

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Государственный Научный Центр Российской Федерации —
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики»

На правах рукописи

СОЛОВЬЁВА Елена Игоревна

**Изучение странных очарованных барионов и первое
обнаружение барионного распада B_s^0**

Специальность 01.04.23 — «Физика высоких энергий»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Р. Н. Чистов

Москва, 2014

Содержание

Введение	4
1 Спектроскопия очарованных барионов	7
1.1 Кварковая модель для основных состояний	7
1.2 Возбуждённые состояния	11
1.3 Экспериментальный статус	13
2 Трёхчастичные барионные распады В-мезонов	18
2.1 Диаграммы распадов	18
2.2 Пороговый эффект и теоретические модели	23
3 \mathbf{B}_s^0-мезоны в эксперименте Belle	29
4 Эксперимент Belle	32
4.1 Ускоритель КЕКВ	32
4.2 Детектор Belle	35
4.2.1 Кремниевый детектор	40
4.2.2 Дрейфовая камера	44
4.2.3 Времяпролётная система	46
4.2.4 Аэрогелевый черенковский счётчик	48
4.2.5 Электромагнитный калориметр	49
4.2.6 Мюонный детектор	52
4.3 Идентификация заряженных частиц	54
5 Изучение $\mathbf{\Omega}_c^0$ и $\mathbf{\Omega}_c^{*0}$ в эксперименте Belle	56
5.1 Критерии отбора событий	57
5.2 Измерение массы $\mathbf{\Omega}_c^0$	60
5.3 Проверка сигнала $\mathbf{\Omega}_c^0 \rightarrow \mathbf{\Omega}^- \pi^+$	62
5.4 Подтверждение $\mathbf{\Omega}_c^{*0}$	65
5.5 Проверка сигнала $\mathbf{\Omega}_c^{*0} \rightarrow \mathbf{\Omega}_c^0 \gamma$	70
5.6 Исследование импульсного спектра	73

6	Экспериментальное обнаружение распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$	75
6.1	Данные, использованные для анализа	75
6.2	Критерии отбора событий	76
6.3	Восстановление B_s^0 -мезона в распаде $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$	77
6.4	Подавление фона	80
6.5	Процедура аппроксимации	83
6.6	Проверки полученного результата	90
6.7	Систематическая ошибка измерения и результат	98
6.8	Изучение двухчастичных инвариантных масс	99
	Заключение	102
	Благодарности	104
	Список литературы	105
	Список иллюстраций	112
	Список таблиц	118

Введение

Этот год знаменует 40^ю годовщину открытия в 1974^{ом} году J/ψ — узкого мезонного резонанса с массой $3,1 \text{ ГэВ}/c^2$ [1]. С открытием J/ψ в физике элементарных частиц началась новая эра. В последующие годы это состояние было успешно объяснено как связанное состояние, скомпанованное из тяжёлого очарованного кварка с массой $m_c \approx 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$ и зарядом $+2/3$ и его античастицы. Вскоре после открытия состояния J/ψ с так называемым скрытым очарованием были обнаружены адроны с так называемым открытым очарованием, состоящие из очарованного кварка и лёгкого антикварка или пары кварков. Первый кандидат в состояния очарованных барионов был обнаружен в 1975^{ом} году во взаимодействиях нейтрино [2]. Вскоре за этим, в 1976^{ом} году, последовала идентификация очарованных мезонных состояний экспериментом Mark I на электрон-позитронном ускорителе SPEAR [3]. Оглядываясь назад, очарованные адроны, вероятно, могли бы быть обнаружены на несколько лет раньше во взаимодействиях космических лучей [4].

Открытие [5] в 1977^{ом} году семейства мезонов Υ было первым указанием на существование пятого кварка, прелестного кварка b , с массой $m_b \approx 5 \text{ ГэВ}/c^2$ и зарядом $-1/3$. И снова мезоны с открытой прелестью, состоящие из тяжёлого прелестного кварка и лёгкого антикварка, были обнаружены несколько позже [6].

Проект японской B -фабрики KEKB был одобрен японским правительством 20 лет назад, в 1994^{ом} году. И в январе того же года в Женском университете г. Нара (Япония) состоялось совещание, на котором голосованием было утверждено имя «Belle» для будущего эксперимента. Оно обыгрывало название пятого кварка (beauty), представлявшего главный интерес для B -фабрик. Это имя также можно разложить на «B-el-le», косвенно указывая на столкновения электронов (el) и их противоположностей — позитронов (le) — для рождения B -мезонов. Строительство ускорителя и детектора началось в апреле 1994^{го} года.

В течение своей работы B -фабрика KEKB и эксперимент Belle смогли не только блестяще подтвердить теорию CP -нарушения в B -мезонах, но и стали богатым источником очарованных барионов как из распадов B -мезонов, так и из фрагментации $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$. При этом изучение очарованных барионов и их возбуждённых состояний связано с барионными распадами B -мезонов, особенности которых отражают свойства и слабого вза-

имодействия, и процесса адронизации кварков. Анализ этих данных позволяет исследовать процессы образования барионов, что непосредственно связано с внутренней динамикой самих очарованных барионов: реализация КХД, используемая для предсказания свойств очарованных барионов, описывает и их рождение в распадах B -мезонов. Так, при изучении резонансной структуры барионных распадов были найдены новые состояния. Кроме того, анализ возбуждённых очарованных барионов, образовавшихся только при $c\bar{c}$ -фрагментации, не всегда даёт возможность поставить экспериментальное ограничение на их квантовые числа. Таким образом, новая информация по свойствам очарованных барионов может использоваться для проверки феноменологических моделей и уточнения нашего понимания реализации КХД в области малых и промежуточных энергий.

Темой диссертации является самое точное на сегодняшний день измерение массы очарованного дважды странного бариона Ω_c^0 , подтверждение экспериментального обнаружения его возбуждённого состояния — Ω_c^{*0} — и измерение разницы масс Ω_c^{*0} и Ω_c^0 , а также первое обнаружение распада B_s -мезона с очарованным барионом в конечном состоянии и измерение его относительной вероятности.

Данные, использованные для анализа, были получены на детекторе Belle [7], работавшем с 1998^{го} по 2010^{ый} годы на асимметричном e^+e^- ускорителе КЕКВ [8].

Основные материалы диссертации опубликованы в работах [9, 10]. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на совещаниях международного сотрудничества Belle, а также многочисленных международных конференциях и школах, включая ESHER 2010 (г. Расеборг, Финляндия), TES 2010 (г. Изворани, Румыния), Excited QCD 2013 (г. Сараево, Босния и Герцеговина).

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

В первой главе представлен современный статус спектроскопии очарованных барионов; описана кварковая модель для основных состояний и энергетические уровни возбуждённых состояний. Кроме того, в главе представлен краткий обзор экспериментально наблюдаемых состояний очарованных барионов.

Вторая глава содержит обзор трёхчастичных барионных распадов B -мезонов с очарованными частицами в конечном состоянии. В ней приведены результаты выполненных различными экспериментами измерений относительных вероятностей таких распадов. Также в главе обсуждены характерные особенности полученных распределений инвари-

антной массы пары барион-антибарион, и представлено феноменологическое объяснение наблюдаемого эффекта.

В третьей главе описаны достижения и перспективы физики B_s -мезонов в экспериментах на электрон-позитронных ускорителях при энергии, соответствующей массе $\Upsilon(5S)$ -резонанса, в частности в эксперименте Belle.

Четвёртая глава посвящена характеристикам асимметричного электрон-позитронного ускорителя КЕКВ, детектора Belle, а также процедуре идентификации заряженных частиц.

В пятой главе описаны все этапы анализа, результатом которого стало самое точное на сегодняшний день измерение массы Ω_c^0 -бариона; приведено экспериментальное подтверждение существования возбуждённого состояния Ω_c^{*0} , и измерена разность масс ($M(\Omega_c^{*0}) - M(\Omega_c^0)$).

Шестая глава посвящена обнаружению первого распада B_s^0 -мезона с очарованным барионом в конечном состоянии, $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. Также в главе приведены результаты измерения относительной вероятности перехода $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ и исследование распределений двухчастичных масс дочерних частиц.

Заключение содержит перечень основных результатов проделанной работы.

1 Спектроскопия очарованных барионов

Спектроскопия очарованных барионов красива и сложна. Наличие трёх кварков обеспечивает многочисленные степени свободы, что приводит к намного большему количеству состояний, чем в области очарованных мезонов. В то же время большая разница между массами очарованного кварка и лёгких кварков предоставляет естественный способ для классификации и понимания этих состояний: HQET. Спектр известных состояний с одним очарованным кварком можно разделить на три широкие области: основные состояния, которые являются подтверждением модели конституентных кварков; низколежащие возбуждённые состояния, которые хорошо описываются HQET; более высокие возбуждения, для которых ситуация более туманна.

Соглашение о присвоении имён очарованным барионам состоит в том, чтобы взять лёгкий барион, заменить один или более s -кварков c -кварками и добавить нижний индекс c для каждого заменённого кварка. Изоспин остаётся неизменным. Например, Λ обозначает sud -барион с изоспином 0, поэтому Λ_c^+ обозначает cud -барион с нулевым изоспином. Подобным образом Ξ_c^0 обозначает csd -барион, а Ξ_{cc}^+ — ccd -барион. Распадающиеся сильным образом состояния различаются по их массам, следуя соглашению PDG, например $\Xi_c(2645)$. Ξ'_c и Ω_c^* не распадаются через сильные каналы, и потому не обозначены их массами, хотя Ω_c^* в литературе иногда приводят как $\Omega_c(2770)$. Краткая сводка типов очарованных барионов представлена в таблице 1.

1.1 Кварковая модель для основных состояний

В модели конституентных кварков [11] барионы, состоящие из u -, d -, s -, c -кварков, могут быть систематизированы в мультиплеты $SU(4)$ в соответствии с симметрией ароматной, спиновой и пространственной волновых функций. Все состояния в каждом отдельно взятом мультиплете $SU(4)$ имеют одинаковый полный угловой момент J и чётность P , но могут иметь различные кварковые ароматы. Эта схема не точна, т. к. разные состояния с одинаковыми сохраняющимися квантовыми числами будут смешиваться, но она отлично работает для основных состояний.

