суммы 16 каналов для организации нейтрального триггера. Для выравнивания амплитуд в модуле предусмотрена подстройка коэффициентов ослабления перед быстрым суммированием для каждого канала. Быстрый аналоговый выход суммы поступает в модуль FAM (Flash ADC Module - модуль флэш-АЦП), формирующий цифровые посылки с информацией об амплитудах и временах триггерных сигналов для каналов, в которых превышен порог (около 100 МэВ). Сигналы с FAM поступают на ТММ (Trigger Monitoring Module - модуль мониторинга триггера), где вырабатывается решение нейтрального триггера и передаётся в систему глобального триггера Belle II.

Электронная схема формирователя показана на рис. 82. Сигнал с двух

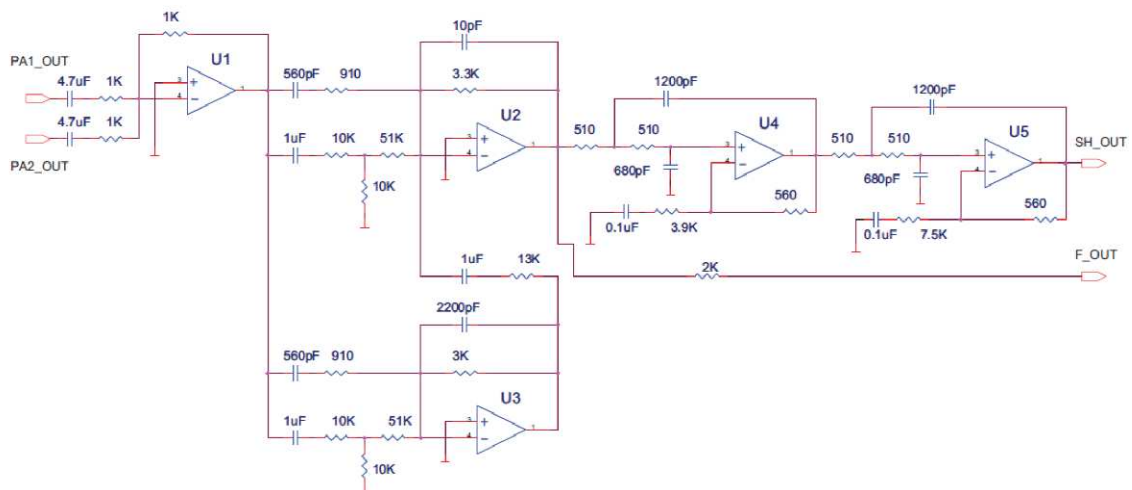


Рис. 82. Электронная схема формирователя калориметра Belle II

предусилителей суммируется в каскаде U1, сумма поступает на каскад дифференцирования U2 ($\tau_d \approx 0.5$ мкс). Схема U3 обеспечивает вычитание некоторой фракции интегрированного сигнала, чтобы подавить вклад длинных компонент высвечивания CsI(Tl). Затем сигнал формируется на двух каскадах (U4, U5) активного интегрирования на фильтрах Бесселя [39] с временами интегрирования около 0.5 мкс, подобранными таким образом, чтобы минимизировать вклад шумов и иметь симметричный сигнал. На рис. 83

показан выходной сигнал без вычитания длинной компоненты и после включения такого подавления.

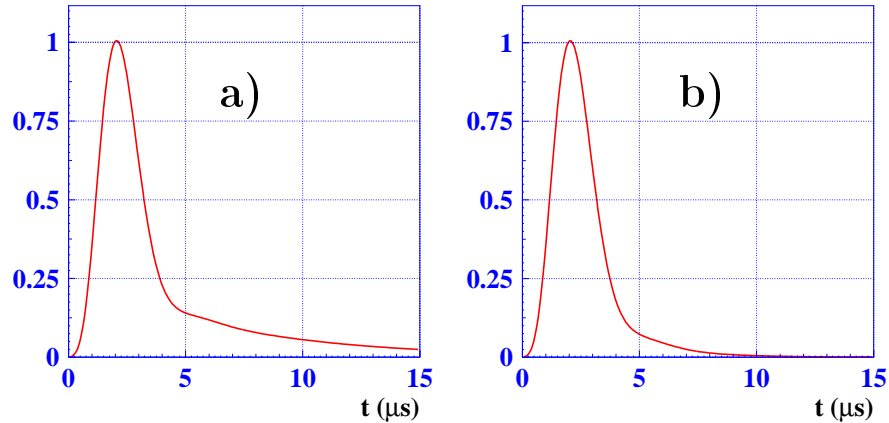


Рис. 83. Форма импульса после формирователя без подавлением вклада длинных компонент и с подавлением

Упрощённая схема реконструкции сигнала показана на рис. 84. Численная обработка сигнала производится на ПЛИС XILINX XC3S1500-FG456, ресурсы которой позволяют проводить подгонку амплитуды и времени прихода сигнала в реальном времени. Для хранения массивов коэффициентов, используемых для подгонки, вычисленных заранее, используются микросхемы дополнительной памяти. Алгоритм подгонки работает следующим образом: сигнал оцифровывается с тактовой частотой, получаемой из тактовой частоты КЕКВ: $\nu = 1/\Delta T = 508 \text{ MHz}/12/24 \approx 1.76 \text{ MHz}$.

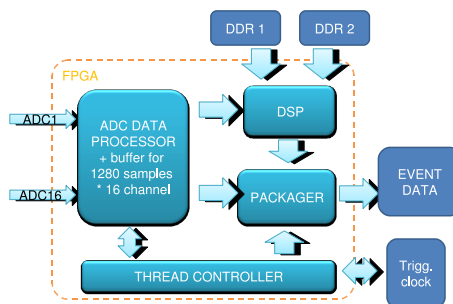


Рис. 84. Блок-схема цифровой логики обработки данных в ПЛИС

Для восстановления амплитуды и времени используется 31 точка вблизи максимума сигнала. Первые 16 точек используются для определения пьедестала и суммируются, формируя одну точку. В зависимости от параметров настройки алгоритма число точек n_{16} можно менять в пределах $1 \sim 16$, в этом случае суммируются точки $16 - n_{16} \sim 16$.

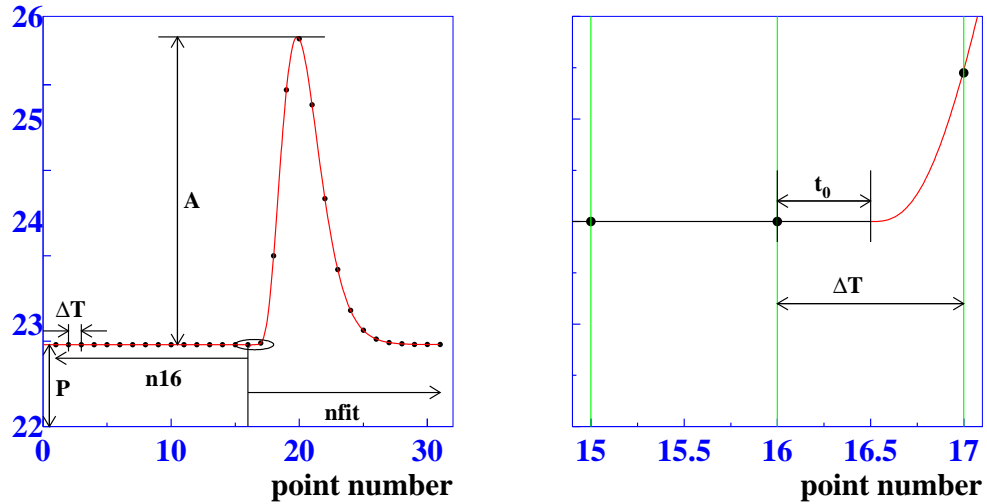


Рис. 85. Определение амплитуды и времени сигнала

Данные АЦП для сигнала с амплитудой A , произошедшего в момент времени t_0 относительно сигнала тактовой частоты, могут быть выражены как:

$$y_i = AF(t_i - t_0) + P, \quad (5.6)$$

где P - величина пьедестала АЦП. Для восстановления A , t_0 из измеренных значений y_i мы минимизируем:

$$\chi^2 = (y_i - AF(t_i - t_0) - P)S_{ij}^{-1}(y_j - AF(t_j - t_0) - P) \rightarrow \min, \quad (5.7)$$

где $S_{ij} = \overline{(y_i - \bar{y}_i)(y_j - \bar{y}_j)}$ - ковариационная матрица шума.

Для технической реализации минимизации мы линеаризуем сигнал по небольшому смещению начала сигнала Δt относительно предварительно вычисленных значений $F(i\Delta - t^k) \equiv F_i^k$, $F'(i\Delta - t^k) \equiv F_i'^k$:

$$AF(t_i - t_0) = AF_i^k - A\Delta t F_i'^k = AF_i^k + BF_i'^k. \quad (5.8)$$

В этом случае (5.7) записывается как:

$$\chi^2 = (y_i - AF_i^k - BF_i'^k - P)S_{ij}^{-1}(y_j - AF_j^k - BF_j'^k - P) \rightarrow \min. \quad (5.9)$$

Табулирование функции производится в 192 точках в диапазоне $\pm\delta T$ с шагом $\delta t_{tab} = \Delta T/96$, как показано на рис. 85. Минимизация (5.9) эквивалентна решению системы линейных уравнений:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} F_i^k & \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} F_i'^k & \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} \\ \sum_{ij} F_i'^k S_{ij}^{-1} F_i^k & \sum_{ij} F_i'^k S_{ij}^{-1} F_i'^k & \sum_{ij} F_i'^k S_{ij}^{-1} \\ \sum_{ij} S_{ij}^{-1} F_i^k & \sum_{ij} S_{ij}^{-1} F_i'^k & \sum_{ij} S_{ij}^{-1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} y_i \\ \sum_{ij} F_i'^k S_{ij}^{-1} y_i \\ \sum_{ij} S_{ij}^{-1} y_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i FG31_i^k y_i \\ \sum_i FG32_i^k y_i \\ \sum_i FG33_i^k y_i \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

Массивы $FGX X_i^k$ заранее вычисляются из табулированных значений F_i^k , $F_i'^k$ и ковариационной матрицы S_{ij} и загружаются в память.

Время триггера $t_0 = t_{tr}$ используется как первое приближение. Для него определяется номер коэффициентов в массивах $k = t_{tr}/\delta t_{tab}$, и согласно (5.10), вычисляются A , B , а по ним – новая оценка времени $t_{new} = t_0 - B/A$. Затем выполняется следующая итерация. Как показало моделирование, для сходимости с точностью $\pm\Delta T$ достаточно трёх итераций.

В случае уменьшения амплитуды сигнала точность определения времени ухудшается и ниже некоторого порога становится хуже разрешения по времени триггера. В этом случае свободными параметрами остаются A и P , уравнение является линейным и решается за одну итерацию:

$$\begin{pmatrix} A \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} F_i^k & \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} \\ \sum_{ij} S_{ij}^{-1} F_i^k & \sum_{ij} S_{ij}^{-1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum_{ij} F_i^k S_{ij}^{-1} y_i \\ \sum_{ij} S_{ij}^{-1} y_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i FG41_i^k y_i \\ \sum_i FG43_i^k y_i \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

Этот алгоритм был реализован в ПЛИС. Для заданной доли событий система сбора данных получает как реконструированные значения амплитуды и времени, так и исходные значения y_i . Для этих событий производится проверка правильности работы алгоритма путем сравнения значений амплитуды и времени, выданных электроникой, и величин, вычисленных в компьютере по исходным данным. Как видно из рис. 86, эти значения совпадают друг с другом.

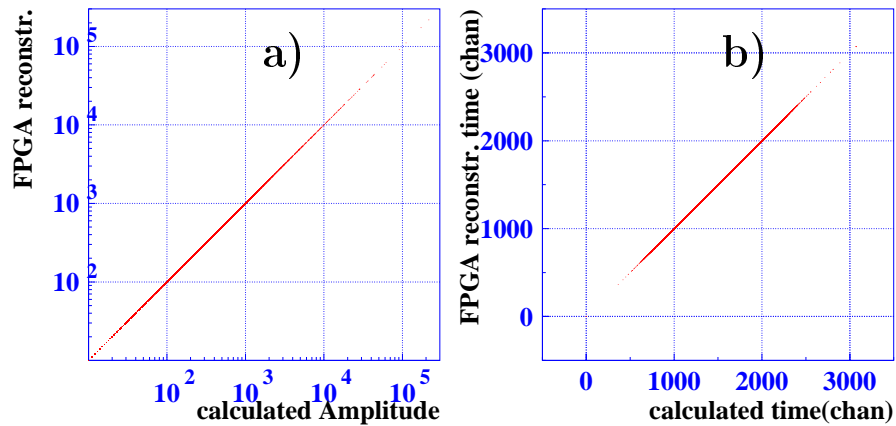


Рис. 86. Зависимость реконструированных в электронике амплитуды (а) и времени (б) от величин, вычисленным по исходным данным

Нелинейность электронного тракта была измерена с помощью калибровочного генератора, и, как показано на рис. 87, максимальное отклонение от линейной зависимости для сигналов до 4 В, соответствующих энерговыделениям 10 ГэВ, не превышает 0.5 %. В случае, если энерговыделение в счётчике превышает 19 ГэВ, что может случиться во время инжекции пучков, предусилитель выходит из режима и остается в нерабочем состоянии в течение мертвого времени, которое зависит от энерговыделения $t_{dead} = (E[\text{ГэВ}] - 19) \times 2.7$. Даже в случае энерговыделения 100 ГэВ мертвое время составляет 220 мкс, что соответствует доле мертвого времени около 2 % для инжекции с частотой 100 Гц.

Для наиболее жестких фоновых ситуаций мы ожидаем долю сработавших сигналов менее 30 %. В этом случае алгоритм ПЛИС позволяет работать с частотой первичного триггера до 30 кГц.

5.3.2.1. Проверка новой электроники на детекторе Belle

Для проверки работы алгоритма восстановления амплитуды и времени и подавления шума наложения один сектор (1/8) заднего калориметра был

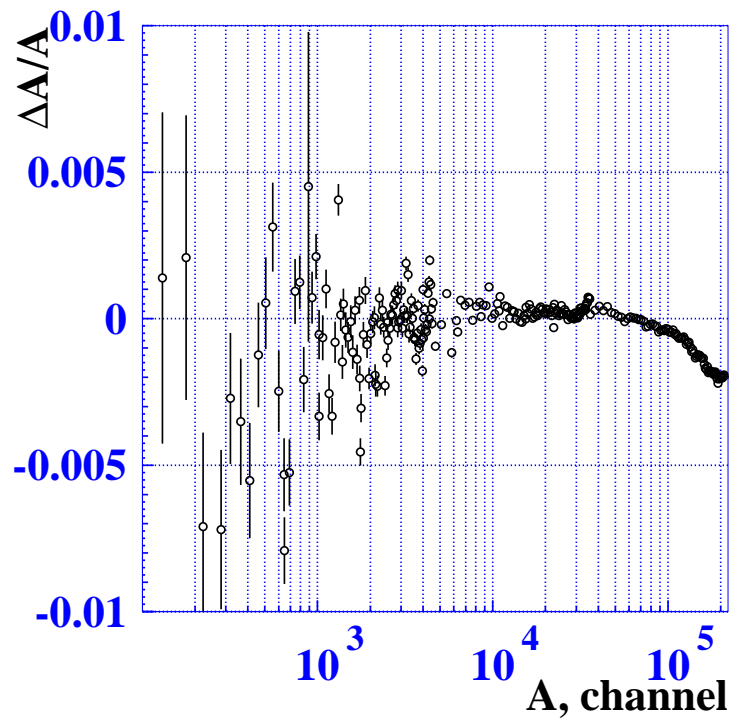


Рис. 87. Отклонение отклика электроники от линейной зависимости

оснащён новой электроникой [229, 244]. Были разработаны и произведены восемь модулей прототипа новой электроники – формирователей-оцифровщиков, после чего модули были подключены к системе сбора данных калориметра Belle. Модули формирователей-оцифровщиков были выполнены в стандарте ТКО для того, чтобы удовлетворять инфраструктуре калориметрической электроники детектора Belle. Оцифрованные данные передавались на разработанную плату FINNESSE на плате COPPER [190]. Эта плата содержала ПЛИС, в котором был загружен описанный выше проект восстановления амплитуды и времени. Массивы для работы алгоритма предварительно рассчитывались с использованием информации о форме отклика канала и матрицы корреляции шумов и загружались в модули памяти, расположенные на этой плате.

В течение осени 2008 года и 2009-2010 года калориметр детектора Belle работал в конфигурации, когда 120 каналов задней части калориметра счи-

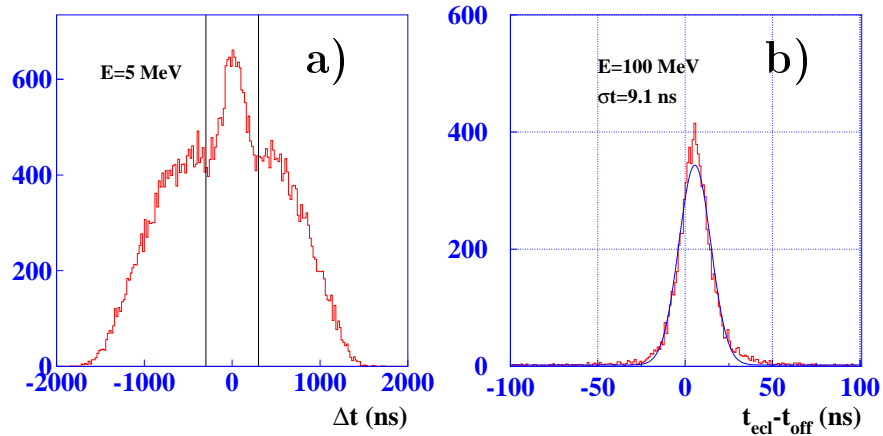


Рис. 88. Распределение по восстановленному времени прихода сигнала для энерговыделений 5 МэВ (а) и 100 МэВ (b)

тывались с использованием новой электроники. На рис. 88 показано временное разрешение для малых (5 МэВ) и средних (100 МэВ) энерговыделений в счётчиках.