Кварки — фермионы, поэтому полная волновая функция бариона должна быть антисимметричной при перестановке кварков (строго говоря, она должна быть антисим-

Обозначение	I	Состав
Λ_c	0	cud
Σ_c	1	cqq
Ξ_c	$\frac{1}{2}$	csq
Ω_c	0	css
Ξ_{cc}	$\frac{1}{2}$	ccq
Ω_{cc}	0	ccs
Ω_{ccc}	0	ccc

Таблица 1: Типы барионных состояний, их изоспин и кварковый состав. Символ q означает u - или d -кварк.

метричной только при перестановке кварков с одинаковой массой, но для того чтобы построить модель, $SU(4)$ считается точной симметрией). Барионы — цветовые синглеты, следовательно, имеют антисимметричную цветовую волновую функцию. В основном состоянии орбитальный угловой момент $L = 0$ (S -волна), и пространственная волновая функция симметрична. Таким образом, произведение волновых функций спина и аромата для барионов основного состояния также должно быть симметричным. Этого можно достичь двумя способами: обе волновые функции могут быть полностью симметричными, или иметь смешанную симметрию с симметричным произведением.

Можно рассматривать барионы с $C = 1$ как состоящие из тяжёлого c -кварка и лёгкого дикварка с квантовыми числами j^p , где j — полный угловой момент, а p — пространственная чётность дикварка. Предполагая изоспиновую симметрию и обозначая u - или d -кварки как q , существует четыре возможности для состава дикварка:

- qq с изоспином 0 (волновая функция аромата антисимметрична);
- qq с изоспином 1 (волновая функция аромата симметрична);
- sq с изоспином $\frac{1}{2}$;
- ss с изоспином 0 (волновая функция аромата симметрична).

Они соответствуют состояниям Λ_c , Σ_c , Ξ_c и Ω_c соответственно.

Волновая функция дикварка должна быть антисимметрична при перестановке кварков. Его цветовая волновая функция антисимметрична, а в основном состоянии пространственная волновая функция симметрична, следовательно, он может быть либо симмет-

Обозначение	Дикварк			Барион		
	состав	I	j^p	симметрия аромата	спиновая симметрия	J^P
Λ_c	qq	0	0^+	M_A	M_A	$\frac{1}{2}^+$
Σ_c	qq	1	1^+	M_S	M_S	$\frac{1}{2}^+$
Σ_c^*	qq	1	1^+	S	S	$\frac{3}{2}^+$
Ξ_c	sq	$\frac{1}{2}$	0^+	M_A	M_A	$\frac{1}{2}^+$
Ξ_c'	sq	$\frac{1}{2}$	1^+	M_S	M_S	$\frac{1}{2}^+$
Ξ_c^*	sq	$\frac{1}{2}$	1^+	S	S	$\frac{3}{2}^+$
Ω_c	ss	0	1^+	M_S	M_S	$\frac{1}{2}^+$
Ω_c^*	ss	0	1^+	S	S	$\frac{3}{2}^+$

Таблица 2: Краткая сводка основных состояний барионов с одним очарованным кварком.

S обозначает волновую функцию, которая полностью симметрична при перестановке любых двух кварков; M_S и M_A обозначают смешанную полную симметрию при являющейся симметричной или антисимметричной перестановке двух лёгких кварков соответственно.

ричным по спину и аромату ($j^p = 1^+$), либо антисимметричным по спину и аромату ($j^p = 0^+$). Комбинирование дикварка с очарованным кварком обуславливает возможные состояния, показанные в таблице 2 и проиллюстрированные рисунком 1. Все состояния с $J^P = \frac{1}{2}^+$ являются членами того же мультиплетта, что и протон; тогда как состояния с $J^P = \frac{3}{2}^+$ — члены того же мультиплетта, что и Δ с Ω (рис. 2). Есть и второй изоспиновый дублет состояний Ξ_c с $J^P = \frac{1}{2}^+$, обозначаемый Ξ_c' . Следует отметить, что во многих случаях полный угловой момент и чётность состояния присваиваются на основе предсказаний кварковой модели, а не измерений. Поэтому в настоящее время экспериментальное определение J^P является одной из главных задач в спектроскопии очарованных барионов.

Модель конституентных кварков предсказывает отношения между массами состояний, а также их существование и квантовые числа. Для лёгких барионов они были выражены в виде правила сумм [12]:

$$(m_N + m_\Xi)/2 = (3m_\Lambda + m_\Sigma)/4, \quad (1)$$

$$m_{\Sigma^*} - m_\Delta = m_{\Xi^*} - m_{\Sigma^*} = m_\Omega - m_{\Xi^*}, \quad (2)$$

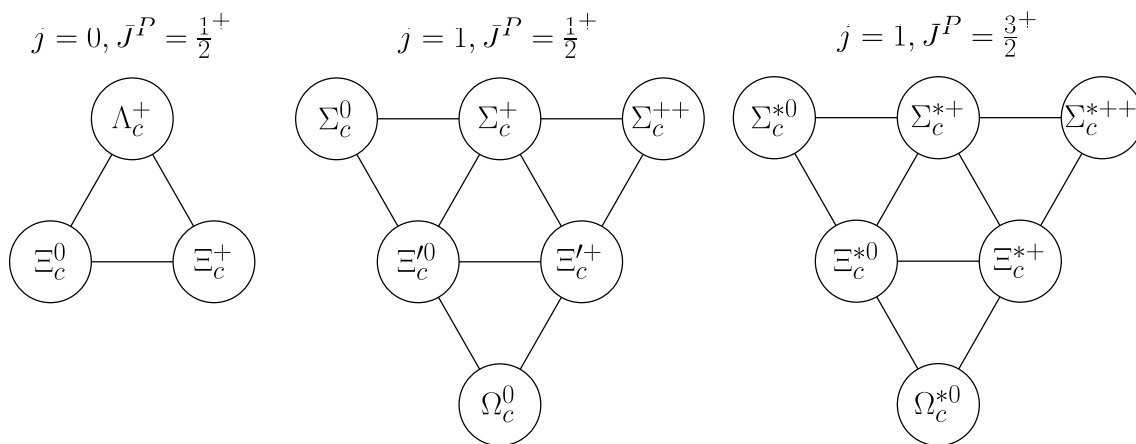


Рис. 1: Мультиплеты $SU(3)$, которые содержат основные состояния очарованных барионов, сгруппированные в соответствии с полным угловым моментом j лёгкого дикварка и угловой чётностью J^P бариона.

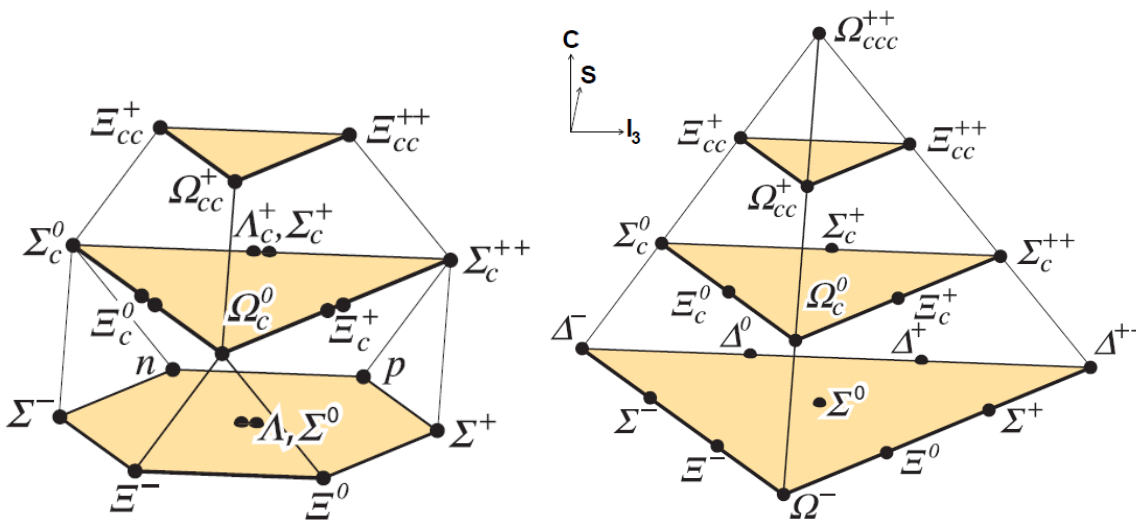


Рис. 2: Мультиплеты $SU(4)$, которые содержат основные состояния барионов, расположенные по угловой чётности (J^P), проекции изоспина (I_3), странности (S) и очарованию (C). Сдвоенные точки означают, что два состояния имеют одни и те же квантовые числа J^P , I_3 , S и C , но разные полные угловые моменты лёгкого дикварка.

$$m_{\Sigma^*} - m_{\Sigma} = m_{\Xi^*} - m_{\Xi}, \quad (3)$$

первое из которых — известное правило Гелл-Манна-Окубо. Их можно интерпретировать как выражающие массу бариона в виде суммы масс валентных кварков с добавкой сверхтонкого (спин-спинового) расщепления. Его можно параметризовать различными способами (например, [13]), записывая выражение для массы бариона в виде:

$$M = A + B' \sum_i \Delta m_i + C' \sum_{i>j} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j (m_q - \Delta m_i - \Delta m_j),$$

где A , B' и C' — константы, m_q — масса лёгкого кварка, $\Delta m_i = m_i - m_q$ — разница массы $i^{\text{ого}}$ кварка и m_q , а \mathbf{s}_i — спин $i^{\text{ого}}$ кварка. Для барионов основного состояния правила сумм (1)–(3) выполняются. Эту простую модель также можно расширить на барионы с тяжёлыми кварками. Для иллюстрации её эффективности достаточно сказать, что спектр и каналы распада основных состояний барионов с одним очарованным кварком были, по сути, правильно намечены в течение трёх месяцев после открытия очарования, но до экспериментального обнаружения всех состояний прошло три десятилетия [14]. Последним был открыт Ω_c^* . Правила разбиения масс на равные промежутки остаются в силе и для мультиплета $J = \frac{3}{2}^+$:

$$m_{\Omega_c^*} - m_{\Xi_c^*} = m_{\Xi_c^*} - m_{\Sigma_c^*}, \quad (4)$$

но с дополнительными ароматами сверхтонкое расщепление становится более сложным. Так, аналог (3) имеет вид:

$$m_{\Omega_c^*} - m_{\Omega_c} = 2(m_{\Xi_c^*} - m_{\Xi_c}) - (m_{\Sigma_c^*} - m_{\Sigma_c}). \quad (5)$$

Подставляя текущие общемировые средние экспериментальные значения масс для всех состояний, кроме Ω_c^* [14], из (4) можно вычислить, что $m_{\Omega_c^*}$ примерно равна 2774 МэВ/ c^2 , а из (5) — 2770 МэВ/ c^2 . Эти простые оценки находятся в хорошем согласии с наблюдаемым общемировым средним значением $m_{\Omega_c^*} = (2765, 9 \pm 2, 0)$ МэВ/ c^2 .

1.2 Возбуждённые состояния

Барионам можно задать орбитальные (l) или радиальные (k) возбуждения. Т. к. это трёхчастичная система, в каждом случае есть две степени свободы (обозначаемые ρ , λ). Для барионов с одним тяжёлым кварком (массы M) и двумя лёгкими кварками (массы m) естественный способ их вычисления — разделить систему на лёгкий дикварк и

тяжёлый кварк. Беря простую потенциальную модель, основанную на гармоническом осцилляторе, получаем энергетические уровни [15]:

$$E = \sqrt{\frac{K}{m}} (3 + 2l_\rho + 4k_\rho) + \sqrt{\frac{K}{\mu}} (3 + 2l_\lambda + 4k_\lambda),$$

где $l_{\rho,\lambda} = 0, 1, 2, \dots$; $k_{\rho,\lambda} = 0, 1, 2, \dots$; K — константа, описывающая потенциал; а $\mu = (\frac{2}{3M} + \frac{1}{3m})^{-1} \approx 3m$ в пределе тяжёлого кварка. Таким образом, возбуждения ρ (внутри дикварка) требуют приблизительно в три раза больше энергии, чем соответствующее возбуждение λ (между кварком и дикварком). Следовательно, наименьшими возбуждениями являются состояния с $l_\lambda = 1$ и нулевыми остальными квантовыми числами, т. е. $L = 1$. Внутри этой полосы будет дополнительное расщепление, например вследствие спин-спинового и спин-орбитального взаимодействия. Вторая полоса будет состоять из двух групп состояний, имеющих сопоставимые энергии: с $l_\lambda = 2$ ($L = 2$) и с $k_\lambda = 1$ ($L = 0$) при нулевых остальных квантовых числах. Выше второй полосы вырождение растёт дальше, и как раз в этом регионе недостаёт экспериментальных данных.

Для барионов с одним тяжёлым кварком разделение на кварк и дикварк можно вывести на более высокий уровень, рассматривая тяжёлый кварк как частицу-наблюдатель и трактуя дикварк как отдельный объект с его собственными сохраняющимися квантовыми числами j^p , который и является основным субъектом в распадах¹ [16]. Вследствие этого некоторые переходы, которые могли бы быть разрешёнными, теперь запрещены. Например, рассмотрим более тяжёлое состояние с $(J^P, j^p) = (\frac{1}{2}^-, 1^-)$ и лёгкое состояние с $(\frac{1}{2}^+, 0^+)$. Если бы рассматривался только полный угловой момент J^P , сильный распад в S -волне ($L = 0$) более тяжёлого состояния на лёгкое состояние с пионом ($\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+ 0^-$) был бы разрешён. Этот канал был бы доминирующим и, если масса тяжёлого бариона значительно выше порога, привёл бы к большой ширине резонанса. Однако сохранение углового момента запрещает соответствующий переход дикварка в S -волне: ($1^- \rightarrow 0^+ 0^-$). Таким образом, ограничения HQET имеют определённый эффект на структуру распадов возбуждённых состояний и значат, что некоторые из них будут уже.

Сказав всё это, важно иметь в виду, что состояния, все сохраняющиеся внешние квантовые числа (J, P, I, C, S) которых одинаковы, могут смешиваться. Следовательно, следует быть осторожным при интерпретации наблюдаемых резонансов как определённых

¹Такой подход лежит в основе эффективной теории тяжёлого кварка (HQET).

Состояние	Канал распада	Масса, МэВ/ c^2	Естественная ширина, МэВ/ c^2	J^P
$\Lambda_c(2595)^+$	$\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$, $\Sigma_c\pi$	$2592,3 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,6$	$\frac{1}{2}^-$
$\Lambda_c(2625)^+$	$\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$, $\Sigma_c\pi$	$2628,11 \pm 0,19$	$< 0,97$ @ 90% CL	$\frac{3}{2}^-$
$\Lambda_c(2765)^+$	$\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$, $\Sigma_c\pi$	$2766,6 \pm 2,4$	~ 50	
$\Lambda_c(2880)^+$	$\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$, $\Sigma_c\pi$, $\Sigma_c(2520)\pi$, D^0p	$2881,5 \pm 0,4$	$5,8 \pm 1,1$	$\frac{5}{2}^+$
$\Lambda_c(2940)^+$	D^0p , $\Sigma_c\pi$	$2939,3^{+1,4}_{-1,5}$	17^{+8}_{-6}	

Таблица 3: Краткая сводка возбужденных состояний барионов семейства Λ_c^+ [14].

ожидаемых состояний, особенно для высоких возбуждений.

1.3 Экспериментальный статус

Экспериментально обнаруженные барионные состояния с $C = 1$, а также переходы между ними приведены на рисунке 3.

В таблице 3 дана краткая сводка наблюдаемых экспериментально возбуждённых состояний Λ_c^+ -бариона. Первые два состояния, $\Lambda_c(2595)^+$ и $\Lambda_c(2625)^+$, хорошо изучены. На основании измеренных масс считается, что они являются орбитальными возбуждениями Λ_c^+ с полным моментом лёгких кварков $j = 1$. Поэтому им были присвоены квантовые числа $J^P = (\frac{1}{2})^-$ и $J^P = (\frac{3}{2})^-$. Недавно массы и ширины $\Lambda_c(2595)^+$ и $\Lambda_c(2625)^+$ были точно измерены экспериментом CDF: $M(\Lambda_c(2595)^+) = (2592,25 \pm 0,24 \pm 0,14)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma(\Lambda_c(2595)^+) = (2,59 \pm 0,30 \pm 0,47)$ МэВ/ c^2 ; $M(\Lambda_c(2625)^+) = (2628,11 \pm 0,13 \pm 0,14)$ МэВ/ c^2 и $\Gamma(\Lambda_c(2625)^+) < 0,97$ МэВ/ c^2 при уровне достоверности в 90% [17].

Следующие два состояния, $\Lambda_c(2765)^+$ и $\Lambda_c(2880)^+$, были обнаружены сотрудничеством CLEO в канале $\Lambda_c^+\pi^+\pi^-$ [18]. Также оказалось, что $\Lambda_c(2880)^+$ может распадаться и на $\Sigma_c(2445)^{++,0}\pi^{-,+}$ [19]. Позже эксперимент ВаВаг объявил, что это состояние имеет и моду D^0p [20], что было первым примером распада очарованного бариона на очарованный мезон и лёгкий барион.² В этом же анализе впервые было обнаружено ещё одно состояние, распадающееся на D^0p — $\Lambda_c(2940)^+$. Поскольку при исследовании конечного состояния D^+p не было найдено указаний на сигнал, был сделан вывод, что $\Lambda_c(2880)^+$ и $\Lambda_c(2940)^+$

²Обычно возбуждённые очарованные барионы распадаются на очарованный барион и лёгкие мезоны.

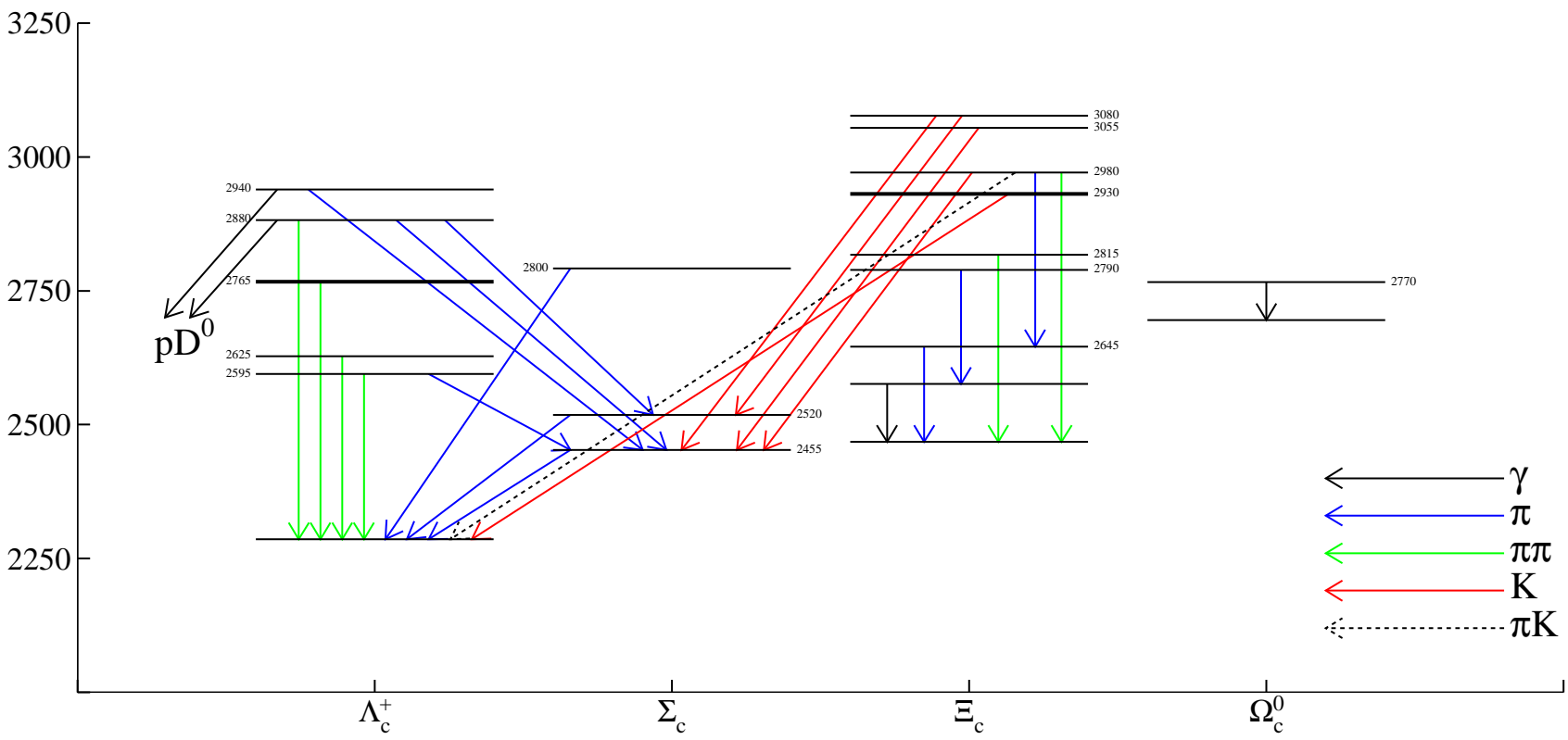


Рис. 3: Диаграмма уровней известных состояний очарованных барионов и переходов между ними.