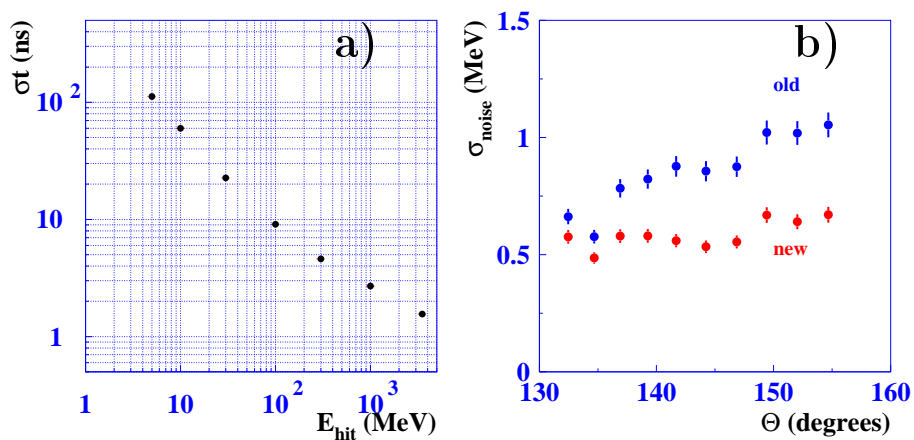


Рис. 89. а) Временное разрешение счётчика в зависимости от энерговыделения в счётчике. б) Зависимость величины шумов наложения от полярного угла для старой и новой электроники.

Зависимость временного разрешения от энерговыделения в счётчике показано на рис. 89(а). Для 5 МэВ оно составляет около 100 нс, а для 1 ГэВ менее 3 нс. Пучковый фон распределен равномерно (как видно из рис. 88), и применение энергозависимого условия отбора на время сигнала позволяет

существенно подавить фон. Если использовать временное окно 3σ , пучковый фон подавляется в семь раз при эффективности восстановления около 97 %. Эти величины находятся в хорошем согласии с оценками.

Когерентный и некогерентный шумы были измерены как при наличии пучков, так и без них. Энергетический эквивалент некогерентных шумов без пучков составлял 330 - 410 кэВ для разных полярных углов (зависимость возникает за счёт увеличения темнового тока PIN фотодиодов). При наличии пучков некогерентный шум увеличивается до значений 500-600 кэВ. Влияние шума наложения с новой электроникой подавлено по сравнению со старой, как показано на рис. 89(b). Для кольца счётчиков, ближайших к вакуумной трубе, шумы наложения подавляются в 1.5 раза. Величина когерентного шума для счётчиков одного модуля составила около 70 кэВ.

5.3.2.2. Блокировка на время инъекции

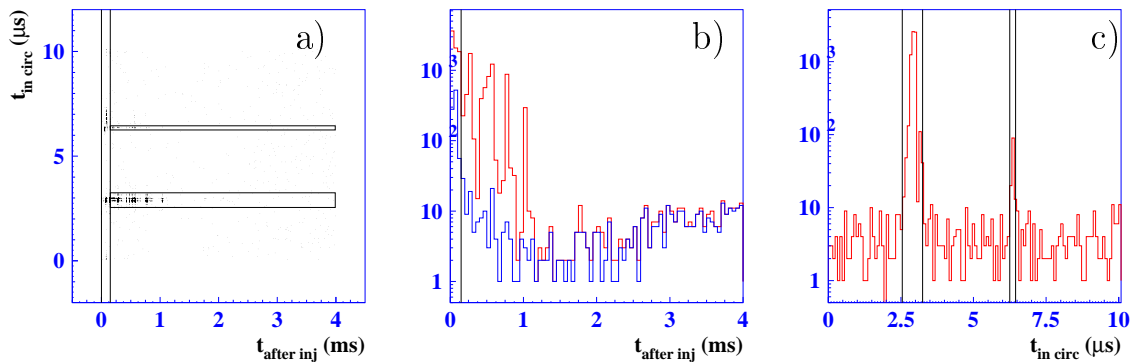


Рис. 90. Распределение по триггерному времени для инъекции LER: а) Двумерное распределение времени в течение периода обращения в зависимости от времени после импульса инъекции; б) время после импульса инъекции (красная гистограмма – все события, синяя – исключены две горизонтальной полосы); в) время в течение периода обращения.

КЕКВ планирует работать в режиме непрерывной инъекции. В течение

короткого интервала времени после инжестирования очередного сгустка, пучок возбуждается и вызывает существенное увеличение фона в детекторе. ССД Belle работала в режиме блокирования системы на время 4 мс после импульса инжестии. Но для Belle II, где предполагается инжестия с частотой 100 Гц, блокировка на такое время приведёт к 40 % мертвому времени. Чтобы избежать этого, предполагается использовать следующую схему блокировки. ССД блокируется на 4 мс только для сгустка, в который произведена инжестия. Это реализуется тем, что на время ± 0.5 мкс относительно времени пролета инжестлируемого сгустка, включается блокировка системы в течение 4 мс, а для других сгустков блокировка включается на заметно более короткое время – 150 мкс.

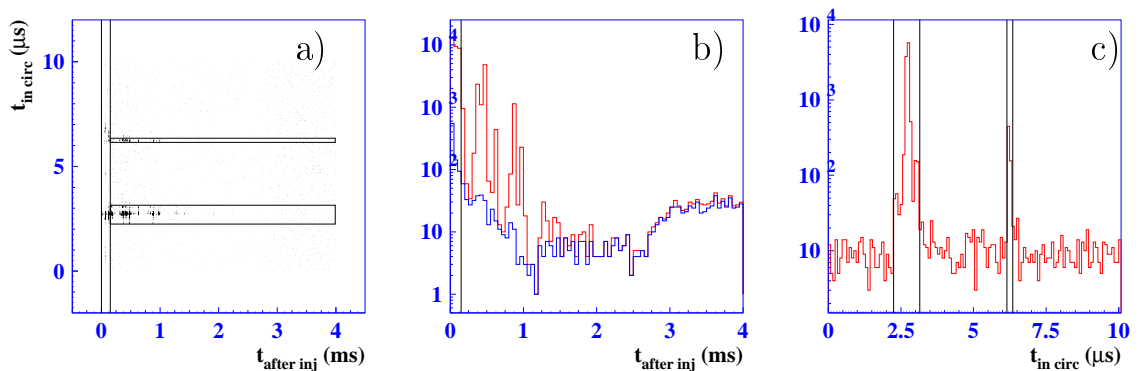


Рис. 91. Распределение по триггерному времени для инжестии HER: а) Двумерное распределение времени в течение периода обращения в зависимости от времени после импульса инжестии; б) время после импульса инжестии (красная гистограмма – все события, синяя – исключены две горизонтальной полосы); в) время в течение периода обращения.

Во время работы детектора Belle возможность этой схемы изучалась во время специального захода, набранного без включения блокировки. Сигнал с октанта заднего калориметра, оснащённого новой электроникой, использовался для изучения энерговыделения после инжестии.

На рис. 90, 91 приведены распределения по времени внутри периода обращения ($t_{in\ circ}$) и времени после импульса инжестии ($t_{after\ inj}$). Боль-

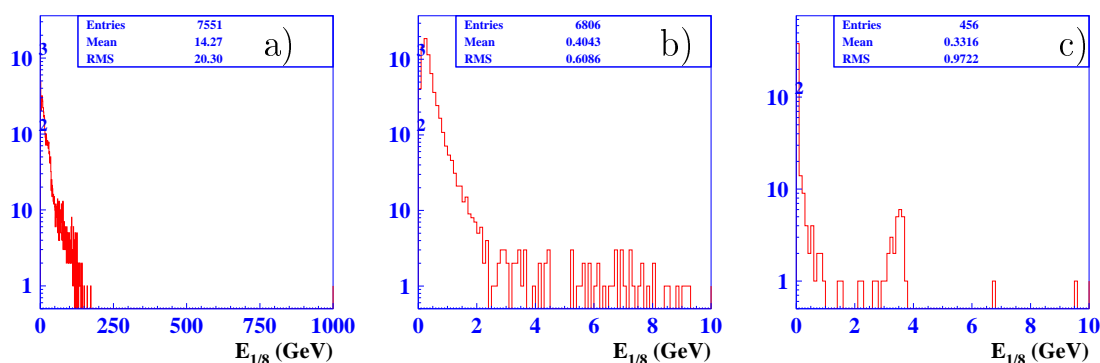


Рис. 92. Распределение по энергии для октанта задней части калориметра LER: а) для событий в вертикальной полосе рис. 90(а) (97 % энергии); б) для событий из горизонтальных полос (2.7 % энергии); в) для событий вне областей блокировки (0.2 % энергии).

шинство триггеров после инъекции приходят в течение 150 мкс. Остальные триггеры группируются вокруг времени прохождения через детектор сгустка, в который производилась инъекция. Чуть меньший кластер появляется в момент времени $t_{in\ circ}=3.45$ мкс после инжектируемого сгустка. В случае блокировки ССД на время $t_{after\ inj} > 150$ мкс и вокруг двух групп, выделенных на рис. 90(а) и 91(а), мертвое время составляет около 5 %, что является приемлемым.

Энергетические распределения для областей, показанных на рис. 90(а) и 91(а), приведены на рис. 92 и 93. Более 97 % энергии выделяется в течение первых 150 мкс. Энергия, выделяемая при прохождении сгустка, в который проводилась инъекция, не превышает 2.7 %, и энерговыделение не приводит к насыщению предусилителей. Таким образом, в случае фоновых условий Belle II, сходных с условиями Belle, такая схема блокировки инъекции будет работоспособной. Для улучшения работы разрабатывается более сложный алгоритм восстановления энергии при наличии “хвоста” энерговыделения от инжектируемого сгустка. Кроме того, разрабатывается эффективная схема триггера, позволяющая работать при высоких нагрузках.

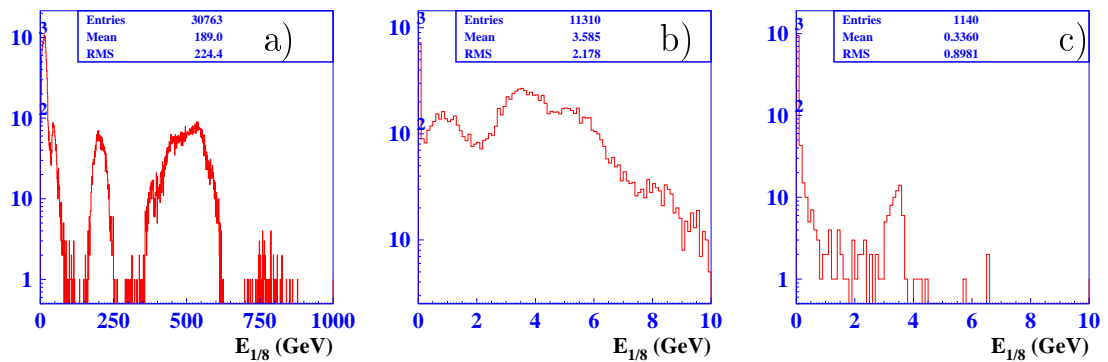


Рис. 93. Распределение по энергии для октанта задней части калориметра HER: а) для событий в вертикальной полосе рис. 91(а)(99 % энергии); б) для событий из горизонтальных полос (0.7 % энергии); с) для событий вне областей блокировки (0.01 % энергии).

5.3.3. Проверка модулей электроники

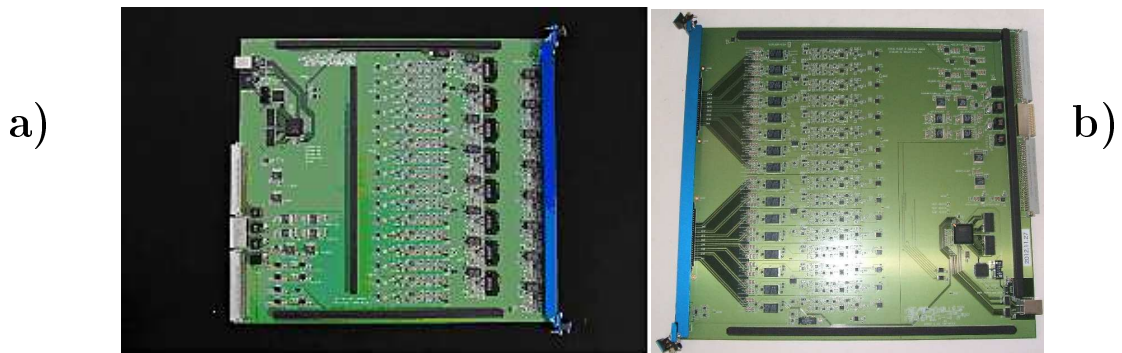


Рис. 94. Модули формирователей-оцифровщиков: а) версия для цилиндрической части; б) версия для торцевых частей

Модули электроники в стандарте 9U VME были разработаны к 2012 году. На рис. 94 показан внешний вид разработанных модулей. Характеристики и долговременная стабильность модулей была проверена на цилиндрическом калориметре.

В течение 2013-2014 годов велось массовое производство формировате-

лей-оцифровщиков и коллекторов. Счётчики цилиндрического калориметра соединяются специальными кабелями непосредственно с формирователями-оцифровщиками, для торцевых частей счётчики подключаются к промежуточной коммутационной плате, а эта плата подключается к плате формирователя-оцифровщика двумя многожильными кабелями. Поэтому в детекторе Belle II используются две версии модулей: цилиндрической и торцевых частей. Всего в калориметре используются 432 модуля цилиндрической и 144 модуля торцевой частей. Формирователи-оцифровщики являются сложными электронными блоками, выполняющими много функций. При массовом производстве требовалось организовать эффективную проверку модулей после поставки от изготовителя. Для контроля работоспособности производимых модулей и измерения их параметров был разработан и создан стенд [245], показанный на рис. 95. Этот стенд позволяет проверять

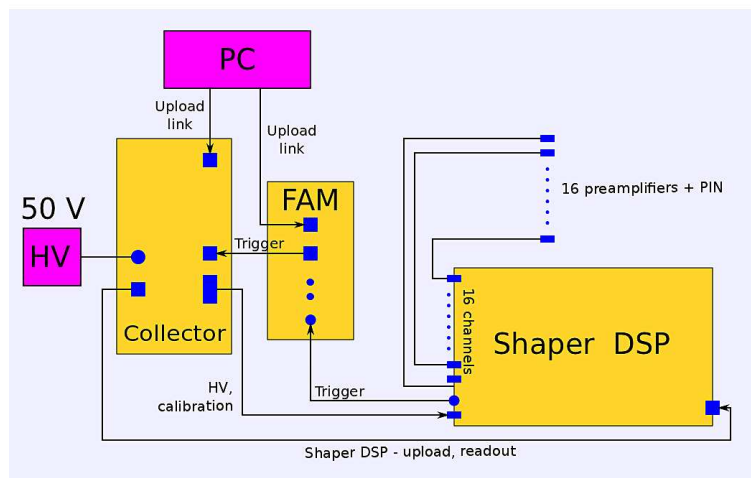


Рис. 95. Схема стенда измерения характеристик плат формирователей-оцифровщиков

16-канальные усилители-формирователи, амплитудно-цифровые преобразователи, программируемые логические интегральные схемы и формирователи быстрого триггерного сигнала. Входы измеряемого модуля подключаются к 16-ти предусилителям, а информация считывается в компьютер через блоки

коллектора. Триггерный сигнал подается на блок быстрой оцифровки триггерной информации (FAM), разработанный нашими коллегами из Университета Ханянг (Корея). Разработанный стенд позволяет проводить следующие тесты и сохранять их результаты:

- проверка работоспособности всех разрядов АЦП;
- проверка программируемой логической интегральной схемы;
- определение формы сигналов в 16-ти спектрметрических каналах и получение параметров функции, описывающей эту форму;
- определение формы быстрого триггерного канала и получение параметров функции, описывающей эту форму;
- измерение некогерентных и когерентных шумов;
- измерение коэффициента преобразования и нелинейности спектрметрических и триггерного каналов;
- проверка работоспособности и измерение диапазона регулировки аттенуаторов триггерного канала.

Измерение каждого модуля занимает около 25 минут. Результатом проверки является измерение перечисленных характеристик и проверка того, что все измеряемые параметры лежат в заданных пределах. На рис. 96 приведены примеры графического представления параметров. Было изготовлено два стенда. Один использовался в КЕК и предназначался для окончательной проверки модулей, а другой – был поставлен в Университет Ханянг в Сеуле и предназначался для первичной проверки модулей сразу после производства, которое находилось в Корее. Такая двухступенчатая проверка позволила минимизировать пересылку плат из КЕК в компанию производителя. В результате в КЕК было обнаружено всего 2 платы из 600, не удовлетворяющих техническим требованиям. Распределение по измеренным параметрам показано на рис. 97.