Состояние	Канал распада	$M(\Sigma_c) - M(\Lambda_c^+)$, МэВ/ c^2	Естественная ширина, МэВ/ c^2	J^P
$\Sigma_c(2520)^{++}$	$\Lambda_c^+ \pi^+$	$231, 4 \pm 0, 6$	$14, 9 \pm 1, 5$	$\frac{3}{2}^+$
$\Sigma_c(2520)^+$	$\Lambda_c^+ \pi^0$	$231, 0 \pm 2, 3$	$< 17 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{3}{2}^+$
$\Sigma_c(2520)^0$	$\Lambda_c^+ \pi^-$	$232, 3 \pm 0, 5$	$14, 5 \pm 1, 5$	$\frac{3}{2}^+$
$\Sigma_c(2800)^{++}$	$\Lambda_c^+ \pi^+$	514_{-6}^{+4}	75_{-17}^{+22}	$\frac{3}{2}^-$
$\Sigma_c(2800)^+$	$\Lambda_c^+ \pi^0$	505_{-5}^{+14}	62_{-40}^{+60}	$\frac{3}{2}^-$
$\Sigma_c(2800)^0$	$\Lambda_c^+ \pi^-$	519_{-7}^{+5}	72_{-15}^{+22}	$\frac{3}{2}^-$

Таблица 4: Краткая сводка возбужденных состояний барионов семейства Σ_c [14].

действительно являются возбуждёнными состояниями Λ_c^+ , а не Σ_c . Экспериментом Belle был проведён угловой анализ, результаты которого говорили в пользу квантового числа $\frac{5}{2}$ для полного углового момента $\Lambda_c(2880)^+$ [19]. Кроме того, измеренное отношение вероятностей распадов $\mathcal{B}(\Lambda_c(2880)^+ \rightarrow \Sigma_c(2520)\pi^\pm)/\mathcal{B}(\Lambda_c(2880)^+ \rightarrow \Sigma_c(2455)\pi^\pm) = (0, 225 \pm 0, 062 \pm 0, 025)$, объединённое с теоретическими предсказаниями, основанными на симметрии тяжёлых кварков [16, 21], указывало на положительную чётность.

Открытыми вопросами в семействе Λ_c^+ остаётся экспериментальное определение квантовых чисел для почти всех состояний, а также природа $\Lambda_c(2765)^+$ -бариона: является ли он возбуждением Σ_c^+ или Λ_c^+ .

Сводка обнаруженных экспериментально возбуждённых состояний $\Sigma_c^{++,+,0}$ приведена в таблице 4. Триплет $\Sigma_c(2520)^{++,+,0}$ -барионов хорошо исследован. Так, сотрудничество Belle точно измерило разности масс $[\Delta M(\Sigma_c) = M(\Sigma_c) - M(\Lambda_c^+)]$ и ширины двухзарядных и нейтральных членов этого триплета со следующими результатами: $\Delta M(\Sigma_c(2520)^{++}) = (231, 99 \pm 0, 10 \pm 0, 02) \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma(\Sigma_c(2520)^{++}) = (14, 77 \pm 0, 25_{-0,30}^{+0,18}) \text{ МэВ}/c^2$, $\Delta M(\Sigma_c(2520)^0) = (231, 98 \pm 0, 11 \pm 0, 04) \text{ МэВ}/c^2$ и $\Gamma(\Sigma_c(2520)^0) = (15, 41 \pm 0, 41_{-0,32}^{+0,20}) \text{ МэВ}/c^2$ [22].

Короткий список экспериментально наблюдаемых возбуждённых Σ_c -барионов завершает триплет $\Sigma_c(2800)$, обнаруженный экспериментом Belle [23]. Основываясь на измеренных массах и теоретических расчётах [24], можно в порядке рабочей гипотезы идентифицировать эти состояния как члены предсказанного $\frac{3}{2}^-$ -триплета Σ_{c2} . При изучении резонансных структур в распадах $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ сотрудничество ВаВаг нашло значитель-

Состояние	Канал распада	Масса, МэВ/ c^2	Естественная ширина, МэВ/ c^2	J^P
$\Xi_c^{'+}$	$\Xi_c^+ \gamma$	$2575,6 \pm 3,1$		$\frac{1}{2}^+$
Ξ_c^0	$\Xi_c^0 \gamma$	$2577,9 \pm 2,9$		$\frac{1}{2}^+$
$\Xi_c(2645)^+$	$\Xi_c^0 \pi^+$	$2645,9_{-0,6}^{+0,5}$	$< 3,1 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{3}{2}^+$
$\Xi_c(2645)^0$	$\Xi_c^+ \pi^-$	$2645,9 \pm 0,5$	$< 5,5 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{3}{2}^+$
$\Xi_c(2790)^+$	$\Xi_c^0 \pi^+$	$2789,1 \pm 3,2$	$< 15 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{1}{2}^-$
$\Xi_c(2790)^0$	$\Xi_c^+ \pi^-$	$2791,8 \pm 3,3$	$< 12 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{1}{2}^-$
$\Xi_c(2815)^+$	$\Xi_c^+ \pi^+ \pi^-, \Xi_c(2645)^0 \pi^+$	$2816,6 \pm 0,9$	$< 3,5 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{3}{2}^-$
$\Xi_c(2815)^0$	$\Xi_c^0 \pi^+ \pi^-, \Xi_c(2645)^+ \pi^-$	$2819,6 \pm 1,2$	$< 6,5 @ 90\% \text{ CL}$	$\frac{3}{2}^-$
$\Xi_c(2930)^0$	$\Lambda_c^+ K^-$	2931 ± 6	36 ± 13	
$\Xi_c(2980)^+$	$\Lambda_c^+ K^- \pi^+, \Sigma_c^{++} K^-, \Xi_c(2645)^0 \pi^+$	$2971,4 \pm 3,3$	26 ± 7	
$\Xi_c(2980)^0$	$\Xi_c(2645)^+ \pi^-$	$2968,0 \pm 2,6$	20 ± 7	
$\Xi_c(3055)^+$	$\Sigma_c^{++} K^-$	$3054,2 \pm 1,3$	17 ± 13	
$\Xi_c(3055)^0$				
$\Xi_c(3080)^+$	$\Lambda_c^+ K^- \pi^+, \Sigma_c^{++} K^-, \Sigma_c(2520)^{++} K^-$	$3077,0 \pm 0,4$	$5,8 \pm 1,0$	
$\Xi_c(3080)^0$	$\Lambda_c^+ K_S^0 \pi^-, \Sigma_c^0 K_S^0, \Sigma_c(2520)^0 K_S^0$	$3079,9 \pm 1,4$	$5,6 \pm 2,2$	
$\Omega_c(2770)^0$	$\Omega_c^0 \gamma$	$2765,9 \pm 2,0$		$\frac{3}{2}^+$

Таблица 5: Краткая сводка возбужденных состояний барионов семейства Ξ_c и Ω_c^0 [14].

ный сигнал в инвариантной массе комбинации $\Lambda_c^+ \pi^-$ [90]. Его среднее значение превышало результат Belle более чем на 3σ ; при этом ширины измерений Belle и BaBar в пределах ошибок согласовывались друг с другом.

В таблице 5 перечислены обнаруженные возбуждённые состояния $\Xi_c^{+,0}$ - и Ω_c^0 -барионов. Недавно список возбуждений Ξ_c обогатился несколькими состояниями с массами выше 2900 МэВ/ c^2 , которые распадаются на $\Lambda_c^+ K^-$ и $\Lambda_c^+ K^- \pi^+$. Некоторые из этих состояний наблюдались и экспериментом Belle, и сотрудничеством BaBar, и потому считаются достоверными ($\Xi_c(2980)^+$ и $\Xi_c(3080)^{+,0}$ [25, 26]; $\Xi_c(3055)^+$ [26, 27]). А все остальные состояния требуют подтверждения и более тщательного изучения. Таким является, например, обнаруженный экспериментом BaBar $\Xi_c(2930)^0$ (в конечном состоянии $\Lambda_c^+ K^-$) [26].

Возбуждённые дважды странные очарованные барионы Ω_c^{*0} наблюдались сотруд-

ничествами BaBar [28] и Belle [9]. Измеренные обоими экспериментами разности масс $[\Delta M(\Omega_c^{*0}) = M(\Omega_c^{*0}) - M(\Omega_c^0)]$ и ширины согласуются друг с другом, а также с большинством теоретических предсказаний [65, 66, 73–75]. Подробному описанию анализа, проведённого экспериментом Belle, посвящена глава 5.

На рисунке 3 графически отображены уровни возбуждённых очарованных барионов, а также переходы между ними или в основные состояния. Подытоживая экспериментальный обзор, следует сказать, что интересной особенностью, открытой экспериментальными Belle и BaBar, является возможность переходов между семействами, а также распады высоких возбуждений Λ_c^+ на очарованный мезон и протон.

2 Трёхчастичные барионные распады B -мезонов

Первые распады B -мезона на барион, антибарион и мезон были обнаружены экспериментом CLEO в каналах $B^+ \rightarrow \bar{\Lambda}_c p \pi^+$ [29] и $B^0 \rightarrow D^{*-} p \bar{\pi}$ [30]. Это были типичные переходы $b \rightarrow c$ с участием барионов, многие из которых позднее были исследованы B -фабриками Belle и BaBar. Их относительные вероятности распада приведены в таблице 6 для случаев, когда c -кварк адронизуется в очарованный мезон, и в таблице 7 для адронизации c -кварка в очарованный барион.

2.1 Диаграммы распадов

Сложность диаграмм увеличивается с множественностью конечного состояния. Для трёхчастичных распадов B -мезона в барионное состояние $\mathfrak{B}_1 \bar{\mathfrak{B}}_2 M$ существует много различных диаграмм: две диаграммы «типа 1» с внешним испусканием W -бозона (рис. 4); восемь диаграмм «типа 2» с внутренним испусканием W -бозона (рис. 6); диаграмма с W -обменом (рис. 5(а) и (б)); диаграмма с W -аннигиляцией (рис. 5(в)) для заряженных B -мезонов. «Пингвинные» диаграммы (рис. 5(г)) также возможны.

На представленных фейнмановских диаграммах не показаны глюонные линии $q\bar{q}$ -пар. Они могут быть рождены мягкими или жёсткими глюонами, прикреплёнными к любой кварковой линии диаграммы. Достижение цветового согласования для бесцветных мезонов и барионов обычно требует более одного глюона.

Следует отметить, что среди диаграмм с внутренним испусканием W -бозона рисунки 6(г) и (д) подавлены по цвету, в то время как остальные диаграммы рисунка 6 не имеют цветового подавления. Например, распад $B^- \rightarrow J/\psi \Lambda \bar{p}$ протекает через диаграмму 6(д), в то время как $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$ имеет доминирующие вклады от диаграмм 6(а) и (б). Экспериментально наблюдается, что канал $J/\psi \Lambda \bar{p}$ подавлен на один порядок. Канал $\Sigma_c^{++} \bar{p} \pi^-$ может также протекать через неподавленную диаграмму 4(а) с внешним испусканием W -бозона, имея бóльшую вероятность распада по сравнению с процессами $\Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$ с внутренним испусканием W -бозона. Всё это можно объяснить простым подсчётом цветов: все три цвета допустимы в разрешённых по цвету процессах («тип 1»); только один цвет — в полностью подавленных по цвету процессах («тип 2»(г) и (д)); два цвета — в неподавленных процессах («тип 2»(а)—(в), (е)—(з)).

Распад	Тип диаграммы	Относительная вероятность, 10^{-4}			Среднее значение
		BaBar	Belle	другие	
$\bar{B}^0 \rightarrow D^0 p \bar{p}$	[2в, 2д, А]	$1,02 \pm 0,04 \pm 0,06$ [94]	$1,18 \pm 0,15 \pm 0,16$ [82]		$1,04 \pm 0,07$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*0} p \bar{p}$	[2в, 2д, А]	$0,97 \pm 0,07 \pm 0,09$ [94]	$1,20_{-0,29}^{+0,33} \pm 0,21$ [82]		$1,00 \pm 0,11$
$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} n \bar{p}$	[2в, 2д, А]			$14,5_{-3,0}^{+3,4} \pm 2,7$ [30]	$14,5_{-4,0}^{+4,3}$
$B^- \rightarrow D^0 \Lambda \bar{p}$	[1б, 2д]		$0,143_{-0,025}^{+0,028} \pm 0,018$ [31]		$0,143_{-0,031}^{+0,033}$
$B^- \rightarrow D^{*0} \Lambda \bar{p}$	[1б, 2д]		$< 0,48$ [31]		$< 0,48$
$\bar{B}^0 \rightarrow D_s^+ \Lambda \bar{p}$	[2в]		$0,29 \pm 0,07 \pm 0,05 \pm 0,04_{D_s}$ [83]		$(0,29 \pm 0,09) \times 10^{-1}$
$B^0 \rightarrow D^0 \Lambda \bar{\Lambda}$	[2в, 2д, А]		$0,105_{-0,044}^{+0,057} \pm 0,014$ [32]		$0,105_{-0,046}^{+0,059}$
$B^- \rightarrow J/\psi \Lambda \bar{p}$	[2д]	$0,12_{-0,06}^{+0,09}$ [33]	$0,116 \pm 0,028_{-0,023}^{+0,018}$ [84]		$0,117 \pm 0,031$
$B^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 \bar{p}$	[2д]		$< 0,11$ [84]		$< 0,11$
$B^0 \rightarrow J/\psi p \bar{p}$	[2д]	$< 19 \times 10^{-3}$ [33]	$< 8,3 \times 10^{-3}$ [84]	$< 5,2 \times 10^{-3}$ [34]	$< 5,2 \times 10^{-3}$

Таблица 6: Относительные вероятности экспериментально наблюдаемых трёхчастичных барионных распадов B -мезонов с очарованным мезоном в конечном состоянии. Вносящие вклад диаграммы (аннигиляционного типа А (рис. 5(в)), с внешним [«тип 1»] (рис. 4) и внутренним [«тип 2»] (рис. 6) испусканием W -бозонов указаны в квадратных скобках.

Распад	Тип диаграммы	Относительная вероятность, 10^{-4}			Среднее значение
		BaBar	Belle	CLEO	
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^0$	[2абгеж, А]	$1,94 \pm 0,17 \pm 0,14$ [35]			$1,94 \pm 0,22$
• $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^+ \bar{p}$		$< 0,3$ [35]			$< 0,3$
$B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$	[1а, 2абгеж]	$3,38 \pm 0,12 \pm 0,12$ [90]	$2,01 \pm 0,15 \pm 0,20$ [85]	$2,4 \pm 0,6_{-0,17}^{+0,19}$ [36]	$2,92 \pm 0,14$
• $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Delta}^{--}$		$< 0,19$ [85]			$< 0,19$
• $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Delta}^{--} (1600)$		$0,59 \pm 0,10 \pm 0,06^\dagger$ [85]			$0,59 \pm 0,12^\dagger$
• $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Delta}^{--} (2420)$		$0,47 \pm 0,10 \pm 0,04^\dagger$ [85]			$0,47 \pm 0,11^\dagger$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^{++} \bar{p} \pi^-$	[1а, 2ж, А]	$2,13 \pm 0,10 \pm 0,10$ [37]	$2,1 \pm 0,2 \pm 0,3$ [38]	$3,7 \pm 0,8 \pm 0,7$ [36]	$2,15 \pm 0,13$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$	[2аб, А]	$0,91 \pm 0,07 \pm 0,04$ [37]	$1,4 \pm 0,2 \pm 0,2$ [38]	$2,2 \pm 0,6 \pm 0,4$ [36]	$0,94 \pm 0,08$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c(2520)^{++} \bar{p} \pi^-$	[1а, 2ж, А]	$1,15 \pm 0,10 \pm 0,05$ [37]	$1,2 \pm 0,1 \pm 0,2$ [38]		$1,20 \pm 0,10$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c(2520)^0 \bar{p} \pi^+$	[2аб, А]	$0,22 \pm 0,07 \pm 0,01$ [37]	$< 0,38$ [38]		$< 0,38$
$B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^0$	[2абеж]			$4,2 \pm 1,3 \pm 0,4$ [36]	$4,2 \pm 1,4$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^{++} \bar{p} K^-$	[1а, 2ж]	$0,111 \pm 0,030 \pm 0,009$ [95]			$0,111 \pm 0,031$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \bar{K}^{*0}$	[2гж]	$0,160 \pm 0,061 \pm 0,012$ [95]			$0,160 \pm 0,072$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} K^-$	[2абе, А]	$0,38 \pm 0,08 \pm 0,02$ [91]			$0,38 \pm 0,08$
$B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^0$	[2гж]	$3,8 \pm 3,1 \pm 0,5^\dagger$ [92]	$7,9_{-2,3}^{+2,9} \pm 1,2^\dagger$ [39]		$6,2 \pm 2,0$
$B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^-$	[2г]	$11,4 \pm 1,5 \pm 1,7^\dagger$ [92]	$6,5_{-0,9}^{+1,0} \pm 1,1^\dagger$ [39]		$8,0 \pm 1,3$

Таблица 7: Относительные вероятности экспериментально наблюдаемых трёхчастичных распадов B -мезонов с очарованным барионом в конечном состоянии. Все каналы имеют не включённую в систематическую погрешность дополнительную ошибку в 26% вследствие зависимости от $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 0,050 \pm 0,013$. Знак † показывает, что должны быть линейно (вследствие корреляции) добавлены две такие ошибки. Распады, идущие через промежуточные резонансные состояния, отмечены •. Вносящие вклад диаграммы (аннигиляционного типа А (рис. 5(в)), с внешним [«тип 1»] (рис. 4) и внутренним [«тип 2»] (рис. 6) испусканием W -бозонов указаны в квадратных скобках.

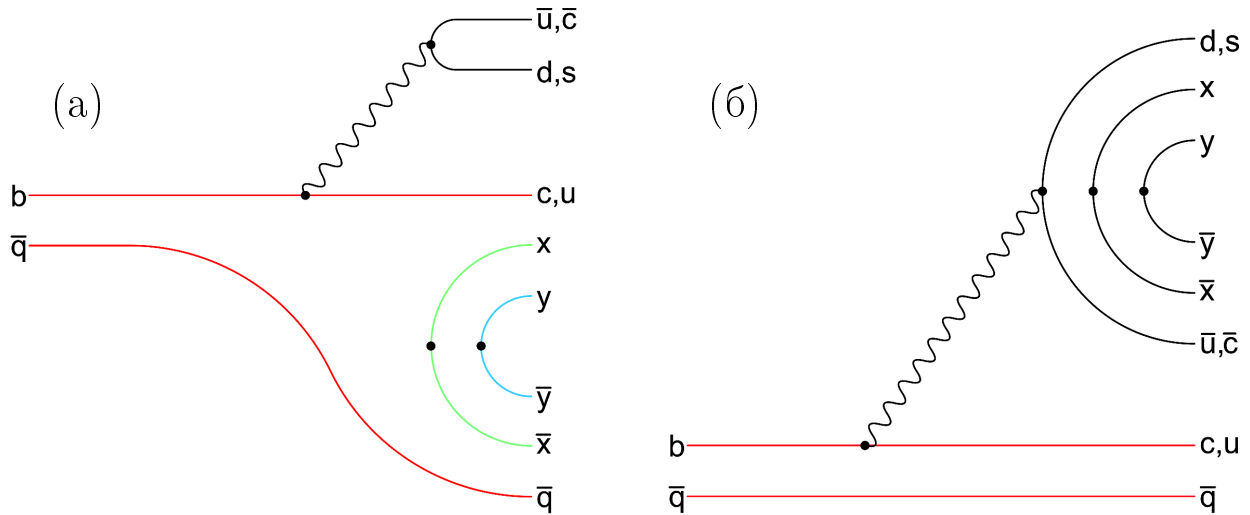


Рис. 4: Диаграммы для трёхчастичных распадов $B \rightarrow \mathfrak{B}_1 \overline{\mathfrak{B}}_2 M$, соответствующие «типу 1» и представляющие факторизуемые вклады внешнего испускания W -бозона. Здесь и на последующих диаграммах этой главы цвет кварковых линий важен.