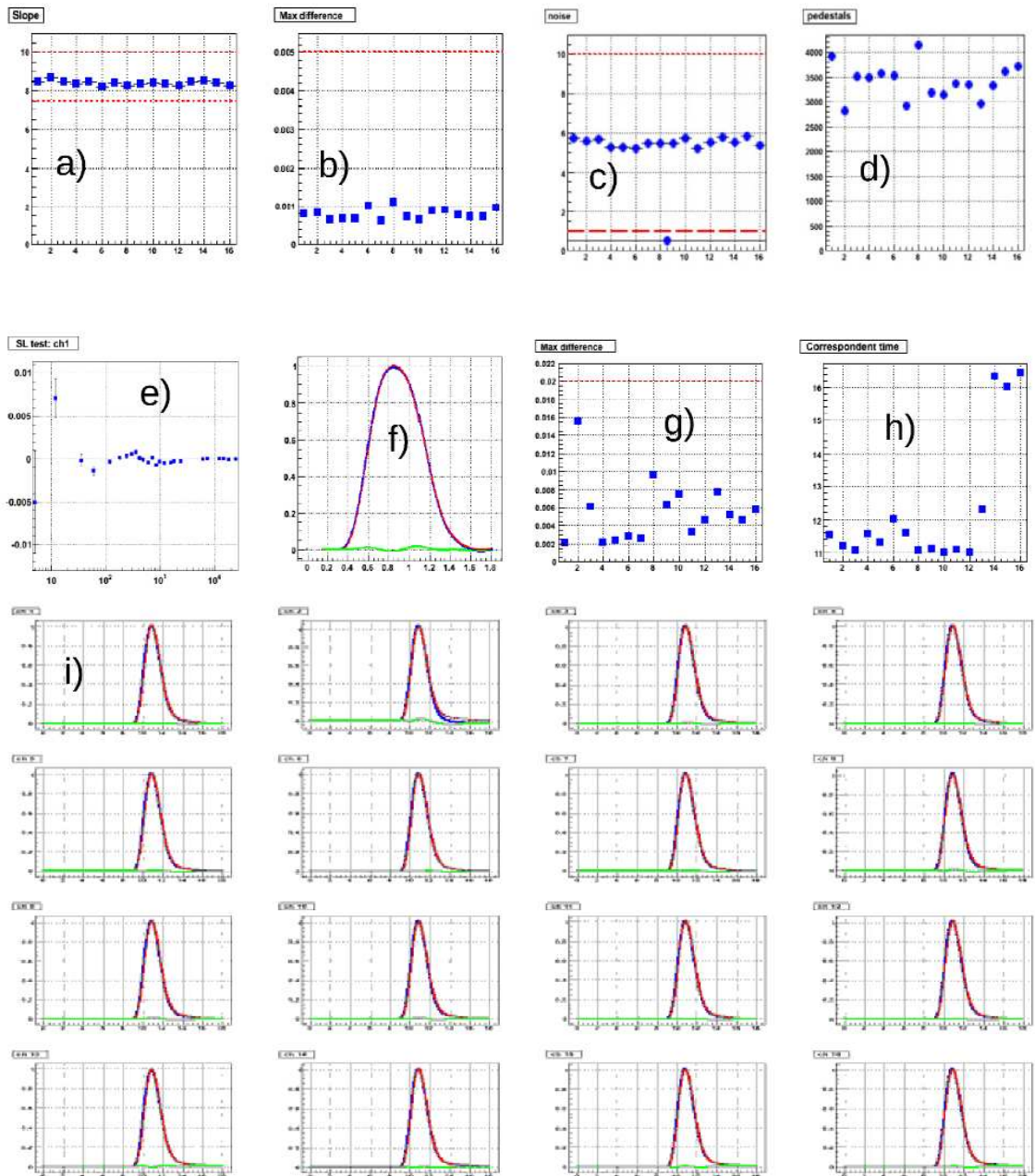


Рис. 96. Графическое представление информации проверки на стенде: а) коэффициент преобразования; б) отклонение от линейной зависимости; в) величина некогерентного и когерентного шума; д) величина пьедесталов; е) нелинейность в быстром канале; ф) форма сигнала в быстром канале; г) максимальное отклонение формы сигнала от стандартной формы; г) время максимального отклонения; и) формы сигналов в каждом из 16 каналов.

Модули электроники цилиндрического калориметра были установлены на детектор, и с ними были проведены измерения на космических частицах [246, 247, 252]. Было проведено испытание работы электроники при нагрузках первичного триггера до 30 кГц. Электроника работает согласно ожиданиям и готова для начала работы детектора.

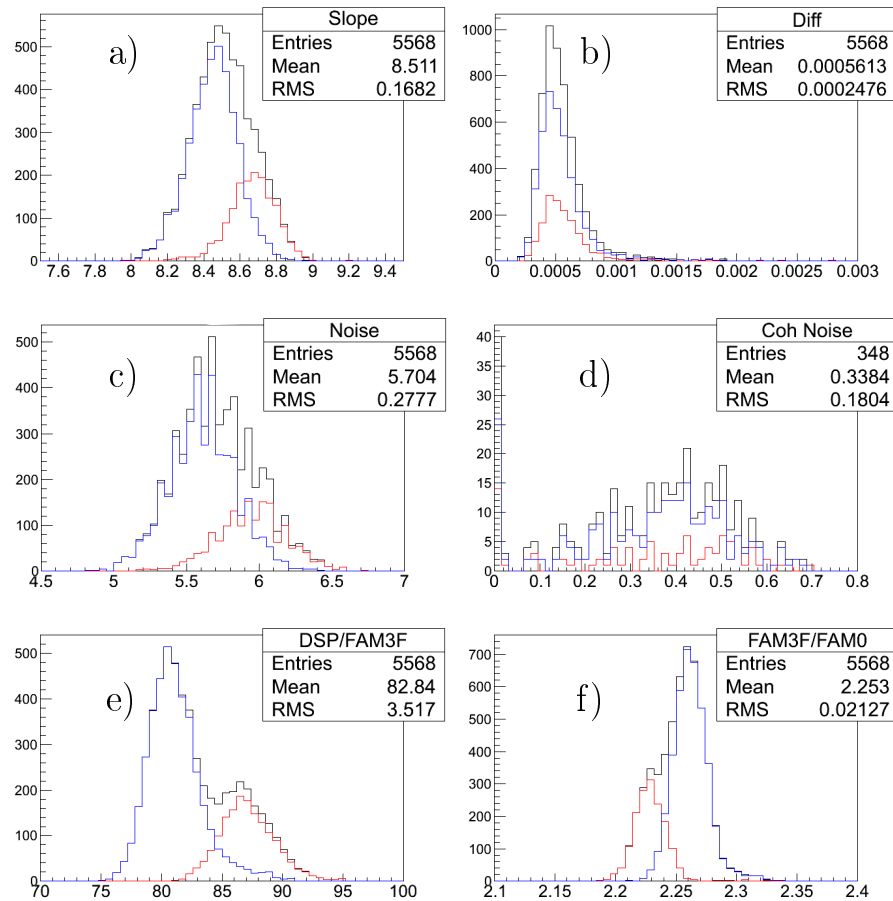


Рис. 97. Распределение по измеренным параметрам плат формирователей-оцифровщиков. а) Коэффициент преобразования, б) отклонение от линейности, с) некогерентный шум, д) когерентный шум, е) отношение амплитуд в спектрометрическом и быстром каналах; ф) отношение амплитуд с максимальным и минимальным усилениях в быстром канале.

5.4. Возможный вариант модернизации торцевого калориметра

Поскольку загрузка в торцевых частях калориметра заметно выше, чем в цилиндрической части, как видно на рис. 79 и 77, при работе на максимальной светимости модификация электроники будет недостаточна для подавления фона и сохранения энергетического разрешения торцевого калориметра на хорошем уровне. Возможное улучшение – это замена кристаллов CsI(Tl) на более быстрый сцинтиллятор, и соответствующее уменьшение времени формирования электронного тракта. Эффект наложения уменьшается пропорционально $\sim \sqrt{\tau}$, а частота ложных кластеров уменьшается как $\sim \tau$.

5.4.1. Вариант калориметра на основе кристаллов чистого CsI

Параметры быстрых сцинтилляционных кристаллов, используемых в физике высоких энергий показаны в таблице 35. Для обеспечения хорошего разрешения для фотонов с энергией ниже 100 МэВ, сцинтиллятор должен иметь достаточно высокий световыход, чтобы получить малый энергетический эквивалент шумов с коротким временем формирования. Необходима возможность массового производства кристаллов в обозримое время. Кристаллы неактивированного CsI имеют время высвечивания около 30 нс, достаточно высокий световыход, хорошие технологические свойства и являются хорошим кандидатом для материала калориметра Belle II.

Световыход кристаллов чистого CsI меньше, чем у кристаллов CsI(Tl), поэтому, чтобы иметь шумы электроники на том же уровне, что и счётчи-

Таблица 35. Параметры некоторых быстрых сцинтилляционных кристаллов

Кристалл	X_0 , см	λ_{em} , нм	n	$N_{ph}/\text{МэВ}$	τ , нс
CsI(Tl)	1.86	550	1.8	52000	1000
CsI	1.86	305/400	2	5000	30/1000
BaF ₂	2.03	220/310	1.56	2500/6500	0.6/620
CeF ₃	1.65	310	1.62	600	3
PbWO ₄	0.89	430	2.2	25	10
LuAlO ₃ (Ce)	1.08	365	1.94	20500	18
Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ (Ce)	1.37	510	1.8	5600	60
Lu ₂ SiO ₅ (Ce)	7.41	420	1.82	26000	12/40

ки Belle, необходимо использовать фотоприемники с внутренним усилением. Кроме того, спектр высвечивания неактивированного CsI лежит в ультрафиолетовой области. Хорошим вариантом фотоприемников являются специально разработанные компанией Хамаматсу вакуумные фотопентоды (PP), чувствительные в ультрафиолетовой области с низкой емкостью $C \approx 10$ пф. Низкая емкость важна для обеспечения малых шумов, величина которых прямо пропорциональна емкости детектора. Фотопентоды имеют квантовую чувствительность 20-25%. Зависимость коэффициента усиления от напряжения на делителе близка к линейной и при максимальном напряжении составляет 120-200. Было изготовлено несколько счётчиков с размерами кристаллов торцевого калориметра Belle. На рис. 98 показаны упакованные кристаллы CsI с фотопентодом и собранный счётчик.

Полученный шум электроники составил около 980 фотоэлектронов при времени формирования около 30 нс, в то время как световой выход счётчиков лежал в пределах 20 000 - 30 000 фотоэлектронов на МэВ. Энергетический эквивалент шумов составил 40-60 кэВ. Учитывая падение коэффициента усиления в магнитном поле, мы ожидаем энергетический эквивалент шумов в магнитном поле 1.5 Т в диапазоне 120-200 кэВ, что является вполне при-

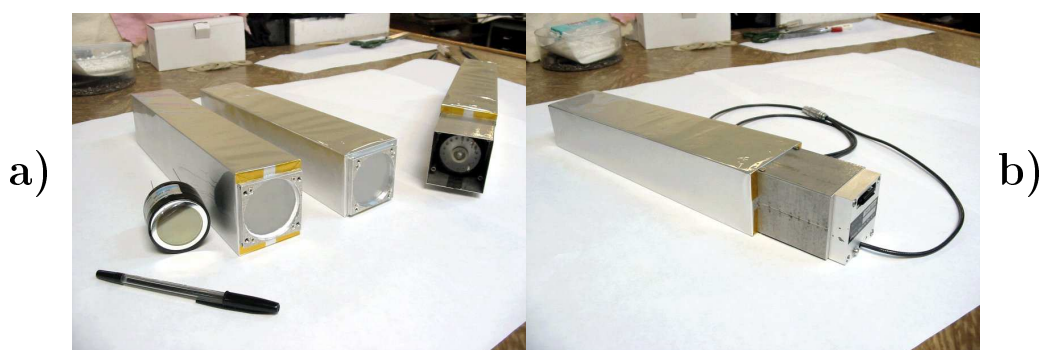


Рис. 98. Кристаллы CsI с фотопентодами (а) и собранный счётчик на основе этих кристаллов(б)

емлемым. Даже в худшем случае, электронный шум получается меньше, чем шум наложения для детектора Belle при светимости $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Использование электроники с более коротким временем формирования позволяет подавить шумы наложения приблизительно в 5.5 раз.

Зависимость шумов наложения для существующего и модифицированного счётчиков от уровня фона показана на рис. 99 [229, 231].

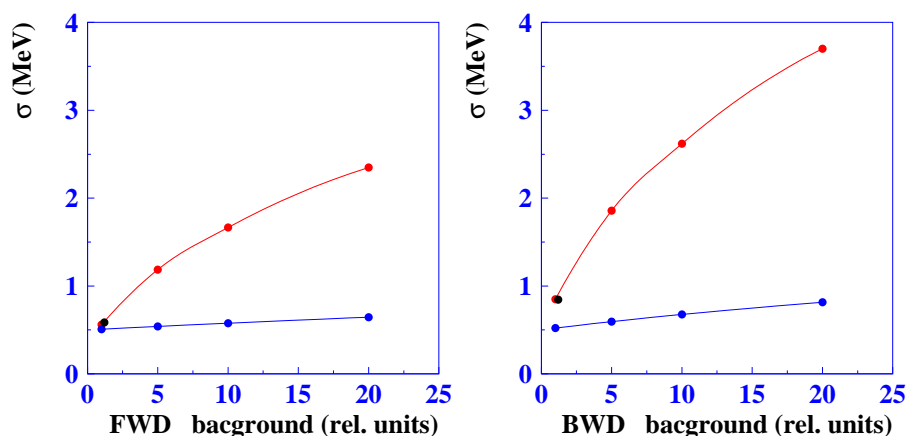


Рис. 99. Зависимость шума наложения на счётчик для существующих (красная кривая) и новых кристаллов (синяя кривая). Фон детектора Belle при светимости $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ принят за единицу.

Более короткое время высвечивания у сцинтиллятора и формирователя

позволят подавить вклад фоновых кластеров приблизительно в $33 \times 5 \approx 160$ раз.

Кристаллы чистого CsI имеют хорошую радиационную стойкость до 10 крад [220] и являются хорошей опцией для модернизации калориметра. Даже в случае, если фон на Belle II будет в 20 раз выше, чем на детекторе Belle, после подавления по времени мы получим меньшее количество фоновых кластеров, чем для детектора Belle.

Преимущества такой модернизации состоят в следующем:

- Можно получить малый шум наложения, хорошее энергетическое и пространственное разрешение при эффективном подавлении фоновых кластеров.
- Механические характеристики и радиационная длина кристаллов чистого CsI такие же, как и для счётчиков CsI(Tl), поэтому существующие размеры счётчиков могут быть сохранены, и может быть использован тот же контейнер.
- Кристаллы неактивированного CsI приемлемого качества производятся тремя производителями: Амкрис (Украина), Saint Gaben (Франция), Хамаматцу (Япония, Китай). Необходимое количество счётчиков может быть произведено в течение двух лет после начала массового производства.
- Технология обработки и упаковки счётчиков хорошо развита.

Слабыми сторонами модернизации являются следующие:

- Использование одного фотоприемника на счётчик уменьшает надёжность счётчика по сравнению с существующей конструкцией, где используются два полупроводниковых фотодиода на счётчик. Частичным решением этой проблемы является возможность ремонта счётчика в момент летней остановки эксперимента, когда торцевые калориметры могут быть открыты, и возможно получить доступ к счётчикам.

- Усиление фотопентодов сильно зависит от магнитного поля, что требует проведение калибровок счётчиков после поднятия магнитного поля.
- Высота фотопентодов составляет 58 мм, что заметно больше высоты полупроводниковых фотоприемников. Из-за этого требуется переделка механической конструкции поддержки счётчиков внутри контейнера.

5.4.1.1. Конструкция счётчика CsI с фотопентодом

Формы и размеры кристаллов торцевого калориметра остаются такими же, как в торцевых калориметрах детектора Belle. Их длина, 30 см, соответствует $16.1 X_0$. Каждый кристалл упакован в слой белого пористого тефлона толщиной 200 мкм и помещён в пакет 40 мкм алюминизированного лавсана. Свет с кристалла регистрируется 51 мм фотопентодом фирмы Хамаматсу, который устанавливается с оптической смазкой на больший торец кристалла.

Механическая конструкция и порядок сборки счётчика показаны на рис. 100. Алюминиевая рамка крепится на кристалле четырьмя винтами. Винты крепятся в цилиндрических пробках из оргстекла, ввернутых в отверстия на большой грани кристалла. Рамка крепится таким образом, чтобы обеспечить электрический контакт с алюминизированным лавсаном, обеспечивая электрическое экранирование фотоприемника и предусилителя. Внутренний периметр отверстия для фотопентода герметизируется силиконовым клеем, чтобы избежать проникновения смазки между тефлоном и кристаллом.

Фотопентод заранее монтируется на плате делителя. Выводы фотопентода распаиваются на плате делителя. Для компенсации разброса высот фотопентодов и обеспечения их прижатия к кристаллам между платой делителя и фотопентодом устанавливается резиновое кольцо. Фотоприемник с

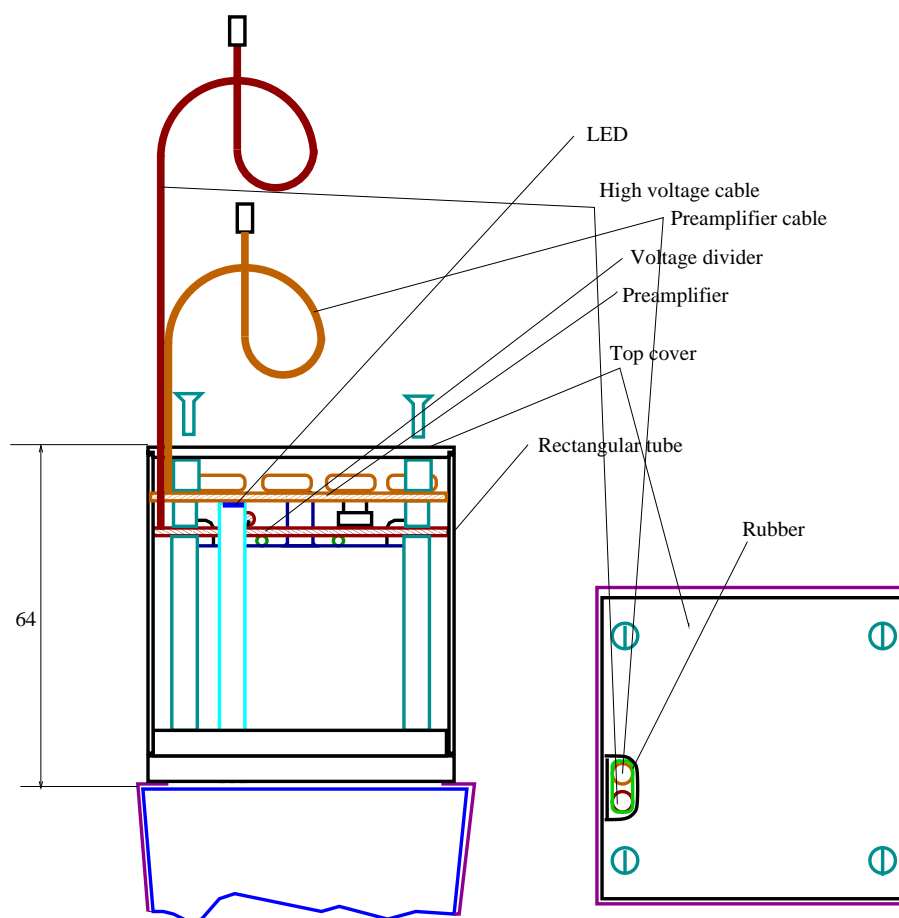


Рис. 100. Схема сборки счётчика

делителем устанавливаются на кристалл и крепятся четырьмя шпильками к рамке. Сигнал с анода фотопентода поступает на плату предусилителя, которая монтируется на плате делителя.