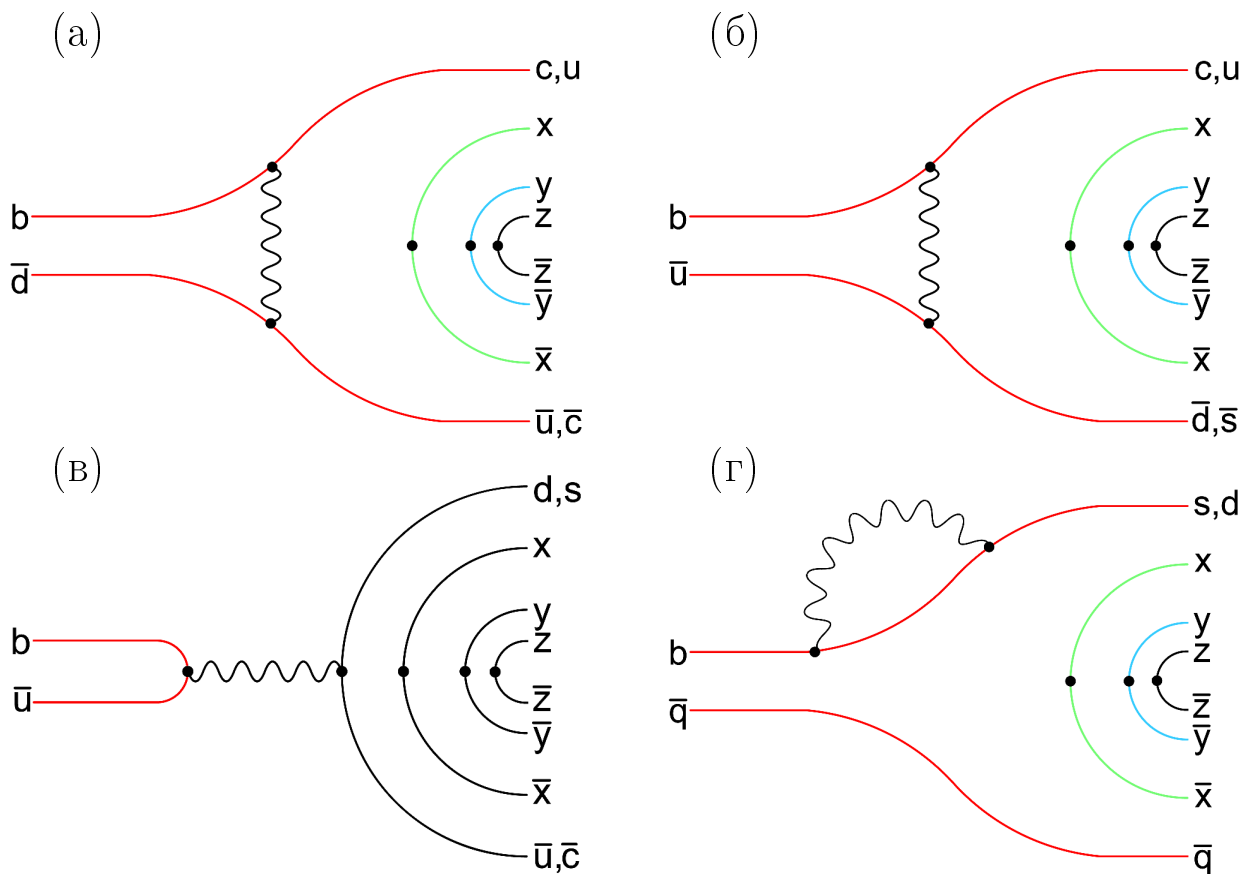


Рис. 5: Диаграммы трёхчастичных барионных распадов $B \rightarrow \mathfrak{B}_1 \overline{\mathfrak{B}}_2 M$ с W -обменом (верхний ряд), с W -аннигиляцией (v), а также с петлевым вкладом (r).

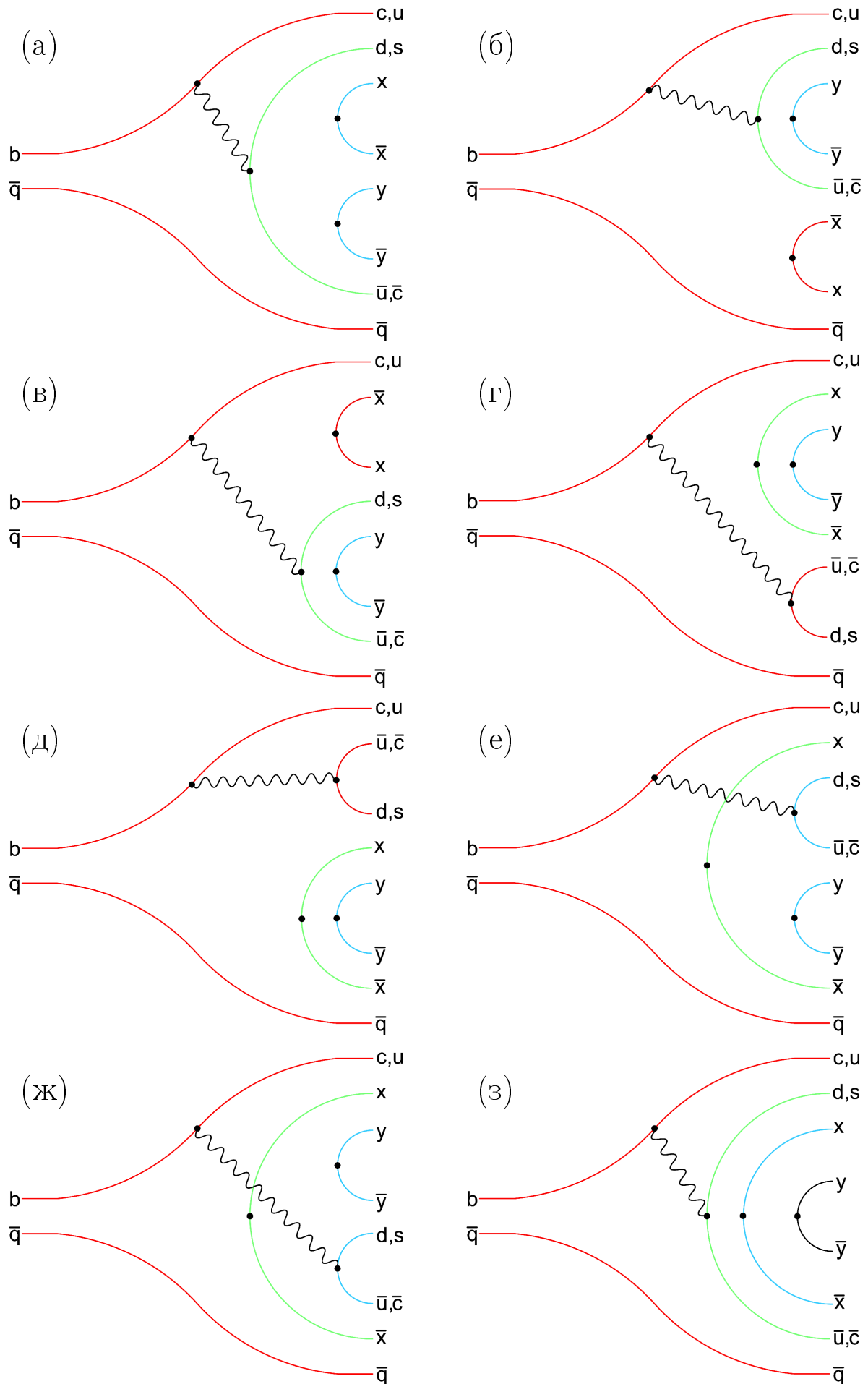


Рис. 6: Диаграммы для трёхчастичных барионных распадов B -мезонов «типа 2»: факторизуемое (г, д) и нефакторизуемое (а-в, е-з) внутреннее испускание W -бозона.

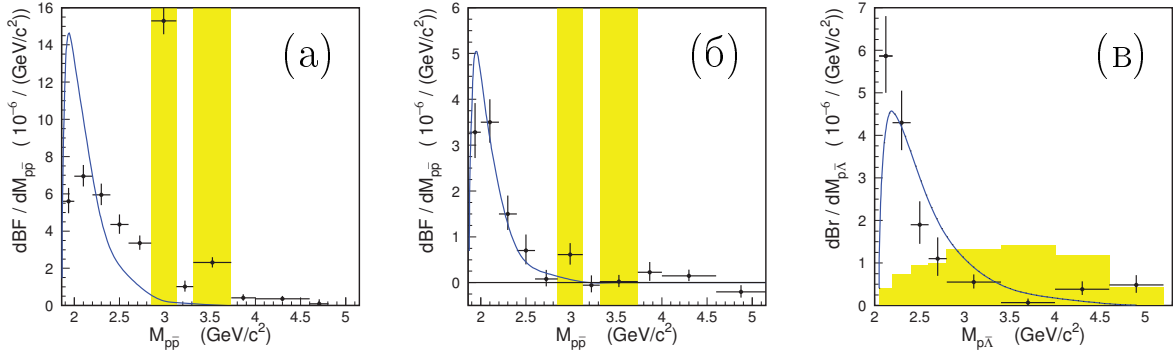


Рис. 7: Дифференциальные относительные вероятности распада в интервалах барион-антибарионной инвариантной массы для трёх характерных каналов: $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ [40] (а), $B^+ \rightarrow p\bar{p}\pi^+$ [40] (б), $B^+ \rightarrow p\bar{\Lambda}\pi^-$ [41] (в). Два региона, соответствующих вкладам чармония, показаны закрашенными на гистограммах (а) и (б); для гистограммы (в) закрашенная гистограмма соответствует распределению нерезонансного трёхчастичного распада из моделирования по методу Монте-Карло, которое заметно отличается от измеренного распределения. Кривые обозначают теоретические предсказания [42], нормированные на измеренную относительную вероятность распада.

2.2 Пороговый эффект и теоретические модели

Многие из упомянутых выше распадов имеют характерную особенность: спектр инвариантной массы пары барион-антибарион пикуется около порога. На рисунке 7 для некоторых характерных каналов отображена дифференциальная относительная вероятность распада в интервалах барион-антибарионной инвариантной массы: $B^+ \rightarrow p\bar{p}\pi^+$, предположительно протекающий через $b \rightarrow u$ древесный процесс; $B^+ \rightarrow p\bar{p}K^+$ и $B^0 \rightarrow p\bar{\Lambda}\pi^-$, предположительно протекающие через «пингвинные» $b \rightarrow s$ моды.

Увеличение сигнала на пороге также было обнаружено и в процессах $b \rightarrow c$, хотя эффект не настолько резко выражен, как для случая без очарованных частиц в конечном состоянии. Когда доступная энергия ограничена малой величиной, ~ 200 МэВ, распределение не имеет выраженных особенностей. На рисунке 8 показан спектр инвариантной массы пары барион-антибарион для $\bar{B}^0 \rightarrow p\bar{p}D^0$, $B^+ \rightarrow J/\psi p\bar{\Lambda}$, $B^+ \rightarrow p\bar{\Lambda}_c^-\pi^+$, $B^+ \rightarrow \Lambda_c^+\bar{\Lambda}_c^-K^+$, $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^-\bar{\Lambda}K^-$ и $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0\bar{p}\pi^+$. В распадах $\bar{B}^0 \rightarrow p\bar{p}D^0$, $B^+ \rightarrow p\bar{\Lambda}_c^-\pi^+$ и

$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c \bar{\Lambda} K^-$ видны отчётливые пики сигнала у порога, а также существенный нерезонансный вклад. Однако не все трёхчастичные каналы обнаруживают такое поведение у порога. В моде $B^+ \rightarrow J/\psi p \bar{\Lambda}$ (рис. 8(б)), где фазовый объём мал, не видно чёткого пика на пороге, но незначительное увеличение заметить всё же можно. Эффект пикующего порога полностью отсутствует в $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$ (рис. 8(е)).

Так называемый «пороговый эффект» показывает, что B -мезон оказывает предпочтение распадам на сопровождаемую быстрым мезоном отдачи барион-антибарионную пару с малой инвариантной массой. Такое поведение было весьма неожиданным и привело к различным предположениям о его возможных механизмах, таких как связанное состояние глюонов или барионий (связанное состояние пары барион-антибарион). Увеличение сигнала у порога впервые было объяснено в [43], где приводились доводы, что для усиления барионного распада B -мезона нужно уменьшить энерговыделение, позволяя в то же время барионным компонентам появляться в конечном состоянии. Другими словами, была выдвинута гипотеза, что увеличенному рождению барионов способствует уменьшенное энерговыделение с барионной стороны. Поэтому малая относительная вероятность двухчастичных барионных распадов $B \rightarrow \mathfrak{B}_1 \bar{\mathfrak{B}}_2$ по сравнению с трёхчастичными распадами $B \rightarrow \mathfrak{B}_1 \bar{\mathfrak{B}}_2 M$ связана с их большим энерговыделением. Однако, в двухчастичных распадах B -мезонов, имеющих два очарованных бариона в конечном состоянии, энерговыделение снова невелико, и их относительная вероятность распада уже не мала.

Эвристический подход к пониманию порогового эффекта в трёхчастичных распадах можно получить, анализируя фейнмановские диаграммы рисунка 6. Во всех этих диаграммах B -мезон рождает два кварка и два антикварка, включая спектаторный кварк. Барионы формируются дополнительными $q\bar{q}$ -парами, рождающимися из вакуума посредством сильного взаимодействия. Начальное расположение основных четырёх кварков определяет, находится ли барион-антибарионная пара близко в фазовом объёме (т. е. на массовом пороге) или далеко. Если диаграмму можно преобразовать в диаграмму распада $B \rightarrow MM$, опуская рождённую из вакуума дополнительную $q\bar{q}$ -пару (рис. 6(г) и (д), факторизуемые подавленные по цвету диаграммы), то будет наблюдаться увеличение сигнала у порога. Диаграммы, где такое же действие оставляет дикварк и антидикварк, не дадут увеличение сигнала у порога. Ко второму виду относится распад $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$

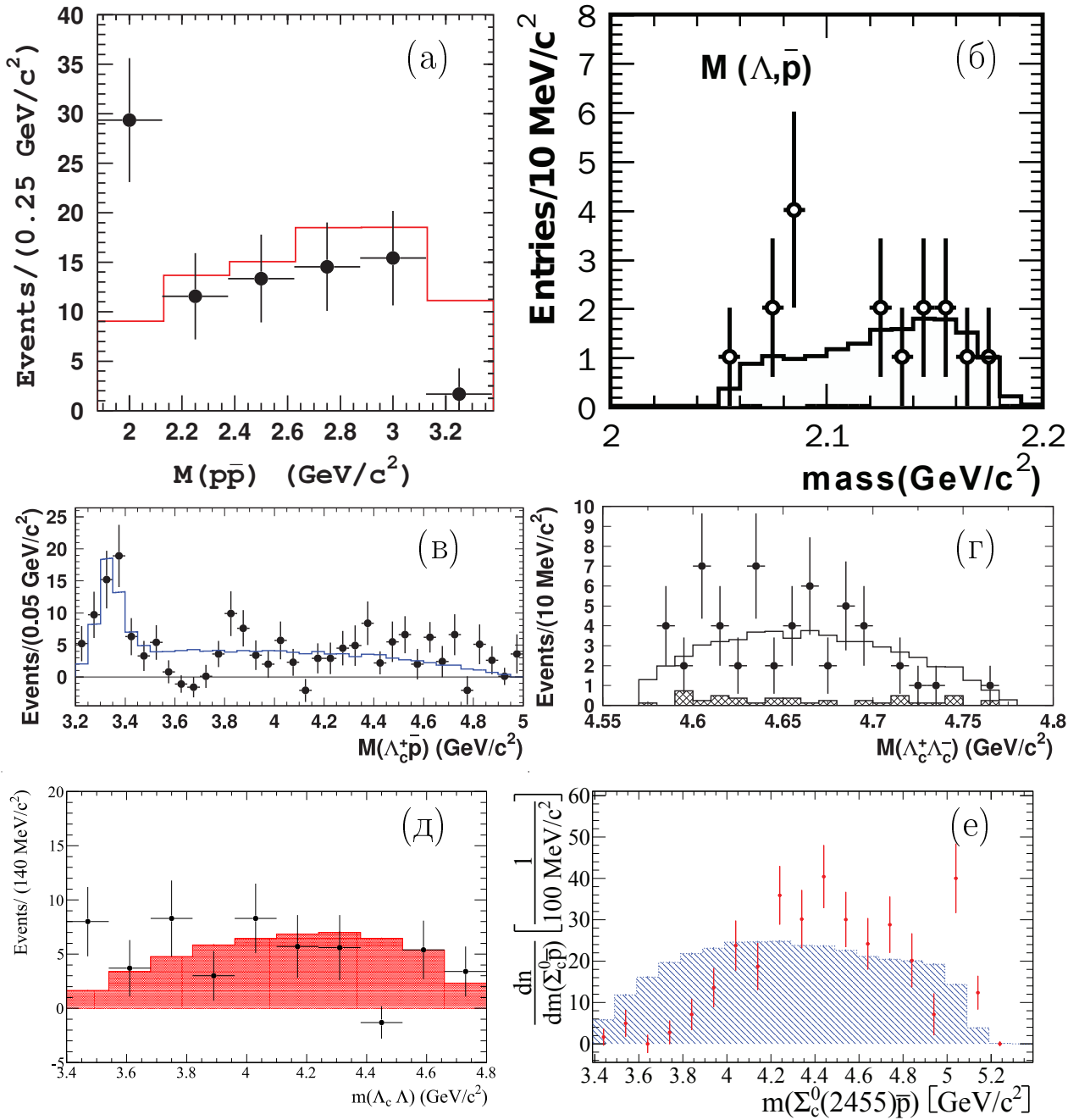


Рис. 8: Количество B -мезонов (точки с ошибками) как функция барион-антибарионной массы для распадов $\bar{B}^0 \rightarrow p\bar{p}D^0$ [82] (а), $B^+ \rightarrow J/\psi p\bar{\Lambda}$ [84] (б), $B^+ \rightarrow p\bar{\Lambda}_c^+ \pi^+$ [85] (в), $B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+$ [39] (г), $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^-$ [91] (д) и $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$ [37] (е).

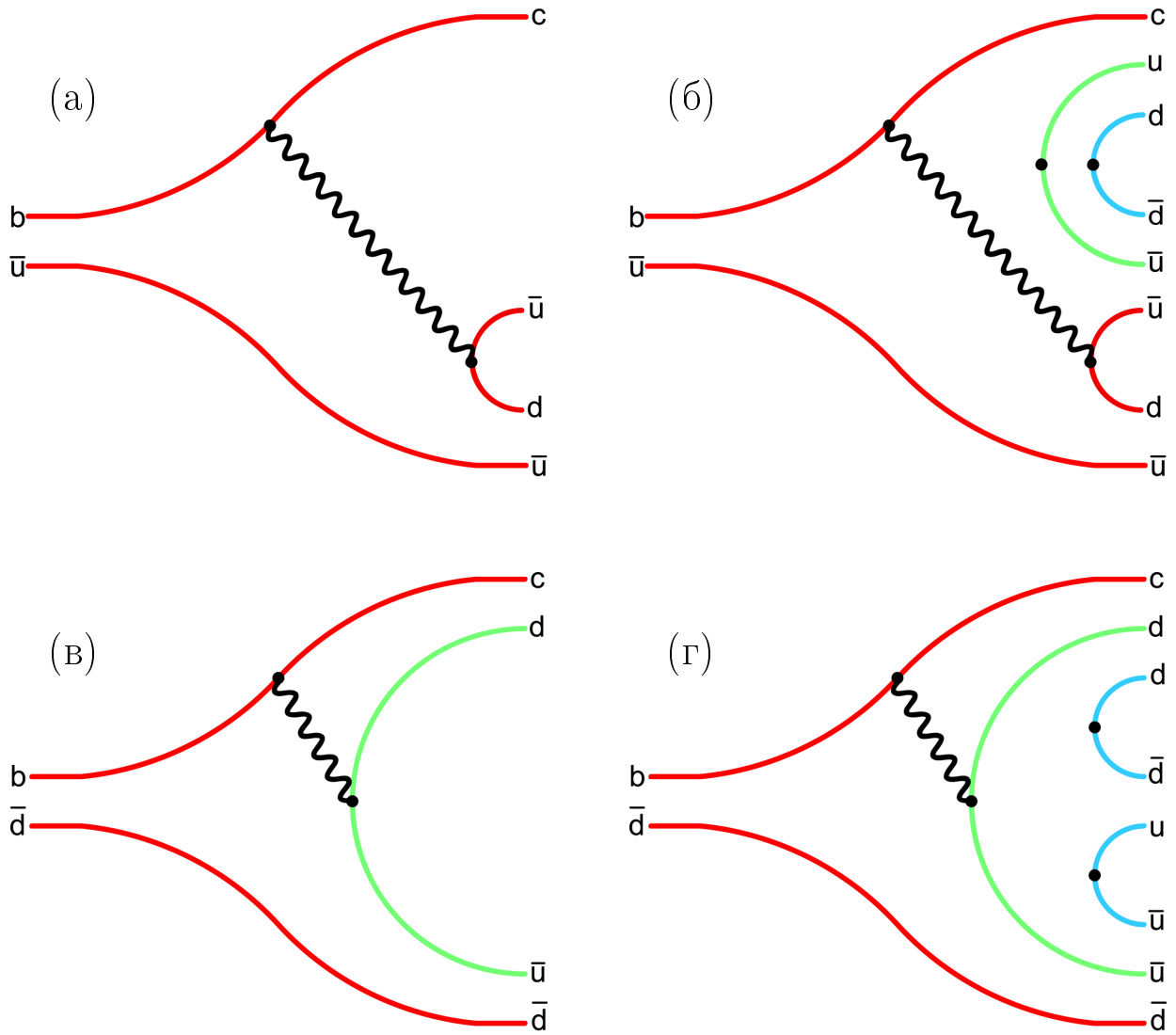


Рис. 9: Диаграммы «типа 2», иллюстрирующие элементарную картину для увеличения сигнала инвариантной массы $\mathfrak{B}_1\overline{\mathfrak{B}}_2$ у порога.