Для световой калибровки используется светодиод, расположенный на плате предусилителя, свет от которого попадает в кристалл через оргстеклянный, полированный световод. Полная высота конструкции составляет 64 мм, она определяется высотой фотоприемника.

Собранные счётчики устанавливаются в существующий контейнер торцевого калориметра. Поскольку высота счётчиков (364 мм) больше, чем у существующих (320 мм) требуется модификация поддерживающей структуры. Окончательная конструкция счётчика зависит от общей схемы под-

держивающей структуры и будет разрабатываться одновременно с общей конструкцией.

Была разработана и изготовлена первая версия предусилителя. Входной транзистор предусилителя, который определяет шумы электроники, использовался такой же, как и в предусилителе калориметра Belle. Но существенно изменен выходной каскад, где используется дифференциальный передатчик.

Сигналы с предусилителя подаются на платы формирователей-оцифровщиков по тем же кабелям, которые использовались в калориметре Belle. Потребление мощности предусилителя и делителя у новой электроники около 190 мВт, что сравнимо с потреблением усилителя Belle (140 мВт). Усилители-формирователи предполагается изготавливать в формате 9U VME – 16 каналов на плату.

Каждый канал формирователя-оцифровщика содержит: дифференциальный приемник, CR-(RC)⁴ формирующий усилитель с характерным временем $\tau = 30$ нс и два 14-битных флэш-АЦП. Использование двух АЦП позволяет эффективно увеличить количество разрядов до 18-ти для всего динамического диапазона.

Оцифровка сигнала происходит с тактовой частотой 43 МГц. Оцифрованные данные обрабатываются в ПЛИС, выдавая на выходе процедуры амплитуду (A), время (T) и качество подгонки (Q) для каждого счётчика. Выходная информация с 8 (10) модулей собирается в модуль коллектора, а с него передаётся через оптический кабель в ССД в модуль COPPER.

Всего электроника торцевого калориметра включает 144 модуля формирователя-оцифровщика, размещенные в 16-ти крейтах.

5.4.2. Радиационная стойкость кристаллов CsI

Кристаллы торцевых калориметров могут получить радиационную дозу до 5 крад в течение 5 лет работы, и важно быть уверенными, что такая

доза не вызовет деградацию счётчиков. Для проверки радиационной стойкости были проведены дополнительные исследования [220]. В компании Амкрис (Харьков) были изготовлены 5 кристаллов неактивированного CsI с размерами счётчиков переднего торцевого калориметра. Эти кристаллы были упакованы описанным выше образом, и их световыход и неоднородность коэффициента светосбора измерялись на стенде на основе 50 мм фотоумножителя чувствительного в ультрафиолетовой области. Кристаллы облучались γ -квантами от источника ^{137}Cs , и на стенде измерялось положение фотопика. На основе одного кристалла и фотопентода был собран прототип счётчика детектора Belle II. Кристаллы и счётчик облучались тормозными фотонами, полученными от электронов с энергией 1.4 МэВ промышленного ускорителя ЭЛВ-6 на свинцовом конверторе, как показано на рис. 101. Кристаллы располагались на расстоянии 1 м ниже конвертора. Спектр фотонов имел широкое распределение до 1.4 МэВ со средней энергией 0.6 МэВ. Поглощённая доза измерялась специальным датчиком на основе кристалла CsI(Tl), считываемым кремниевым фотодиодом [220]. Два кристалла облучались дозами от

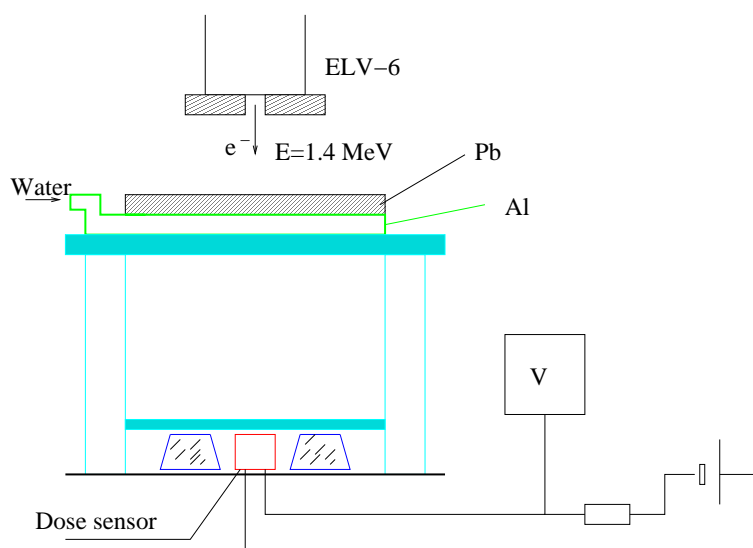


Рис. 101. Схема облучения кристаллов [220]

280 до 55 000 рад. Другие два кристалла и счётчик облучались дозами от 890 до 12 500 рад. Результаты показаны на рис. 102.

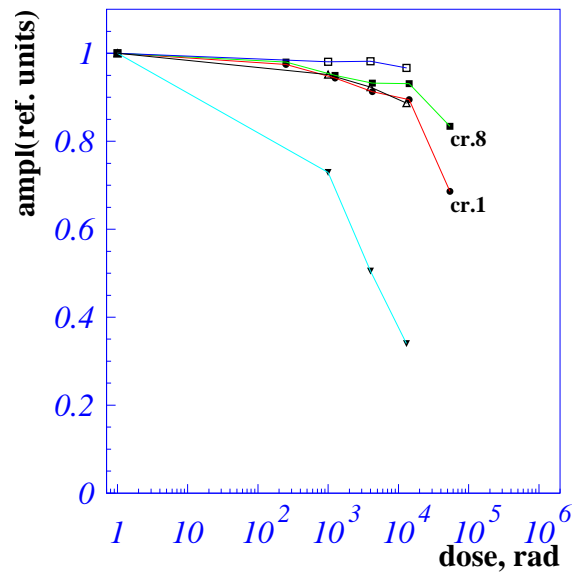


Рис. 102. Результаты измерения радиационной стойкости [220]

Как видно из измерений, четыре из пяти исследуемых образцов имеют хорошую радиационную стойкость, удовлетворяющую требованиям супер-В-фабрики. Для этих образцов уменьшение световыхода не превышает 15 % при облучении дозой 13 крад. Однако, световыход одного образца показал заметное ухудшение, что показывает на возможность неконтролируемых примесей в процессе роста и требует проверки радиационной стойкости кристаллов в процессе изготовления счётчиков.

5.4.3. Исследование фотоприемников

Поскольку счётчики калориметра расположены в области сильного магнитного поля, важно было исследовать как изменяются характеристики фотопентодов в магнитном поле. Для этого фотоприемник помещался в зазор тестового магнита, создающего поле до 2 Тесла. Угол между направлением магнитного поля и осью фотоприемника можно было регулировать. На фотопентоде был распаян стандартный делитель и подавалось высокое напряжение. Измерялся анодный ток фотоприемника при освещении фотокатода

матрицей светодиодов, обеспечивающих равномерную засветку фотокатода. Зависимость сигнала фотопентода от величины аксиального магнитного поля показана на рис. 103(a). Коэффициент усиления фотопентода в магнитном поле 1.5 Т падает приблизительно в 3.5 раза, но остается достаточным для обеспечения низкого уровня шумов электроники. На рис. 103(b) показана величина сигнала с фотоприемника в зависимости от угла между направлением магнитного поля и осью фотопентода при поле $B=1.5$ Т. Как показывают измерения, фотоприемники сохраняют достаточно высокий сигнал до углов 45 %, что достаточно для использования этих фотоприемников в переднем и заднем торцевых калориметрах. Небольшой рост сигнала при отклонении угла от нулевого значения обусловлен увеличением коэффициента сбора фотоэлектронов с фотокатода в магнитном поле.

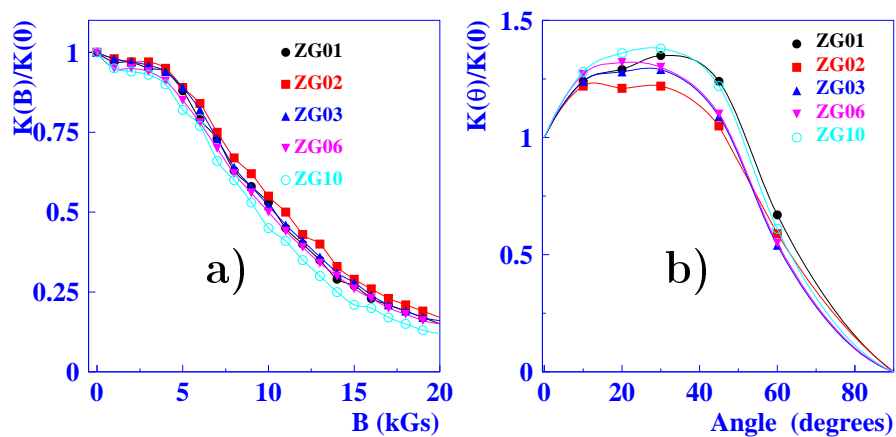


Рис. 103. а) Зависимость сигнала фотопентода от величины аксиального магнитного поля; б) зависимость сигнала с фотоприемника в зависимости от угла между направлением магнитного поля и осью фотопентода при поле $B=1.5$ Т.

Поскольку эксперимент будет длиться 5-10 лет, важным моментом является долговременная стабильность фотоприемников. Внутри вакуумного фотоприемника при прохождении тока происходит ионизация остаточного газа, и на фотокатоде могут идти сложные химические реакции, вызываю-

щие изменение параметров прибора. Эти изменения пропорциональны интегралу тока. Мы изучали зависимость чувствительности фотопентода в зависимости от заряда, пришедшего на анод. В качестве стандартного светового источника использовался сигнал от кристалла чистого CsI. Измерялось положение пика спектра минимально ионизирующих частиц. Светодиод LD с максимумом спектра высвечивания в области голубого света 400 нм использовался для обеспечения световой загрузки фотоприемника. Интенсивность света подбиралась таким образом, чтобы иметь анодный ток 35 мкА без магнитного поля и 10 мкА в магнитном поле, что соответствует в 100 раз большему току, чем ожидаемый средний ток в торцевых счётчиках детектора Belle II. По мере прохождения анодного заряда до 15 Кл (3 Кл соответствует годовому заряду, набираемому фотопентодом во внутреннем кольце детектора) чувствительность увеличивалась, после увеличения на 10 % чувствительность стабилизировалась [229]. Измерения в магнитном поле показывают похожую зависимость.

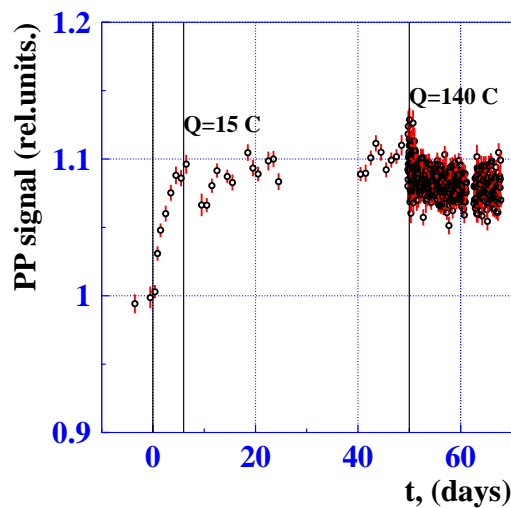


Рис. 104. Чувствительность фотопентода в зависимости от времени засветки. Три дня соответствуют 1 году работы Belle II.

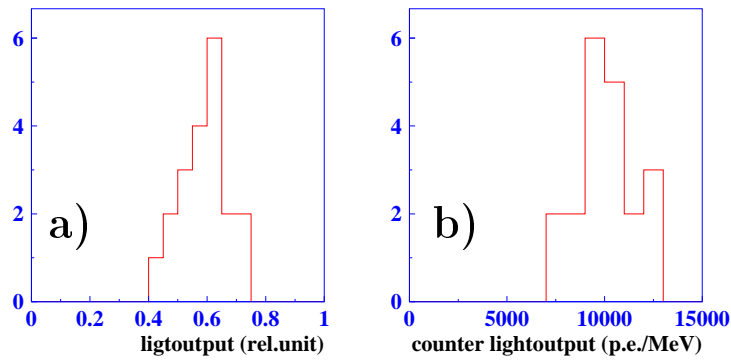


Рис. 105. Распределение по световыходу (а) и неоднородности (б) коэффициента светосбора счётчиков для тестового пучка

5.4.4. Измерение на тестовом пучке

Для проверки возможности достижения энергетического и временного разрешения калориметром на основе кристаллов чистого CsI для реальных частиц были проведены измерения на тестовом пучке фотонов [229, 231, 244]. Для этого было изготовлено 20 счётчиков с геометрическими размерами кристаллов части переднего торцевого калориметра. Кристаллы были упакованы, как было описано выше. На рис. 105 показано распределение по световыходу и неоднородности коэффициента светосбора. На каждый кристалл

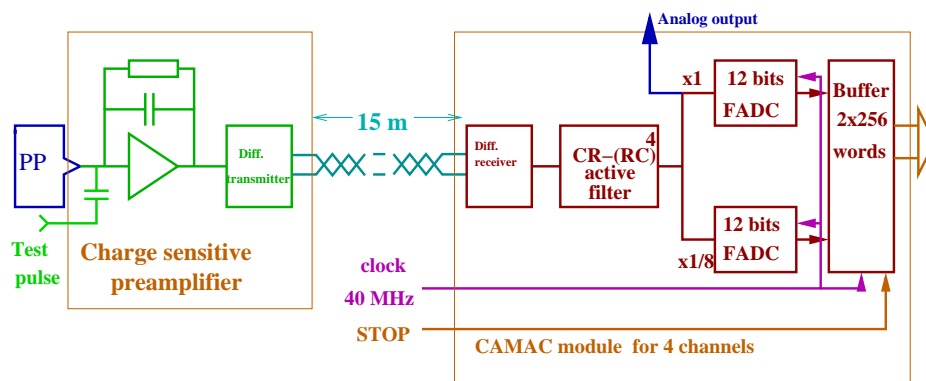


Рис. 106. Схема канала электроники тестового пучка

был установлен вакуумный фотоприемник с делителем и предусилителем. В качестве предусилителя использовался модифицированный усилитель калориметра Belle. Входная часть предусилителя была сохранена, а в качестве выходного каскада использовался дифференциальный передатчик. Для формирования и оцифровки сигнала были изготовлены КАМАК блоки. Блок-схема электроники показана на рис. 106. Каждый блок обслуживал четыре счётчика. Каждый канал включал усилитель-формирователь, содержащий дифференцирующий и четыре интегрирующих каскада с временем формирования около 30 нс, и два 12-битных флэш-АЦП. Два АЦП обеспечивали эквивалентный 15-битный динамический диапазон.

5.4.4.1. Измерение на установке РОКК-1М

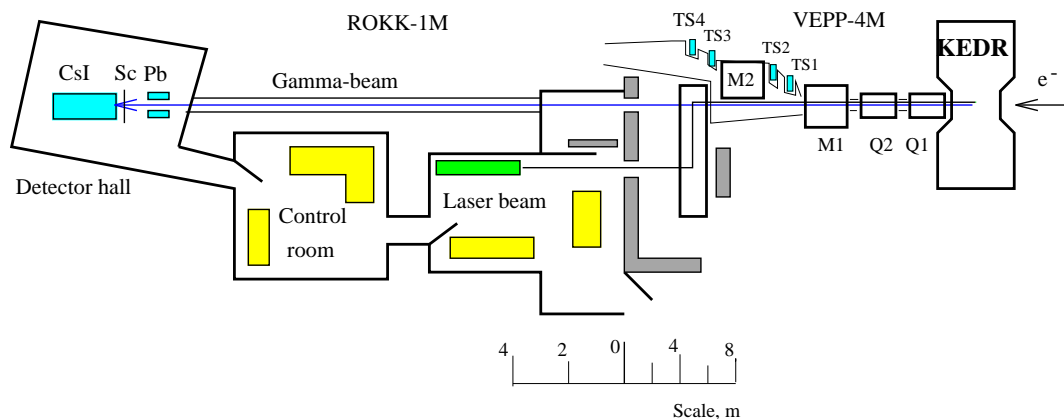


Рис. 107. Схема установки РОКК-1М на ВЭПП-4М

На рис. 107 показана схема установки РОКК-1М на накопителе ВЭПП-4М. Для измерения до 850 МэВ использовались γ -кванты обратного комптоновского рассеяния. Фотоны с энергией $\omega_0 = 2.34$ эВ от Nd:YAG лазера рассеивались на пучке электронов накопителя ВЭПП-4М, получив существенную энергию пучка E_b , и летели в узкий угол ω_0/E_γ . Сплошной

спектр комптоновски рассеянных электронов имеет резкий край при энергии $E_C = 4(E_b/m_e)^2\omega_0/(1 + 4E_b\omega_0/m_e^2)$. Энергия фотонов определялась по энергии рассеянного электрона, измеряемой в специальной системе регистрации рассеянных электронов (TS1-TS4) [94] с точностью $\sigma_E/E \sim 10^{-3}$. Это обеспечивало энергетическое разрешение для фотонов $\sigma E_\gamma/E_\gamma$ лучше 1 %. Для измерения энергетического разрешения при более высоких энергиях использовались фотоны, рожденные в результате тормозного излучения на ядрах остаточного газа,

На рис. 108 показана схема оборудования для тестового пучка. Матрица 4×5 счётчиков CsI была собрана в светоизолированном объёме на подвижной платформе.

Для триггера использовался сигнал совпадения запуска лазера и наличие сигнала в матрице. Чтобы подавить сигналы от фотонов, которые в воздухе конвертировали в e^+e^- пару, использовалось антисовпадение со сцинтилляционным вето-счётчиком, расположенным на пути фотонов. Для ка-

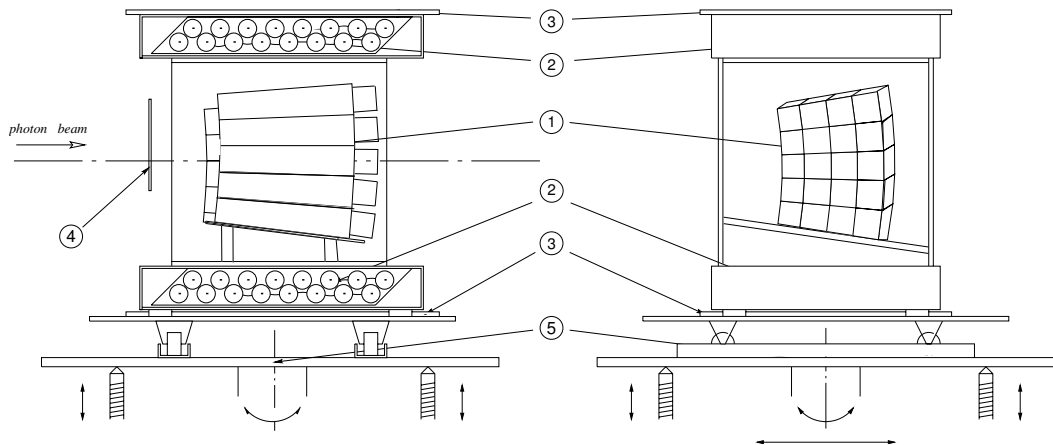


Рис. 108. Схема матрицы кристаллов для тестового пучка. 1 - счётчики CsI; 2 - годоскоп стриммерных счётчиков; 3 - сцинтилляционные запускающие счётчики для калибровки; 4 - вето-счётчик; 5 - подвижная платформа.

либровки счётчиков по сигналу от космических частиц использовался запуск от совпадения двух сцинтилляционных счётчиков, расположенных сверху и

снизу от матрицы. Координаты и угол наклона космических треков измерялся годоскопом стриммерных трубок [95]. На рис. 109(a) показан спектр энерговыведения одного из счётчиков. По положению фотопика определялись калибровочные коэффициенты. Поскольку световыход чистого CsI зависит от температуры, делалась соответствующая поправка. Стабильность калибровочных коэффициентов показана на рис. 109(b).

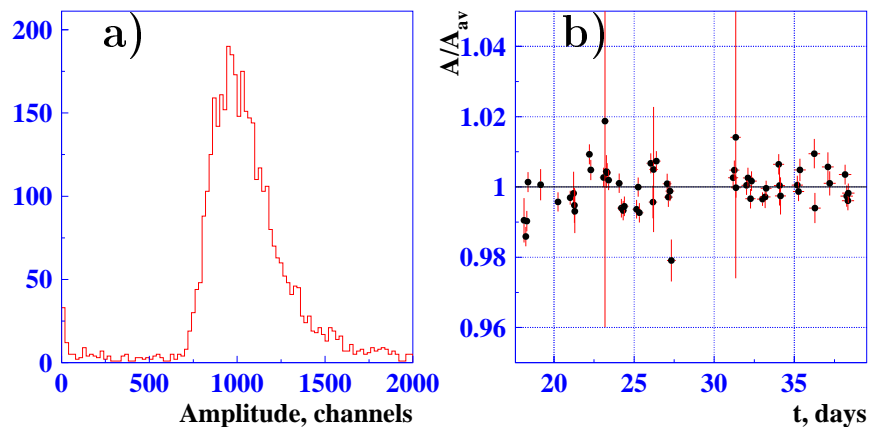


Рис. 109. а) Спектр энерговыведения космических частиц; б) Стабильность положения пика спектра энерговыведения космических частиц после поправки на температурную зависимость.

После калибровки счётчиков проводился набор данных для нескольких энергий электронного пучка от 1.5 до 2.4 ГэВ с соответствующими максимальными энергиями комптоновски рассеянного фотона от 70 до 160 МэВ. На рис. 110(a) показан зарегистрированный спектр энергий комптоновски рассеянных фотонов для энергии края спектра 106 МэВ. Подгоняя спектр сверткой формы спектра и отклика калориметра, описываемого функцией нормального логарифмического распределения 2.2, мы извлекали энергетическое разрешение калориметра. Зависимость измеренного энергетического разрешения калориметра показана на рис. 110(b). Измеренные данные согласуются с результатами моделирования и с данными, полученными с тестовым пучком на матрице CsI(Tl) [95].

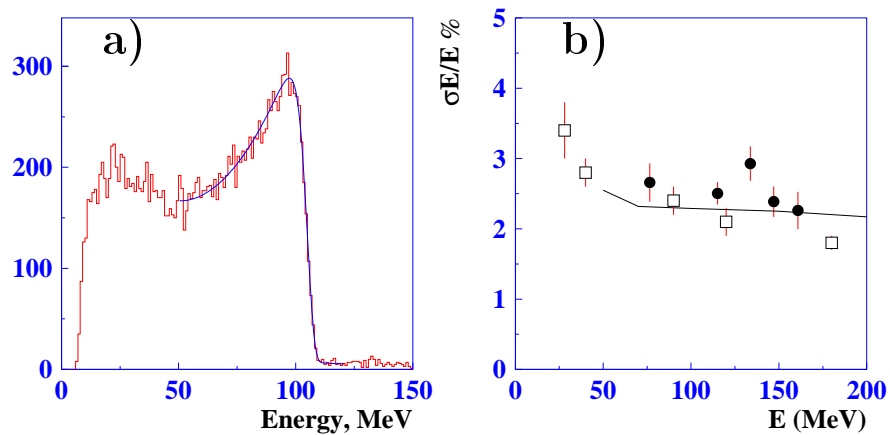


Рис. 110. а) Спектр комптоновского рассеяния измеренный матрицей кристаллов чистого CsI. б) Энергетическое разрешение матрицы на основе счётчиков чистого CsI. Точки с ошибками – результаты измерений со счётчиками CsI, сплошная линия – результаты моделирования, квадратные точки – результаты измерений со счётчиками CsI(Tl) [95].

Временное разрешение счётчиков CsI при энерговыделении 100 МэВ показано на рис. 111(а), а на рис. 111(б) показана зависимость временного разрешения от энерговыделения в счётчике. При энерговыделении больше 20 МэВ временное разрешение – лучше 1 нс. Поскольку амплитуда сигнала в магнитном поле уменьшается приблизительно в 3.5 раза, а шумы электроники остаются такими же, мы можем ожидать, что в магнитном поле мы будем иметь временное разрешение лучше одной наносекунды при энерговыделении более 70 МэВ. Таким образом, измерения с тестовым пучком показывают согласие с ожидаемым значением энергетического и временного разрешения для фотонов.

Нами также было проведено прямое сравнение шумов наложения для счётчиков чистого CsI и CsI(Tl). Шум наложения моделировался облучением счётчиков γ -квантами от радиоактивного источника ^{60}Co . Интенсивность фона варьировалась изменением расстояния от источника до счётчиков. Рисунок 112 показывает эффективный шум наложения в счётчике на основе

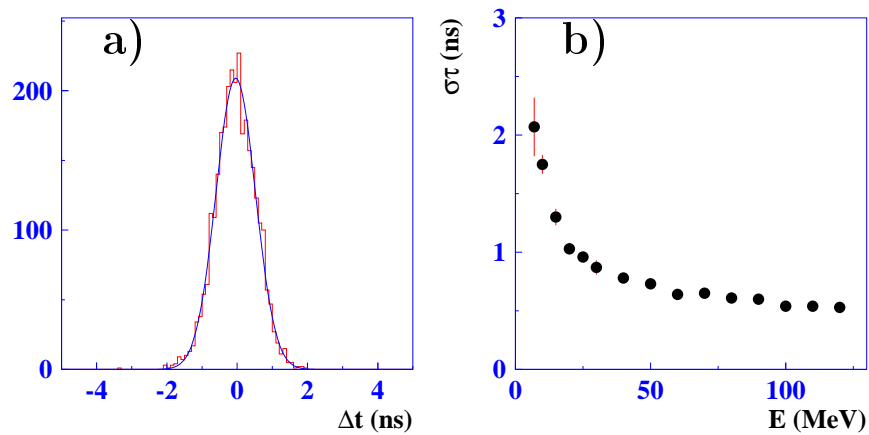


Рис. 111. а) Временное разрешение для энерговыделения 100 МэВ. б) Зависимость временного разрешения от энерговыделения в счётчике.

кристалла чистого CsI в зависимости от шума в счётчике CsI(Tl) [229].

Таким образом, была выработана стратегия модернизации калориметра детектора Belle II, была разработана, произведена и проверена электроника калориметра детектора Belle II. Модернизированная электроника позволяет измерять как амплитуду, так и время прихода сигнала, что даст возможность обеспечить работу калориметра в условиях фоновой загрузки SuperKEKB. Для второй очереди модернизации предложена конструкция торцевого кало-

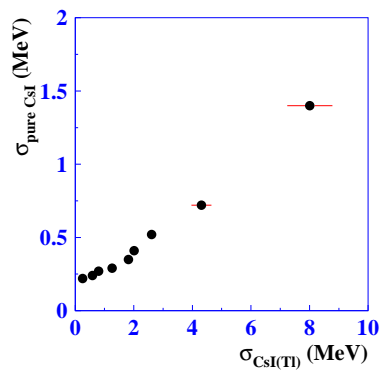


Рис. 112. Шум счётчика на основе кристалла чистого CsI как функция шума стандартного счётчика Belle на основе кристалла CsI(Tl).

риметра на основе счётчиков неактивированного CsI и вакуумных фотопентов, которая позволит иметь низкие шумы электроники, шумы наложения и высокое энергетическое разрешение в условиях высокой фоновой загрузки торцевого калориметра.

Заключение

Основные результаты данной работы состоят в следующем:

1. Разработана процедура калибровки калориметра детектора Belle, позволяющая получить расчётное энергетическое разрешение. Калориметр детектора Belle успешно эксплуатировался в течение 10 лет, обеспечивая проектные параметры энергетического и пространственного разрешения.
2. С высокой точностью измерены вероятности распадов $B^- \rightarrow D^{(*)+}\pi^-\pi^-$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{(*)0}\pi^+\pi^-$. Вероятность распада $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$ измерена впервые.
3. Разработана процедура использования метода максимального правдоподобия для анализа многочастичных распадов в многомерном пространстве, и проведен анализ распадов $B \rightarrow D^{(*)}\pi\pi$.
4. Впервые в распадах $B^- \rightarrow D^+\pi^-\pi^-$ обнаружено широкое состояние, измерены его масса, ширина:

$$M_{D_0^{*0}} = (2308 \pm 17 \pm 15 \pm 28) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_0^{*0}} = (276 \pm 21 \pm 18 \pm 60) \text{ МэВ},$$

и определены его квантовые числа $J^P = 0^+$, что позволяет интерпретировать его как скалярный D_0^{*0} -мезон.

5. Впервые в распадах $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-$ обнаружено широкое состояние, измерены его масса, ширина:

$$M_{D_1^0} = (2427 \pm 26 \pm 20 \pm 15) \text{ МэВ}/c^2, \quad \Gamma_{D_1^0} = (384_{-75}^{+107} \pm 24 \pm 70) \text{ МэВ},$$

и определены его квантовые числа $J^P = 1^+$, что позволяет интерпретировать его как аксиально-векторный D_1^0 -мезон.

6. В распадах $B^- \rightarrow D^{(*)+}\pi^-\pi^-$ наблюдалось рождение всех четырёх орбитальных Р-волновых возбуждений D^{**0} -мезонов и получены произведения относительных вероятностей $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{**0}\pi^-) \times \mathcal{B}(D^{**0} \rightarrow D^{(*)+}\pi^-)$, и впервые измерены относительные фазы амплитуд. Впервые определены параметры смешивания аксиальных состояний $D_{j=3/2}$ и $D_{j=1/2}$ в наблюдаемых массовых состояниях D_1^0 и $D_1'^0$. Впервые проведено измерение масс и ширин орбитальных возбуждений D_1^0 и D_2^{*0} с учетом интерференции, что позволило улучшить надежность измерений.
7. Впервые в распадах $\bar{B} \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$ наблюдалось рождение состояния D_0^{*+} и получены произведения относительных вероятностей $\mathcal{B}(\bar{B}^0 \rightarrow D^{**+}\pi^-) \times \mathcal{B}(D^{**+} \rightarrow D^0\pi^+)$ для D_0^{*+} и D_2^{*+} , и впервые измерены относительная фаза этих амплитуд. Кроме того, наблюдалось рождение конечных состояний $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 f_2$, $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \rho^0$, измерены произведения их относительных вероятностей и фазы амплитуд относительно моды $\bar{B}^0 \rightarrow D_2^{*+}\pi^-$.
8. Впервые наблюдались распады $D_1^0 \rightarrow D^0\pi^-\pi^+$ и $D_1^+ \rightarrow D^+\pi^-\pi^+$ и измерены их относительные вероятности. Проведен анализ угловых и массовых распределений и было показано, что описание распада механизмом $D_1 \rightarrow D_0^*\pi$ даёт лучшее согласие с экспериментальными данными, хотя не исключены вклады других механизмов. Установлены верхние пределы на распады $D_1^0 \rightarrow D^{*0}\pi^-\pi^+$, $D_1^+ \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^+$, $D_2^{*0} \rightarrow D^{*0}\pi^-\pi^+$ и $D_2^{*+} \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^+$.
9. Впервые наблюдались распады $B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2317)$ и $B \rightarrow \bar{D}D_{sJ}^+(2457)$. Распад $D_{sJ}^+(2317)$ наблюдался в моде $D_s^+\pi^0$, а $D_{sJ}^+(2457)$ наблюдался в модах $D_s^{*+}\pi^0$ и $D_s^+\gamma$. Был проведен анализ угловых распределений, который подтверждает квантовые числа 1^+ для $D_{sJ}^+(2457)$.

10. Разработана стратегия модернизации калориметра и проведена модернизация электроники калориметра детектора Belle II. Новая электроника позволяет измерять как амплитуду, так и время прихода сигнала. Создан стенд для проверки электроники калориметра, позволяющий производить проверку плат.
11. Разработана схема торцевого калориметра на основе кристаллов неактивированного CsI и вакуумных фотопентодов. Измерены радиационная стойкость кристаллов чистого CsI. На основе кристаллов неактивированного CsI и вакуумных фотопентодов собраны счётчики и проведены измерения на тестовом пучке, демонстрирующие ожидаемые энергетическое и временное разрешение калориметра.

В заключение, я хочу выразить глубокую признательность моим учителям и первым научным руководителям Б.А.Шварцу, Л.М.Курдадзе у которых я многому научился в области экспериментальной физики. Я глубоко благодарен моему непосредственному руководителю А.Е.Бондарю за постоянный интерес и поддержку в данной работе.

Я благодарен моим коллегам С.И. Эйдельману, В.Н. Жиличу, Н.И. Роту, П.П. Кроковному, Ю.В. Усову, В.В. Жуланову, В.М. Аульченко, А.Ю. Гармашу, Д.А. Епифанову, В.Е. Шебалину, А.Н. Винокуровой, Д.М. Матвиенко, К.Э. Аринштейн, Н.И. Габышеву, А.В. Боброву, В.С. Воробьеву за многолетнюю совместную работу в эксперименте Belle, полезные советы, обсуждения помощь и поддержку.

Я хочу поблагодарить всех участников команды Belle и КЕКВ, без упорной и слаженной работы которых эти исследования были бы невозможны.

Я хочу поблагодарить дирекцию института в лице А.Н.Скринского и Ю.А.Тихонова за интерес к данной работе и её поддержку.

Я хочу поблагодарить Л.В. Днепровского, А.В. Чегодаева, А.Н. Криница, А.А. Осипова и С.В. Долговых за работу по подготовке счётчиков и проведение технических работ по модернизации калориметра.

Я глубоко признателен моим коллегам: В.А. Сидорову, Л.М. Баркову, Б.И. Хазину, С.И. Середнякову, А.И. Мильштейну, Е.А. Переведенцеву, Е.П. Солодову, Ю.М. Лельчуку, В.Н. Нагаслаеву, И.В. Бедному, И.Б. Логашенко, Г.В. Федотовичу, Д.И. Григорьеву, А.Ф. Бузулуцкову, Н.И. Мучному, В.Е. Блинову, с которыми мне посчастливилось работать и общаться, и у которых я многому научился.

Мне хочется так же поблагодарить мою жену Л.М. Кузьмину за понимание, терпение и помощь в подготовке данной работы.

Литература

- [1] H. Bethe, Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter, *Annalen Phys.* – 1930 – Vol. 5, p. 325.
- [2] R. A. Fisher, “The use of multiple measurements in taxonomic problems,” *Annals Eugen.* – 1936 – Vol. 7, p. 179.
- [3] S. S. Wilks, The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses, *Annals Math. Statist.* – 1938 – Vol. 9, p. no. 1, 60.
- [4] J. Blatt and V. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, New York: John Wiley & Sons, – 1952 – p. 361.
- [5] J. D. Bjorken, An Inequality For Electron And Muon Scattering From Nucleons, *Phys. Rev. Lett.* – 1966 – Vol. 16, p. 408.
- [6] S. Weinberg, Pion scattering lengths. *Phys. Rev. Lett.* – 1966 – Vol. 17, p. 616.
- [7] J. D. Bjorken, Applications Of The Chiral $U(6) \times (6)$ Algebra Of Current Densities, *Phys. Rev.* – 1966 – Vol. 148, p. 1467.
- [8] G. J. Gounaris and J. J. Sakurai, Finite width corrections to the vector meson dominance prediction for $\rho \rightarrow e^+e^-$, *Phys. Rev. Lett.* – 1968 – Vol. 21, p. 244.
- [9] J. D. Bjorken, Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum, *Phys. Rev.* – 1969 – Vol. 179 , p. 1547.
- [10] J. D. Bjorken, E. A. Paschos, Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon, *Phys. Rev.* – 1969 – Vol. 185 , p. 1975.

- [11] S. M. Roy, Exact integral equation for pion pion scattering involving only physical region partial waves. *Phys. Lett. B* – 1971 – Vol. 36, p. 353.
- [12] R. M. Sternheimer and R. F. Peierls, General expression for the density effect for the ionization loss of charged particles, *Phys. Rev. B* – 1971 – Vol. 3, p. 3681.
- [13] D. J. Gross and F. Wilczek, Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories, *Phys. Rev. Lett.* – 1973 – Vol. 30, p. 1343.
- [14] H. D. Politzer, Reliable perturbative results for strong interactions, *Phys. Rev. Lett.* – 1973 – Vol. 30, p. 1346.
- [15] K. G. Wilson, Confinement of Quarks, *Phys. Rev.* – 1974 – Vol. D10 , p. 2445.
- [16] A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow, Hadron Masses in a Gauge Theory, *Phys. Rev. D* – 1975 – Vol. 12, p. 147.
- [17] A. M. Polyakov, Compact Gauge Fields and the Infrared Catastrophe, *Phys. Lett. B* – 1975 – Vol. 59 , p. 82.
- [18] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita et al., The Spectrum of Charmonium, *Phys. Rev. Lett.* – 1975 – Vol. 34, p. 369; [*Phys. Rev. Lett.* – 1976 – Vol. 36, p. 1276].
- [19] I. Peruzzi, M. Piccolo, G. J. Feldman et al., Observation of a Narrow Charged State at 1876-MeV/ c^2 Decaying to an Exotic Combination of $K\pi\pi$, *Phys. Rev. Lett.* – 1976 – Vol. 37, p. 569.
- [20] A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow, Charm Spectroscopy via electron-Positron Annihilation, *Phys. Rev. Lett.* – 1976 – Vol. 37, p. 785.
- [21] R. Barbieri, R. Kogerler, Z. Kunszt and R. Gatto, Meson Masses and Widths in a Gauge Theory with Linear Binding Potential, *Nucl. Phys. B* – 1976 – Vol. 105, p. 125.

- [22] I. Peruzzi, M. Piccolo, G. J. Feldman et al., Study of D Mesons Produced in the Decay of the $\psi''(3772)$, Phys. Rev. Lett. – 1977 – Vol. 39, p. 1301.
- [23] G. Goldhaber, J. Wiss, G. S. Abrams et al., D and D^* Meson Production Near 4-GeV in e^+e^- Annihilation, Phys. Lett. B – 1977 – Vol. 69, p. 503.
- [24] M. Piccolo, I. Peruzzi, V. Luth et al., D Meson Production and Decay in e^+e^- Annihilation at 4.03-GeV and 4.41-GeV Center-Of-Mass Energy, Phys. Lett. B – 1977 – Vol. 70, p. 260.
- [25] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. M. Yan, Charmonium: The Model, Phys. Rev. D – 1978 – Vol. 17, p. 3090; [Erratum-ibid. Phys. Rev. D – 1980 – Vol. 21, p. 313]; Phys. Rev. D – 1980 – Vol. 21, p. 203.
- [26] V. A. Novikov, L. B. Okun, M. A. Shifman et al., Charmonium and Gluons: Basic Experimental Facts and Theoretical Introduction, Phys. Rept. – 1978 – Vol. 41, p. 1.
- [27] T. Appelquist, R. M. Barnett and K. D. Lane, Charm and Beyond, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1978 – Vol. 28, p. 387.
- [28] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, QCD and Resonance Physics. Sum Rules, Nucl. Phys. B – 1979 – Vol. 147, p. 385.
- [29] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, QCD and Resonance Physics: Applications, Nucl. Phys. B – 1979 – Vol. 147, p. 448.
- [30] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, QCD and Resonance Physics. The rho-omega Mixing, Nucl. Phys. B – 1979 – Vol. 147, p. 519.
- [31] R. Brandelik, W. Braunschweig, H.-U. Martyn et al. [DASP Collaboration], Production Characteristics Of The F Meson, Phys. Lett. B – 1979 – Vol. 80, p. 412.

- [32] D. Pignon and C. A. Piketty, Charmed Meson Spectra, *Phys. Lett. B* – 1979 – Vol. 81, p. 334.
- [33] A. Y. Khodjamirian, Dispersion Sum Rules for the Amplitudes of Radiative Transitions in Quarkonium, *Phys. Lett. B* – 1980 – Vol. 90, p. 460.
- [34] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane and T. -M. Yan, Charmonium: Comparison with Experiment, *Phys. Rev. D* – 1980 – Vol. 21, p. 203.
- [35] A. D. Sakharov, Mass Formula for Mesons and Baryons, *Sov. Phys. JETP* – 1980 – Vol. 51, p. 1059; [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1980 – Vol. 78, p. 2112].
- [36] S. Gasiorowicz and J. L. Rosner, Hadron Spectra and Quarks, *Am. J. Phys.* – 1981 – Vol. 49, p. 954.
- [37] L. J. Reinders, H. R. Rubinstein and S. Yazaki, QCD Sum Rules for Heavy Quark Systems, *Nucl. Phys. B* – 1981 – Vol. 186, p. 109.
- [38] D. J. Broadhurst, Chiral Symmetry Breaking and Perturbative QCD, *Phys. Lett. B* – 1981 – Vol. 101, p. 423.
- [39] Титце У., Шенк К., Полупроводниковая техника. Справочное руководство, Москва, Мир– 1982.
- [40] D. J. E. Callaway, A. Rahman, Lattice Gauge Theory In Microcanonical Ensemble, *Phys. Rev.* – 1983 – Vol. D28 , p. 1506.
- [41] A. Chen, M. Goldberg, N. Horwitz et al. [CLEO Collaboration], Evidence for the F Meson at 1970-MeV, *Phys. Rev. Lett.* – 1983 – Vol. 51 p. 634.
- [42] T. M. Aliev and V. L. Eletsky, On Leptonic Decay Constants of Pseudoscalar D and B Mesons, *Sov. J. Nucl. Phys.* – 1983 – Vol. 38, p. 936; [*Yad. Fiz.* – 1983 – Vol. 38, p. 1537].

- [43] B. L. Ioffe and A. V. Smilga, Meson Widths and Form-Factors at Intermediate Momentum Transfer in Nonperturbative QCD, Nucl. Phys. B – 1983 – Vol. 216, p. 373.
- [44] J. Gasser and H. Leutwyler, Chiral Perturbation Theory to One Loop. Annals Phys. – 1984 – Vol. 158, p. 142.
- [45] R. Bailey, E. Belaue, T. Bohringer et al. [ACCMOR Collaboration], Measurement Of Mass And Lifetime Of Hadronically Produced Charmed F Mesons, Phys. Lett. B – 1984 – Vol. 139, p. 320.
- [46] H. Albrecht, G. Drews, G. Harder et al. [ARGUS Collaboration], Evidence for F^* meson production in e^+e^- annihilation at 10-GeV center-of-mass energy, Phys. Lett. B – 1984 – Vol. 146, p. 111.
- [47] S. Godfrey and N. Isgur, Mesons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics, Phys. Rev. D – 1985 – Vol. 32, p. 189.
- [48] V. A. Beilin and A. V. Radyushkin, Quantum Chromodynamic Sum Rules and $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$ Decay, Nucl. Phys. B – 1985 – Vol. 260, p. 61.
- [49] J. Gasser and H. Leutwyler, Low-Energy Expansion of Meson Form-Factors Nucl. Phys. – 1985 – Vol. B 250, p. 465.
- [50] J. L. Rosner, P Wave Mesons with One Heavy Quark, Comm. Nucl. Part. Phys. – 1986 – Vol. 16, p. 109.
- [51] S. Capstick and N. Isgur, Baryons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics, Phys. Rev. D – 1986 – Vol. 34, p. 2809.
- [52] W. Kwong, C. Quigg, and J. L. Rosner, Heavy Quark Systems, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1987 – Vol. 37, p. 325.
- [53] М. А. Шифман, М. Б. Волошин, О рождении D и D^* в распадах B -мезонов, Яд. Физ. – 1988 – т. 47, стр. 801.

- [54] J. C. Anjos, J. A. Appel, A. Bean et al. [Tagged Photon Spectrometer Collaboration], Observation of Excited Charmed Mesons, Phys. Rev. Lett. – 1989 – Vol. 62, p. 1717.
- [55] H. Albrecht, P. Bockmann, R. Glaser et al. [ARGUS Collaboration], Observation of the $D^{*0}(2459)$ in e^+e^- Annihilation, Phys. Lett. B – 1989 – Vol. 221, p. 422.
- [56] H. Albrecht, R. Glaser, G. Harder et al. [ARGUS Collaboration], Observation Of A New Charmed - Strange Meson, Phys. Lett. B – 1989 – Vol. 230, p. 162.
- [57] H. Albrecht, R. Glaser, G. Harder et al. [ARGUS Collaboration], Observation Of The Charged Isospin Partner Of The $D^{*0}(2459)$, Phys. Lett. B – 1989 – Vol. 231, p. 208.
- [58] N. Isgur and M. B. Wise, Weak Decays of Heavy Mesons in the Static Quark Approximation, Phys. Lett. B – 1989 – Vol. 232, p. 113.
- [59] H. Albrecht, R. Glaser, G. Harder et al. [ARGUS Collaboration], Resonance Decomposition Of The $D^{*0}(2420)$ Through A Decay Angular Analysis, Phys. Lett. B – 1989 – Vol. 232, p. 398.
- [60] P. Avery, D. Besson, L. Garren et al. [CLEO Collaboration], P wave charmed mesons in e^+e^- annihilation, Phys. Rev. D – 1990 – Vol. 41, p. 774.
- [61] E. Eichten and B. R. Hill, An Effective Field Theory for the Calculation of Matrix Elements Involving Heavy Quarks, Phys. Lett. B – 1990 – Vol. 234, p. 511.
- [62] N. Isgur and M. B. Wise, Weak Transition Form-factors Between Heavy Mesons, Phys. Lett. B – 1990 – Vol. 237, p. 527.

- [63] H. Georgi, An Effective Field Theory for Heavy Quarks at Low-energies, Phys. Lett. B – 1990 – Vol. 240, p. 447.
- [64] M. E. Luke, Effects of subleading operators in the heavy quark effective theory, Phys. Lett. B – 1990 – Vol. 252, p. 447.
- [65] B. Grinstein, The Static Quark Effective Theory, Nucl. Phys. B – 1990 – Vol. 339, p. 253.
- [66] A. F. Falk, H. Georgi, B. Grinstein and M. B. Wise, Heavy Meson Form-factors From QCD, Nucl. Phys. B – 1990 – Vol. 343, p. 1.
- [67] A. F. Falk, B. Grinstein and M. E. Luke, Leading mass corrections to the heavy quark effective theory, Nucl. Phys. B – 1991 – Vol. 357, p. 185.
- [68] M. Neubert, Model independent extraction of V_{cb} from semileptonic decays, Phys. Lett. B – 1991 – Vol. 264, p. 455.
- [69] S. Godfrey and R. Kokoski, The Properties of p Wave Mesons with One Heavy Quark, Phys. Rev. D – 1991 – Vol. 43, p. 1679.
- [70] H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher et al. [ARGUS Collaboration], Observation of the decay $D_{s1}(2536) \rightarrow D^{*0}K^+$, Phys. Lett. B – 1992 – Vol. 297, p. 425.
- [71] T. Mannel, W. Roberts and Z. Ryzak, A Derivation of the heavy quark effective Lagrangian from QCD, Nucl. Phys. B – 1992 – Vol. 368, p. 204.
- [72] A. F. Falk, M. Neubert and M. E. Luke, The Residual mass term in the heavy quark effective theory, Nucl. Phys. B – 1992 – Vol. 388, p. 363; [hep-ph/9204229].
- [73] T. Sjostrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3: Physics and manual, CERN-TH-6488-92 – 1992.

- [74] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling and B. P. Flannery, Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing, – 1992 – ISBN-9780521430647.
- [75] J. P. Alexander, C. Bebek, K. Berkelman et al. [CLEO Collaboration], Production and decay of the $D_{s1}^+(2536)$, Phys. Lett. B – 1993 – Vol. 303, p. 377.
- [76] P. L. Frabetti, H. W. K. Cheung, J. P. Cumalat et al. [E687 Collaboration], Measurement of the masses and widths of $L = 1$ charm mesons, Phys. Rev. Lett. – 1994 – Vol. 72, p. 324.
- [77] Y. Kubota, M. Lattery, J. K. Nelson et al. [CLEO Collaboration], Observation of a new charmed strange meson, Phys. Rev. Lett. – 1994 – Vol. 72, p. 1972.
- [78] V. M. Braun and I. E. Halperin, Soft contribution to the pion form-factor from light cone QCD sum rules, Phys. Lett. B – 1994 – Vol. 328, p. 457; [hep-ph/9402270].
- [79] P. Avery, A. Freyberger, J. Rodriguez et al. [CLEO Collaboration], Production and decay of $D_1^0(2420)$ and $D_2^{*0}(2460)$, Phys. Lett. B – 1994 – Vol. 331, p. 236; [Erratum-ibid. B – 1995 – Vol. 342, p. 453]; [hep-ph/9403359].
- [80] T. Bergfeld, B. I. Eisenstein, G. Gollin et al. [CLEO Collaboration], Observation of $D_1^+(2420)$ and $D_2^{*+}(2460)$, Phys. Lett. B – 1994 – Vol. 340, p. 194.
- [81] A. E. Asratian, M. Aderhol, V. V. Ammosov et al. [Big Bubble Chamber Neutrino Collaboration], Observation of $D_s^{**}(2536)$ meson production by neutrinos in BEBC, Z. Phys. C – 1994 – Vol. 61, p. 563.
- [82] A. F. Falk and M. E. Peskin, Production, decay, and polarization of excited heavy hadrons, Phys. Rev. D – 1994 – Vol. 49, p. 3320; [hep-ph/9308241].

- [83] M.S. Alam, I. J. Kim, B. Nemati et al. (CLEO Collaboration), Exclusive hadronic B decays to charm and charmonium final states, Phys. Rev. D – 1994 – Vol. 50, p. 43.
- [84] F.Games, MINUIT, Reference manual – CERN, Geneva – 1994.
- [85] GEANT detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup – 1994.
- [86] Belle Technical Design Report, KEK Report 95-7 – 1995.
- [87] A. E. Asratian, M. Aderholz, V. V. Ammosov et al. [Big Bubble Chamber Neutrino Collaboration], Study of D^{*+} and search for D^{**0} production by neutrinos in BEBC, Z. Phys. C – 1995 – Vol. 68, p. 43.
- [88] R. Roncaglia, A. Dzierba, D. B. Lichtenberg and E. Predazzi, Predicting the masses of heavy hadrons without an explicit Hamiltonian, Phys. Rev. D – 1995 – Vol. 51, p. 1248.
- [89] J. E. Bartelt and S. Shukla, Charmed meson spectroscopy, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1995 – Vol. 45, p. 133.
- [90] H. Leutwyler, The Ratios of the light quark masses, Phys. Lett. B – 1996 – Vol. 378, p. 313; [hep-ph/9602366].
- [91] D.M. Asner, M. Athanas, D. W. Bliss et al. (CLEO Collaboration), Search for exclusive charmless hadronic B decays, Phys. Rev. D – 1996 – Vol. 53, p. 1039.
- [92] S. Veseli and I. Dunietz, Decay constants of p and d wave heavy light mesons, Phys. Rev. D – 1996 – Vol. 54, p. 6803; [hep-ph/9607293].
- [93] H. Albrecht, T. Hamacher, R. P. Hofmann et al. [ARGUS Collaboration], Measurement of the decay $D_{s2}^{*+} \rightarrow D^0 K^+$, Z. Phys. C – 1996 – Vol. 69, p. 405.

- [94] V. M. Aulchenko, B. O. Baibusinov, S. E. Baru et al., Detector KEDR tagging system for two photon physics, Nucl. Instrum. Meth. A – 1996 – Vol. 379, p. 360.
- [95] V. M. Aulchenko, A. E. Bondar, A. Yu. Garmash,..., A. S. Kuzmin, et al., Study of the BELLE CsI calorimeter prototype with the BINP tagged photon beam, Nucl. Instrum. Meth. A – 1996 – Vol. 379, p. 491.
- [96] Y. Ohshima, H. S. Ahn, M. Aokia ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Beam test of the CsI(Tl) calorimeter for the BELLE detector at the KEK B factory, Nucl. Instrum. Meth. A – 1996 – Vol. 380, p. 517.
- [97] J. Gronberg, C. M. Korte, D. J. Lange et al. (CLEO Collaboration), Measurement of $\mathcal{B}(B^- \rightarrow D^{*0}\pi^-)$ using Partial Reconstruction, Conference report CLEO CONF 96-25 (1996), contributed paper to the 28th International conference on High Energy Physics – 1996 –(ICHEP 96), Warsaw, Poland.
- [98] K. Kazui, A. Watanabe, S. Osone et al. [Belle Collaboration], Study of the radiation hardness of CsI(Tl) crystals for the BELLE detector, Nucl. Instrum. Meth. A – 1997 – Vol. 394, p. 46.
- [99] D. Buskulic, I. De Bonis, D. Decamp, et al. (ALEPH Collaboration), Production of orbitally excited charm mesons in semileptonic B decays. Z.Phys. C – 1997 – Vol. 73, p. 601.
- [100] K. Ackerstaff, G. Alexander, J. Allison et al. [OPAL Collaboration], Production of P wave charm and charm - strange mesons in hadronic Z^0 decays, Z. Phys. C – 1997 – Vol. 76, p. 425.
- [101] A.K. Leibovich, Z. Ligeti, I.W. Stewart, M.B. Wise, Semileptonic B decays to excited charmed mesons, Phys. Rev. D – 1997 – Vol. 57, p. 308.

- [102] R. Itoh, BASF - BELLE Analysis Framework, Proceedings, 9th International Conference on Computing in High-Energy Physics (CHEP 1997) : Berlin, Germany – 1997.
- [103] H. S. Ahn, V. M. Aulchenko, A. E. Bondar .., A. S. Kuzmin et al., Study of characteristics of the BELLE CsI calorimeter prototype with a BINP tagged photon beam, Nucl. Instrum. Meth. A – 1998 – Vol. 410, p. 179.
- [104] G. J. Feldman and R. D. Cousins, A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals, Phys. Rev. D – 1998 – Vol. 57, p. 3873; [physics/9711021 [physics.data-an]].
- [105] N. Isgur, Spin orbit inversion of excited heavy quark mesons, Phys. Rev. D – 1998 – Vol. 57, p. 4041.
- [106] D. Ebert, V. O. Galkin and R. N. Faustov, Mass spectrum of orbitally and radially excited heavy - light mesons in the relativistic quark model, Phys. Rev. D – 1998 – Vol. 57, p. 5663; [Erratum-ibid. D – 1999 – Vol. 59, p. 019902]; [hep-ph/9712318].
- [107] M. Neubert, Theoretical analysis of $\bar{B} \rightarrow D^{**}\pi$ decays, Phys. Lett. B – 1998 – Vol. 418, p. 173; [hep-ph/9709327].
- [108] P. Abreu, W. Adam, T. Auyeub et al. [DELPHI Collaboration], First evidence for a charm radial excitation, $D^{*'}$, Phys. Lett. B – 1998 – Vol. 426, p. 231.
- [109] G. Brandenburg, R. A. Briere, Y. S. Gao et al. [CLEO Collaboration], A New measurement of $B \rightarrow D^*\pi$ branching fractions, Phys. Rev. Lett. – 1998 – Vol. 80, p. 2762; [hep-ex/9706019].
- [110] J. Anastassov, J. E. Duboscq, D. Fujino et al. (CLEO Collaboration), Investigation of semileptonic B meson decay to P wave charm mesons, Phys. Rev. Lett. – 1998 – Vol. 80, p. 4127.

- [111] Y. Makida, H. Yamaoka, Y. Doi, J. Haba, F. Takasaki, A. Yamamoto, Development of a Superconducting Solenoid Magnet System for the B-Factory Detector (BELLE), *Adv. Cryog. Eng.* – 1998 – Vol. 43, p. 221.
- [112] <http://www.lns.cornell.edu/public/CLEO/soft/qq>.
- [113] M. Tanaka, M. Hazumi, J. Ryuko, K. Sumisawa and D. R. Marlow, A Control and readout system for the BELLE silicon vertex detector, *Nucl. Instrum. Meth. A* – 1999 – Vol. 432, p. 422.
- [114] Y. Shamir, Reducing chiral symmetry violations in lattice QCD with domain wall fermions, *Phys. Rev.* – 1999 – Vol. D59 , p. 054506; [hep-lat/9807012].
- [115] G. P. Lepage, Flavor symmetry restoration and Symanzik improvement for staggered quarks, *Phys. Rev. D* – 1999 – Vol. 59 , p. 074502; [hep-lat/9809157]
- [116] V. M. Braun, A. Khodjamirian and M. Maul, Pion form-factor in QCD at intermediate momentum transfers, *Phys. Rev. D* – 2000 – Vol. 61, p. 073004; [hep-ph/9907495].
- [117] R. Lewis and R. M. Woloshyn, S and P wave heavy light mesons in lattice NRQCD, *Phys. Rev. D* – 2000 – Vol. 62, p. 114507; [hep-lat/0003011].
- [118] A. S. Kuzmin [Belle Collaboration], Status and performance of the BELLE electromagnetic calorimeter, – 2000 – Calorimetry in high energy physics. Proceedings, 9th International Conference, CALOR 2000, Annecy, France, October 9-14, C00-10-09.1, p.645
- [119] S. Anderson, V. V. Frolov, Y. Kubota et al. [CLEO Collaboration], Observation of a broad $L = 1$ $c\bar{q}$ state in $B^- \rightarrow D^{*+}\pi^-\pi^-$ at CLEO, *Nucl. Phys. A* – 2000 – Vol. 663, p. 647; [hep-ex/9908009].

- [120] H. Ikeda, A. Satpathy, B. S. Ahn .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20-MeV and 5.4-GeV, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 441, p. 401.
- [121] A. Abashian, K. Abe, K. Abe et al. [BELLE Collaboration], The K_L/μ detector subsystem for the BELLE experiment at the KEK B factory Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 449, p. 112.
- [122] G. Alimonti, H. Aihara, J. Alexander et al. [BELLE Collaboration], The BELLE silicon vertex detector, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 453, p. 71.
- [123] H. Kichimi, Y. Yoshimura, T. Browder et al., The BELLE TOF system, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 453, p. 315.
- [124] T. Iijima, I. Adachi, R. Enomoto et al., Aerogel Cherenkov counter for the BELLE detector, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 453, p. 321.
- [125] H. Hirano, M. Akatsu, Y. Fujita et al., A high resolution cylindrical drift chamber for the KEK B factory, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 455, p. 294.
- [126] M. Z. Wang, H. C. Huang, M. C. Lee et al., Beam test of the BELLE extreme forward calorimeter at KEK, Nucl. Instrum. Meth. A – 2000 – Vol. 455, p. 319.
- [127] D. J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package, Nucl. Instrum. Meth. A – 2001 – Vol. 462, p. 152.
- [128] K. G. Chetyrkin and M. Steinhauser, Heavy - light current correlators at order α_s^2 in QCD and HQET, Eur. Phys. J. C – 2001 – Vol. 21, p. 319; [hep-ph/0108017].

- [129] E. M. Aitala, S. Amato, J. C. Anjos et al. [E791 Collaboration], Study of the $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ decay and measurement of f_0 masses and widths, Phys. Rev. Lett. – 2001 – Vol. 86, p. 765; [hep-ex/0007027].
- [130] K. Abe, K. Abe, R. Abe .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of large CP violation in the neutral B meson system, Phys. Rev. Lett. – 2001 – Vol. 87, p. 091802; [hep-ex/0107061].
- [131] K. Abe, K. Abe, I. Adachi .., A. Kuzmin et al. [BELLE Collaboration], Observation of Cabibbo suppressed $B \rightarrow D^{(*)} K^-$ decays at BELLE, Phys. Rev. Lett. – 2001 – Vol. 87, p. 111801; [hep-ex/0104051].
- [132] Y. Zheng [BELLE Collaboration], Rare B meson decays to charmed final states at Belle ($B \rightarrow D^{(*)} K^-, B^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$), Int. J. Mod. Phys. A – 2001 – Vol. 16S1A, p. 464.
- [133] N. Uraltsev, New exact heavy quark sum rules, Phys. Lett. B – 2001 – Vol. 501, p. 86; [hep-ph/0011124].
- [134] A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, J. C. Raynal and V. Morenas, Uraltsev sum rule in Bakamjian-Thomas quark models, Phys. Lett. B – 2001 – Vol. 520, p. 25; [hep-ph/0105247].
- [135] A. Le Yaouanc, L. Oliver, O. Pene, J. C. Raynal and V. Morenas, On P wave meson decay constants in the heavy quark limit of QCD, Phys. Lett. B – 2001 – Vol. 520, p. 59; [hep-ph/0107047].
- [136] S. Kopp, M. Kostin, A. H. Mahmood et al. (CLEO Collaboration), Dalitz analysis of the decay $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, Phys. Rev. D – 2001 – Vol. 63, p. 092001.
- [137] M. Di Pierro and E. Eichten, Excited heavy - light systems and hadronic transitions, Phys. Rev. D – 2001 – Vol. 64, p. 114004; [hep-ph/0104208].

- [138] G. Amoros, J. Bijnens and P. Talavera, QCD isospin breaking in meson masses, decay constants and quark mass ratios, Nucl. Phys. B – 2001 – Vol. 602, p. 87; [hep-ph/0101127].
- [139] J. H. Kuhn and M. Steinhauser, Determination of α_s and heavy quark masses from recent measurements of R_s , Nucl. Phys. B – 2001 – Vol. 619, p. 588; [Nucl. Phys. B – 2002 – Vol. 640, p. 415]; [hep-ph/0109084].
- [140] R. Frezzotti, P. A. Grassi, S. Sint and P. Weisz [Alpha Collaboration], Lattice QCD with a chirally twisted mass term, JHEP – 2001 – Vol. 0108 , p. 058.
- [141] N. Paver, On the QCD sum rule determination of the strange quark mass, Int. J. Mod. Phys. A – 2001 – Vol. 16S1B, p. 588.
- [142] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1, Comput. Phys. Commun. – 2001 – Vol. 135, p. 238; [hep-ph/0010017].
- [143] M. Jamin and B. O. Lange, f_B and f_{B_s} from QCD sum rules, Phys. Rev. D – 2002 – Vol. 65, p. 056005; [hep-ph/0108135].
- [144] K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura et al. (Particle Data Group), Review of Particle Physics, Phys. Rev. D – 2002 – Vol. 66, p. 010001.
- [145] A. Heister, S. Schael, R. Barate et al. [ALEPH Collaboration], Production of D_s^{**} mesons in hadronic Z decays, Phys. Lett. B – 2002 – Vol. 526, p. 34.
- [146] K. Abe, K. Abe, R. Abe, .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Measurement of $B(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ l^- \bar{\nu})$ and determination of $|V_{cb}|$, Phys. Lett. B – 2002 – Vol. 526, p. 258; [hep-ex/0111082].
- [147] R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, A. B. Arbuzov, .., A. S. Kuzmin et

- al. (CMD-2 Collaboration), Measurement of $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ cross section with CMD-2 around ρ meson, Phys. Lett. B – 2002 – Vol. 527, p. 161.
- [148] Y. .S. Kalashnikova and A. V. Nefediev, Orbitally excited D and B mesons in the approach of the QCD string with quarks at the ends, Phys. Lett. B – 2002 – Vol. 530, p. 117; [hep-ph/0112330].
- [149] A. Drutskoy, K. Abe, K. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of $B \rightarrow D^{(*)}K^-K^{0(*)}$ decays, Phys. Lett. B – 2002 – Vol. 542, p. 171; [hep-ex/0207041].
- [150] H. Muramatsu, S. J. Richichi1, H. Severini et al. [CLEO Collaboration], Dalitz analysis of $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$, Phys. Rev. Lett. – 2002 – Vol. 89, p. 251802; [Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. 90, p. 059901]; [hep-ex/0207067].
- [151] M. Jamin, J. A. Oller and A. Pich, Light quark masses from scalar sum rules, Eur. Phys. J. C – 2002 – Vol. 24, p. 237; [hep-ph/0110194].
- [152] A. H. Hoang, Heavy quarkonium dynamics, In Shifman, N. (ed.): At the frontier of particle physics. – 2002 – Vol. 4* p. 2215; [hep-ph/0204299].
- [153] B. Aubert, A. Bazana, A. Boucham et al. [BaBar Collaboration], The BaBar detector, Nucl. Instrum. Meth. A – 2002 – Vol. 479, p. 1; [hep-ex/0105044].
- [154] A. Abashian, K. Gotow, N. Morgan, ..., A. Kuzmin et al., The Belle Detector, Nucl. Instrum. Meth. A – 2002 – Vol. 479, p. 117.
- [155] D. Besson, S. Anderson, V. V. Frolov et al. [CLEO Collaboration], Observation of a narrow resonance of mass 2.46-GeV/ c^2 decaying to $D_s^{*+}\pi^0$ and confirmation of the $D_{sJ}^*(2317)$ state, Phys. Rev. D – 2003 – Vol. 68, p. 032002; [Erratum-ibid. D – 2007 – Vol. 75, p. 119908]
- [156] R. N. Cahn and J. D. Jackson, Spin orbit and tensor forces in heavy quark

- light quark mesons: Implications of the new D_s state at 2.32-GeV, Phys. Rev. D – 2003 – Vol. 68, p. 037502; [hep-ph/0305012].
- [157] T. Barnes, F. E. Close and H. J. Lipkin, Implications of a DK molecule at 2.32-GeV, Phys. Rev. D – 2003 – Vol. 68, p. 054006; [hep-ph/0305025].
- [158] K. Abe, K. Abe, N. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Evidence for CP violating asymmetries $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ decays and constraints on the CKM angle ϕ_2 , Phys. Rev. D – 2003 – Vol. 68, p. 012001; [hep-ex/0301032].
- [159] W. A. Bardeen, E. J. Eichten and C. T. Hill, Chiral multiplets of heavy - light mesons, Phys. Rev. D – 2003 – Vol. 68, p. 054024; [hep-ph/0305049].
- [160] A. Satpathy, K Abe, R Abe, ..., A. Kuzmin et al. (Belle Collaboration), Study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^{0(*)}\pi^+\pi^-$ decays, Phys. Lett. B – 2003 – Vol. 553, p. 159.
- [161] H. Y. Cheng and W. S. Hou, B decays as spectroscopy for charmed four quark states, Phys. Lett. B – 2003 – Vol. 566, p. 193; [hep-ph/0305038].
- [162] S. Godfrey, Testing the nature of the $D_{sJ}^*(2317)^+$ and $D_{sJ}(2463)^+$ states using radiative transitions, Phys. Lett. B – 2003 – Vol. 568, p. 254; [hep-ph/0305122].
- [163] A. Dougall, R. D Kenway, C. M Maynard et al. [UKQCD Collaboration], The Spectrum of D_s mesons from lattice QCD, Phys. Lett. B – 2003 – Vol. 569, p. 41; [hep-lat/0307001].
- [164] P. Colangelo and F. De Fazio, Understanding $D_{sJ}(2317)$, Phys. Lett. B – 2003 – Vol. 570, p. 180; [hep-ph/0305140].
- [165] B. Aubert, R. Barate1, D. Boutigny et al. [BABAR Collaboration], Observation of a narrow meson decaying to $D_s^+\pi^0$ at a mass of 2.32-GeV/ c^2 , Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. 90, p. 242001.

- [166] E. van Beveren and G. Rupp, Observed $D_s(2317)$ and tentative $D(2030)$ as the charmed cousins of the light scalar nonet, Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. 91, p. 012003; [hep-ph/0305035].
- [167] R. L. Jaffe and F. Wilczek, Diquarks and exotic spectroscopy, Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. 91, p. 232003.
- [168] S. K. Choi, S. L. Olsen, K. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of a narrow charmonium - like state in exclusive $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. 91, p. 262001; [hep-ex/0309032].
- [169] P. Krokovny, K. Abe, K. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of the $D_{sJ}(2317)$ and $D_{sJ}(2457)$ in B decays, Phys. Rev. Lett. – 2003 – Vol. 91, p. 262002; [hep-ex/0308019].
- [170] M. Luscher, Lattice QCD and the Schwarz alternating procedure, JHEP – 2003 – Vol. 0305, p. 052; [hep-lat/0304007].
- [171] B. L. Ioffe and K. N. Zybalyuk, Gluon condensate in charmonium sum rules with three loop corrections, Eur. Phys. J. C – 2003 – Vol. 27, p. 229; [hep-ph/0207183].
- [172] S. Kurokawa, Overview of the KEKB accelerators, Nucl. Instrum. Meth. A – 2003 – Vol. 499, p. 1.
- [173] Y. Mikami, K. Abe, T. Abe et al. [Belle Collaboration], Measurements of the D_{sJ} resonance properties, Phys. Rev. Lett. – 2004 – Vol. 92, p. 012002; [hep-ex/0307052].
- [174] B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny et al. [BABAR Collaboration], Study of $B \rightarrow D_{sJ}^{(*)+} \bar{D}^{(*)}$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2004 – Vol. 93, p. 181801; [hep-ex/0408041].

- [175] A. V. Evdokimov, U. Akgun, G. Alkhazov et al. [SELEX Collaboration], First observation of a narrow charm-strange meson $D_{sJ}^+(2632) \rightarrow D_s^+ \eta$ and $D^0 K^+$, Phys. Rev. Lett. – 2004 – Vol. 93, p. 242001.
- [176] G. S. Bali, Lattice calculations of hadron properties, Eur. Phys. J. A – 2004 – Vol. 19, p. 1; [hep-lat/0308015].
- [177] R. Frezzotti, G. C. Rossi, Twisted mass lattice QCD with mass nondegenerate quarks, Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2004 – Vol. 128, p. 193; [hep-lat/0311008].
- [178] K. Abe, K. Abe, N. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Study of $B^0 \rightarrow D^{(*)0} \pi^+ \pi^-$ decays, – 2004 – hep-ex/0412072.
- [179] B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny et al. [BABAR Collaboration], Observation of a narrow meson decaying to $D_s^+ \pi^0 \gamma$ at a mass of 2.458-GeV/c², Phys. Rev. D – 2004 – Vol. 69, p. 031101; [hep-ex/0310050].
- [180] K. Abe, K. Abe, T. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Study of $B^- \rightarrow D^{**0} \pi^- (D^{**0} \rightarrow D^{(*)+} \pi^-)$ decays, Phys. Rev. D – 2004 – Vol. 69, p. 112002; [hep-ex/0307021].
- [181] A. Poluektov, K. Abe, T. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Measurement of ϕ_3 with Dalitz plot analysis of $B^\pm \rightarrow D^{(*)} K^\pm$ decay, Phys. Rev. D – 2004 – Vol. 70, p. 072003; [hep-ex/0406067].
- [182] M. Artuso, C. Boulahouache, S. Blusk et al. [CLEO Collaboration], Charm meson spectra in $e^+ e^-$ annihilation at 10.5-GeV c.m.e., Phys. Rev. D – 2004 – Vol. 70, p. 112001; [hep-ex/0402040].
- [183] J. M. Link, P. M. Yagera, J. C. Anjos et al. [FOCUS Collaboration], Measurement of masses and widths of excited charm mesons D_2^* and evidence for broad states, Phys. Lett. B – 2004 – Vol. 586, p. 11; [hep-ex/0312060].

- [184] D. A. Epifanov [CMD-2 Collaboration], New study of $\Phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ decay with CMD-2 detector, Frascati Phys. Ser. – 2004 – Vol. 36, p. 389.
- [185] А. Н. Винокурова, Восстановление времени и энергии частиц в калориметре SuperBelle, диссертация на соискание степени бакалавра, НГУ, Новосибирск – 2004.
- [186] D. M. Beylin, A. I. Korchagin, A. S. Kuzmin et al. Study of the radiation hardness of CsI(Tl) scintillation crystals, Nucl. Instrum. Meth. A – 2005 – Vol. 541, p. 501; [physics/0403136].
- [187] A. Garmash, K. Abe, K. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Dalitz analysis of the three-body charmless decays $B^+ \rightarrow K^+\pi^+\pi^-$ and $B^+ \rightarrow K^+K^+K^-$, Phys. Rev. D – 2005 – Vol. 71, p. 092003; [hep-ex/0412066].
- [188] F. Jugeau, A. Le Yaouanc, L. Oliver and J. C. Raynal, The decays $\bar{B} \rightarrow D^{**}\pi$ and the Isgur-Wise functions $\tau_{1/2}(w)$, $\tau_{3/2}(w)$, Phys. Rev. D – 2005 – Vol. 72, p. 094010.
- [189] K. Abe, K. Abe, I. Adachi, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of the $D_1(2420) \rightarrow D\pi^+\pi^-$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2005 – Vol. 94, p. 221805; [hep-ex/0410091].
- [190] M. Nakao and M. Tanaka, Serial-bus based trigger timing distribution system for SuperBelle, IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2005 – Vol. 52, p. 1196.
- [191] A. Kuzmin [Belle Collaboration], Charm physics at BELLE, – 2005 – Les Rencontres de physique de la Vall’ee d’Aoste, results and perspectives in particle physics, La Thuile, Aoste Valley, February 27 - March 5, C05-02-27.1, p.281.
- [192] A. Kuzmin [Belle Collaboration], Study of D^{**} at Belle, Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2006 – Vol. 162, 228.

- [193] A. Kuzmin [Belle Collaboration], New resonances and spectroscopy, – 2006 – Deep inelastic scattering. Proceedings, 14th International Workshop, DIS 2006, Tsukuba, Japan, April 20-24, C06-04-20.1, p.519.
- [194] P. Raimondi, Status on Super-B Effort, Conf. Proc. C – 2006 – Vol. 0606141, p. 104.
- [195] M. Karliner and H. J. Lipkin, Diquarks and antiquarks in exotics: A Menage a trois and a menage a quatre, Phys. Lett. B – 2006 – Vol. 638, p. 221.
- [196] R. Seuster, K. Abe, H. Aihara, .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Charm hadrons from fragmentation and B decays in e^+e^- annihilation at $\sqrt{s} = 10.6$ -GeV, Phys. Rev. D – 2006 – Vol. 73, p. 032002; [hep-ex/0506068].
- [197] A. Abulencia, D. Acosta, J. Adelman et al. [CDF Collaboration], Measurement of mass and width of the excited charmed meson states D_1^0 and D_2^{*0} at CDF, Phys. Rev. D – 2006 – Vol. 73, p. 051104; [hep-ex/0512069].
- [198] B. Aubert, R. Barate, M. Bona et al. [BABAR Collaboration], Study of the decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\omega\pi^-$, Phys. Rev. D – 2006 – Vol. 74, p. 012001; [hep-ex/0604009].
- [199] B. Aubert, R. Barate, M. Bona et al. [BABAR Collaboration], Study of $B \rightarrow D^{(*)}D_{sJ}^{(*)}$ Decays and Measurement of D_s^- and $D_{sJ}(2460)$ - Branching Fractions, Phys. Rev. D – 2006 – Vol. 74, p. 031103; [hep-ex/0605036].
- [200] B. Aubert, R. Barate, M. Bona et al. [BABAR Collaboration], A Study of the $D_{sJ}^*(2317)$ and $D_{sJ}(2460)$ Mesons in Inclusive $c\bar{c}$ Production Near $\sqrt{s} = 10.6$ -GeV Phys. Rev. D – 2006 – Vol. 74, p. 032007.

- [201] M. Cacciari, P. Nason and C. Oleari, A Study of heavy flavored meson fragmentation functions in e^+e^- annihilation, JHEP – 2006 – Vol. 0604, p. 006; [hep-ph/0510032].
- [202] B. Aubert, R. Barate, M. Bona et al. [BABAR Collaboration], Observation of a New D_s Meson Decaying to DK at a Mass of 2.86-GeV/ c^2 , Phys. Rev. Lett. – 2006 – Vol. 97, p. 222001.
- [203] C. Urbach, K. Jansen, A. Shindler, U. Wenger, HMC algorithm with multiple time scale integration and mass preconditioning, Comput. Phys. Commun. – 2006 – Vol. 174 , p. 87; [hep-lat/0506011].
- [204] H. Aihara, Y. Asano, T. Aso et al., Belle SVD2 vertex detector, Nucl. Instrum. Meth. A – 2006 – Vol. 568, p. 269.
- [205] O. Lakhina and E. S. Swanson, A Canonical $D_s(2317)$?, Phys. Lett. B – 2007 – Vol. 650, p. 159; [hep-ph/0608011].
- [206] M. Staric, B. Golob, K. Abe, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Evidence for $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing, Phys. Rev. Lett. – 2007 – Vol. 98, p. 211803; [hep-ex/0703036].
- [207] W. M. Wilcox, Deflation methods in fermion inverters, PoS – 2007 – Vol. LAT2007 , p. 025; [arXiv:0710.1813 [hep-lat]].
- [208] M. A. Clark, A. D. Kennedy, Accelerating Staggered Fermion Dynamics with the Rational Hybrid Monte Carlo (RHMC) Algorithm, Phys. Rev. D – 2007 – Vol. 75 011502; [hep-lat/0610047].
- [209] V. Bernard and U. G. Meissner, Chiral perturbation theory, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2007 – Vol. 57, p. 33; [hep-ph/0611231].
- [210] A. Garmash, K. Abe, I. Adachi, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Dalitz Analysis of Three-body Charmless $B^0 \rightarrow K^0\pi^+\pi^-$ Decay, Phys. Rev. D – 2007 – Vol. 75, p. 012006; [hep-ex/0610081].

- [211] A. Kuzmin, K. Abe, I. Adachi et al. [Belle Collaboration], Study of $\bar{B}^0 \rightarrow D^0 \pi^+ \pi^-$ decays, Phys. Rev. D – 2007 – Vol. 76, p. 012006; [hep-ex/0611054].
- [212] A. Faessler, T. Gutsche, V. E. Lyubovitskij and Y. L. Ma, D^*K molecular structure of the $D_{s1}(2460)$ meson, Phys. Rev. D – 2007 – Vol. 76, p. 114008; [arXiv:0709.3946 [hep-ph]].
- [213] A. Kuzmin, Charm meson spectroscopy at Belle, AIP Conf. Proc. – 2008 – Vol.1030, 74.
- [214] K. Inami, Development of a TOP counter for the super B factory, Nucl. Instrum. Meth. A – 2008 – Vol. 595, p. 96.
- [215] J. Brodzicka, H. Palka, I. Adachi et al. [Belle Collaboration], Observation of a new D_{sJ} meson in $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 D^0 K^+$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2008 – Vol. 100, p. 092001; [arXiv:0707.3491 [hep-ex]].
- [216] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. [BaBar Collaboration], Measurement of the Branching Fractions of $\bar{B} \rightarrow D^{*} l^- \bar{\nu}_l$ Decays in Events Tagged by a Fully Reconstructed B Meson, Phys. Rev. Lett. – 2008 – Vol. 101, p. 261802; [arXiv:0808.0528 [hep-ex]].
- [217] B. Aubert, M. Bona, D. Boutigny et al. [BABAR Collaboration], Study of Resonances in Exclusive B Decays to $\bar{D}^{(*)} D^{(*)} K$, Phys. Rev. D – 2008 – Vol. 77, p. 011102.
- [218] V. Balagura, I. Adachi, H. Aihara, .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^+ \pi^- K^+$ and angular decomposition of $D_{s1}(2536)^+ \rightarrow D^{*+} K_S^0$, Phys. Rev. D – 2008 – Vol. 77, p. 032001.
- [219] D. Liventsev, I. Adachi, H. Aihara, .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Study of $B \rightarrow D^{*} l \nu$ with full reconstruction tagging, Phys. Rev. D – 2008 – Vol. 77, p. 091503; [arXiv:0711.3252 [hep-ex]].

- [220] I. V. Bedny, A. E. Bondar, V. V. Cherepkov, ..., A. S. Kuzmin et al., Study of the radiation hardness of the pure CsI crystals, Nucl. Instrum. Meth. A – 2009 – Vol. 598, p. 273.
- [221] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. [BaBar Collaboration], Dalitz Plot Analysis of $B^- \rightarrow D^+ \pi^- \pi^-$, Phys. Rev. D – 2009 – Vol. 79, p. 112004; [arXiv:0901.1291 [hep-ex]].
- [222] R. Mizuk, I. Adachi, H. Aihara, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Dalitz analysis of $B \rightarrow K \pi^+ \psi'$ decays and the $Z(4430)^+$, Phys. Rev. D – 2009 – Vol. 80, p. 031104; [arXiv:0905.2869 [hep-ex]].
- [223] B. Aubert, Y. Karyotakis, J. P. Lees et al. [BABAR Collaboration], Study of D_{sJ} decays to $D^* K$ in inclusive $e^+ e^-$ interactions, Phys. Rev. D – 2009 – Vol. 80, p. 092003; [arXiv:0908.0806 [hep-ex]].
- [224] V. M. Abazov, B. Abbott, M. Abolins et al. [D0 Collaboration], Measurement of the B_s^0 semileptonic branching ratio to an orbitally excited D_s state, $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow D_{s1}^-(2536) \mu^+ \nu X)$, Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. 102, p. 051801.
- [225] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. [BABAR Collaboration], Measurement of Semileptonic B Decays into Orbitally-Excited Charmed Mesons, Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. 103, p. 051803; [arXiv:0808.0333 [hep-ex]].
- [226] B. Aubert, M. Bona, Y. Karyotakis et al. [BaBar Collaboration], Measurement of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing from a time-dependent amplitude analysis of $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2009 – Vol. 103, p. 211801; [arXiv:0807.4544 [hep-ex]].
- [227] Y. Suetsugu, K. i. Kanazawa, K. Shibata, H. Hisamatsu and M. Shirai, Vacuum system for high-current $e^- e^+$ accelerators, ICFA Beam Dyn. Newslett. – 2009 – Vol. 48, p. 118.

- [228] S. Chekanov, M. Derrick, S. Magill et al. [ZEUS Collaboration], Production of excited charm and charm-strange mesons at HERA, *Eur. Phys. J. C* – 2009 – Vol. 60, p. 25; [arXiv:0807.1290 [hep-ex]].
- [229] T. Abe, I. Adachi, K. Adamczyk,..., A. Kuzmin et al. [Belle-II Collaboration], Belle II Technical Design Report, – 2009 – ; arXiv:1011.0352 [physics.ins-det].
- [230] A. Kuzmin [Belle Collaboration], Heavy quarkonium and quarkonium-like states at Belle and BaBar, *PoS DIS – 2010 – Vol. 2010*, 118.
- [231] A. Kuzmin [Belle ECL Collaboration], Endcap calorimeter for SuperBelle based on pure CsI crystals, *Nucl. Instrum. Meth. A* – 2010 – Vol. 623, p. 252.
- [232] A. Poluektov, A. Bondar, B. D. Yabsley, .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Evidence for direct CP violation in the decay $B \rightarrow D^{(*)}K$, $D \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ and measurement of the CKM phase ϕ_3 , *Phys. Rev. D* – 2010 – Vol. 81, p. 112002; [arXiv:1003.3360 [hep-ex]].
- [233] P. del Amo Sanchez, J. P. Lees, V. Poireau et al. [The BABAR Collaboration], Observation of new resonances decaying to $D\pi$ and $D^*\pi$ in inclusive e^+e^- collisions near $\sqrt{s}=10.58$ GeV, *Phys. Rev. D* – 2010 – Vol. 82, p. 111101; [arXiv:1009.2076 [hep-ex]].
- [234] 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 ICHEP – 2010 – p. 250*. [arXiv:1007.4464 [hep-ex]].
- [235] A. Kuzmin [Belle ECL Collaboration], Bottomonium results at Belle – 2011 – Proceedings of the XIV International Conference on Hadron Spectroscopy hadron2011, 13-17 June 2011 Kunstlerhaus, Munich, Germany p.392.

- [236] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. [LHCb Collaboration], First observation of $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_{s2}^{*+} X \mu^- \bar{\nu}$ decays, Phys. Lett. B – 2011 – Vol. 698, p. 14; [arXiv:1102.0348 [hep-ex]].
- [237] R. Aaij, C. Abellan Beteta, A. Adametz et al. [LHCb Collaboration], Study of D_{sJ} decays to $D^+ K_S^0$ and $D^0 K^+$ final states in pp collisions, JHEP – 2012 – Vol. 1210, p. 151; [arXiv:1207.6016 [hep-ex]].
- [238] A. Bondar, A. Garmash, R. Mizuk, .., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Observation of two charged bottomonium-like resonances in $Y(5S)$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. 108, p. 122001; [arXiv:1110.2251 [hep-ex]].
- [239] I. Adachi, H. Aihara, D. M. Asner, .., A. Kuzmin et al., Precise measurement of the CP violation parameter $\sin 2\phi_1$ in $B^0 \rightarrow (c\bar{c})K^0$ decays, Phys. Rev. Lett. – 2012 – Vol. 108, p. 171802; [arXiv:1201.4643 [hep-ex]].
- [240] J. Dalseno, K. Prothmann, C. Kiesling,.., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Measurement of the CP violation parameters in $B^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ decays, Phys. Rev. D – 2013 – Vol. 88, no. 9, p. 092003; [arXiv:1302.0551 [hep-ex]].
- [241] T. Abe, K. Akai, N. Akasaka et al., Achievements of KEKB. Prog.Theor.Exp.Phys. – 2013 – Vol. 2013, p. A03001.
- [242] H. Abramowicz, I. Abt, L. Adamczyk et al. [ZEUS Collaboration], Production of the excited charm mesons D_1 and D_2^* at HERA, Nucl. Phys. B – 2013 – Vol. 866, p. 229; [arXiv:1208.4468 [hep-ex]].
- [243] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. [LHCb Collaboration], Study of D_J meson decays to $D^+ \pi^-$, $D^0 \pi^+$ and $D^{*+} \pi^-$ final states in pp collision, JHEP – 2013 – Vol. 1309, p. 145; [arXiv:1307.4556].

- [244] A. Kuzmin [Belle-II ECL Team Collaboration], Upgrade of the electromagnetic calorimeter for Belle-II, Proceedings, International Conference on Calorimetry for the High Energy Frontier (CHEF 2013), Paris, France, – 2013 – p. 83.
- [245] V. Vorobyev, A. Kuzmin, D. Matvienko and A. Vinokurova, Testbench of shaper-digitizer modules for Belle II calorimeter, JINST – 2014 – Vol. 9, p. C08016.
- [246] V. Aulchenko, B. G. Cheon, A. Kuzmin et al., Upgrade of trigger and DAQ for CsI at Belle II, JINST – 2014 – Vol. 9, p. C09014.
- [247] K. Miyabayashi, V. Aulchenko, B. G. Cheon, ..., A. Kuzmin et al. Upgrade of the Belle II electromagnetic calorimeter, JINST – 2014 – Vol. 9, p. P09011.
- [248] P. Vanhoefer, J. Dalseno, C. Kiesling, ..., A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Study of $B^0 \rightarrow \rho^0 \rho^0$ decays, implications for the CKM angle ϕ_2 and search for other B0 decay modes with a four-pion finalstate, Phys. Rev. D – 2014 – Vol. 89, p. no. 7, 072008; [Phys. Rev. D – 2014 – Vol. 89, p. no. 11, 119903]; [arXiv:1212.4015 [hep-ex]].
- [249] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. [LHCb Collaboration], Observation of overlapping spin-1 and spin-3 $\bar{D}^0 K^-$ resonances at mass $2.86 \text{ GeV}/c^2$, Phys. Rev. Lett. – 2014 – Vol. 113, p. 162001; [arXiv:1407.7574 [hep-ex]].
- [250] K. A. Olive, K. Agashe, C. Amsler et al. [Particle Data Group Collaboration], Review of Particle Physics, Chin. Phys. C – 2014 – Vol. 38, p. 090001.
- [251] A. Garmash, A. Bondar, A. Kuzmin et al. [Belle Collaboration], Amplitude analysis of $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(nS)\pi^+\pi^-$ at $\sqrt{s} = 10.865 \text{ GeV}$, Phys. Rev. D – 2015 – Vol. 91, p. no. 7, 072003; [arXiv:1403.0992 [hep-ex]].

- [252] В.М. Аульченко, В.Н. Жилич,..., А.С. Кузьмин и др. Структура и алгоритм функционирования аппаратуры многоканального кристаллического калориметра для работы при больших нагрузках Автометрия, – 2015 – Vol. 1, p. 39.
- [253] T. Aushev, D. Z. Besson, K. Chilikin, et al., A scintillator based endcap K_L and muon detector for the Belle II experiment, Nucl. Instrum. Meth. A – 2015 – Vol. 789, p. 134; [arXiv:1406.3267 [physics.ins-det]].
- [254] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. [LHCb Collaboration], Dalitz-plot Analysis of $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$, – 2015 – ; [arXiv:1505.01710 [hep-ex]].