(рис. 8(e)), протекающий через диаграммы рисунков 6(a) и (б).

Эта идея проиллюстрирована на рисунке 9. Диаграмма (а) породит два мезона, а с дополнительными $q\bar{q}$ -парами в (б) один мезон превращается в пару $\mathfrak{B}_1\overline{\mathfrak{B}}_2$ ($\Lambda_c^+\overline{p}$) с предпочтительно низкой инвариантной массой, что может иметь отношение к мезонному полюсу. С другой стороны, диаграмма (в) рождает дикварк и антидикварк, но с дополнительными $q\bar{q}$ -парами она превращается в состояние $\mathfrak{B}_1M\overline{\mathfrak{B}}_2$ ($\Sigma_c^0\overline{p}\pi^+$). Здесь мезонный полюс недопустим, и увеличения сигнала у порога не наблюдается.

Конечно, нужно понять и первопричину порогового эффекта. Увеличение сигнала у порога тесно связано с поведением барионного формфактора, который резко уменьшает-

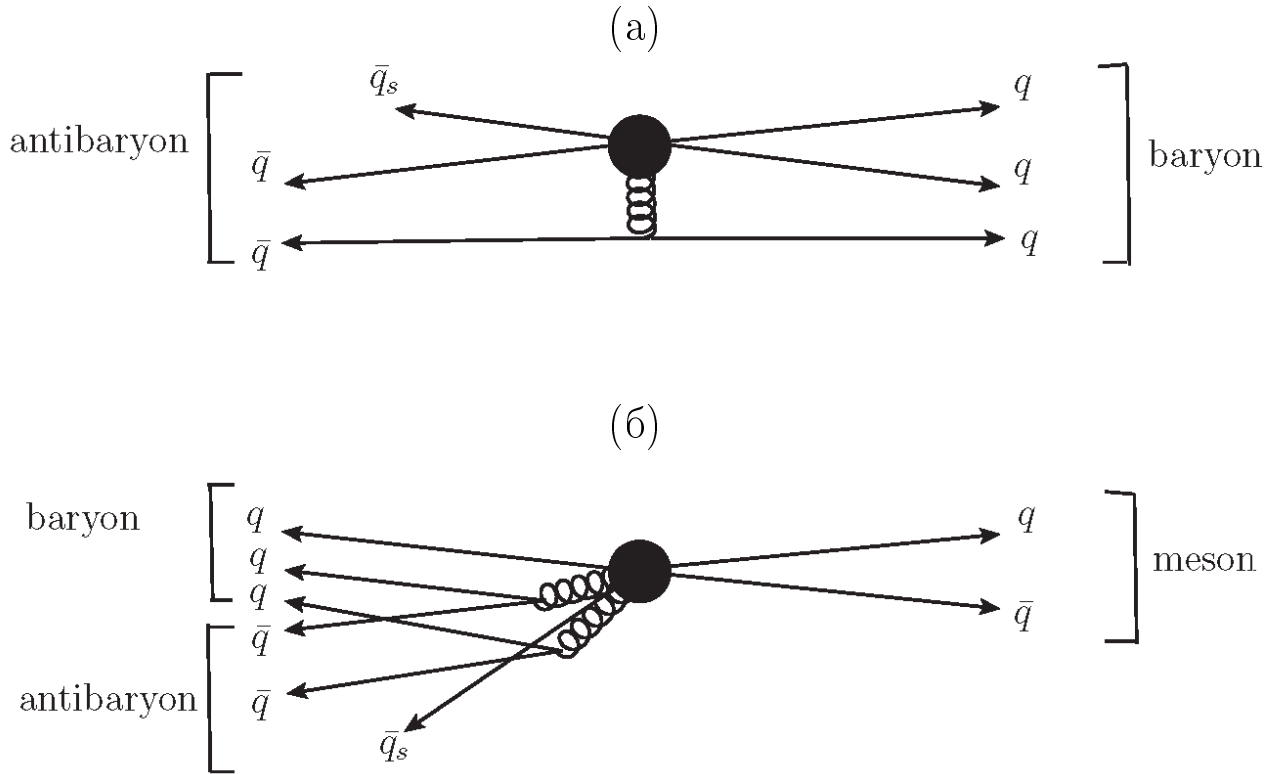


Рис. 10: Картина ближкодействия для кварков и антикварков в случае двухчастичного (а) и трёхчастичного (б) барионного распада. Медленный спектаторный кварк обозначен короткой линией \bar{q}_s .

ся с t , квадратом инвариантной массы дибариона. Несмотря на то, что были выдвинуты различные теоретические идеи, указанные в таблице 8, эффект можно понять и посредством простого ближкодействующего взаимодействия, изображённого на рисунке 10 [98]. Для рождения бариона и антибариона в двухчастичных распадах должна быть выпущена одна энергичная $q\bar{q}$ -пара с большой инвариантной массой, т. е. посредством жёсткого глюона (с высоким q^2). Этот жёсткий глюон находится далеко от массовой поверхности, а потому амплитуда двухчастичного распада подавлена множителем порядка α_s/q^2 . В трёхчастичных барионных распадах B -мезона возможна конфигурация, в которой пара $\mathfrak{B}_1\bar{\mathfrak{B}}_2$ испускается коллинеарно в противоположном от мезона направлении. Кварк-антикварковая пара, рождаемая глюоном, движется почти в том же направлении. Поскольку такой глюон близок к массовой поверхности, соответствующая конфигурация не подвержена ближкодействующему подавлению, подразумевая, что дибарион тяготеет к малым инвариантным массам.

Модель	Описание
1. Полюсная модель	Отсутствие подавления порядка $1/m_b^2$ в пропагаторе полюсных диаграмм и наличие промежуточного состояния Λ_b или Ξ_b ведёт к пороговому эффекту [43, 101].
2. Связанное состояние $\mathfrak{B}_1\overline{\mathfrak{B}}_2$	Пара $p\bar{p}$ формирует такое связанное состояние, как барионий или $X(1835)$ [44, 99].
3. Связанное состояние глюонов	Изоскалярная $p\bar{p}$ -пара формирует глюонное состояние [99, 102].
4. Взаимодействия в конечном состоянии	Увеличение сигнала у порога возникает вследствие взаимодействия барионной пары в конечном состоянии [45, 100].
5. Барионные формфакторы	В некоторых методах (таких как факторизация, фрагментация и др.) амплитуда регулируется дибарионными формфакторами, которые резко уменьшаются с дибарионной инвариантной массой, как предлагается правилом сумм КХД [102, 103].

Таблица 8: Различные интерпретации порогового эффекта в барионных распадах B -мезонов.

3 B_s^0 -мезоны в эксперименте Belle

Экспериментальное изучение B_s^0 -мезонов началось около 30 лет назад. Первые измерения были выполнены экспериментами LEP в электрон-позитронных столкновениях при энергии в системе центра масс, соответствующей массе Z -бозона. Однако статистическая значимость полученных результатов была весьма ограничена. Позднее B_s^0 -мезоны исследовались с улучшенной точностью в экспериментах на ускорителе Tevatron, используя протон-антипротонные столкновения с энергией в системе центра масс, равной 1,8 ТэВ в течение первого периода набора данных (1990 – 1995 гг.) и 1,96 ТэВ — во время второго периода при большей статистике. Эксперименты CDF и D0 измерили несколько относительных вероятностей распадов B_s^0 , впервые определили параметр смешивания Δm_s и получили множество других интересных результатов в этой области.

Исторически электрон-позитронные ускорители, работавшие около порога открытой прелести, предназначались для работы при энергии, соответствующей массе резонанса $\Upsilon(4S)$, и фокусировались на изучении B_d^0 - и B_u -мезонов. В частности, Belle и BaBar проектировались для набора данных в асимметричных электрон-позитронных столкновениях при энергии в системе центра масс, равной 10,58 ГэВ. Однако на B -фабриках можно исследовать и новую для них территорию B_s^0 -физики. Вследствие малой разницы масс между B_d^0 - и B_s^0 -мезонами порог рождения $B_s^0\bar{B}_s^0$ лежит только на 150 МэВ выше энергии рождения $\Upsilon(4S)$, а потому может быть достигнут B -фабрикой без особого труда. Рисунок 11 показывает отношение адронного и $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ сечений как функцию энергии системы центра масс в области чуть выше $\Upsilon(4S)$: два резонанса чётко видны. Обычно их обозначают $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(6S)$, однако $\Upsilon(5S)$ в литературе иногда обозначают $\Upsilon(10860)$. Т. к. $\Upsilon(5S)$ имеет кварковый состав $b\bar{b}$, ожидалось, что электрон-позитронные столкновения при энергии системы центра масс, соответствующей энергии $\Upsilon(5S)$, будут эффективным источником рождения B_s^0 -мезонов. Однако при таких условиях только 20% событий $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ адронизуются в $B_s^{(*)0}$ -мезоны [14]. Поэтому для обеспечения достаточным количеством B_s^0 -мезонов для статистически значимых измерений нужна высокая светимость.

Возможность изучения B - и B_s -мезонов на данных, набранных при энергии, соответствующей массе $\Upsilon(5S)$ -резонанса, давно обсуждалась теоретиками [47]. Экспериментально эта идея была впервые проверена в 2003^{em} году, когда эксперимент CLEO полу-

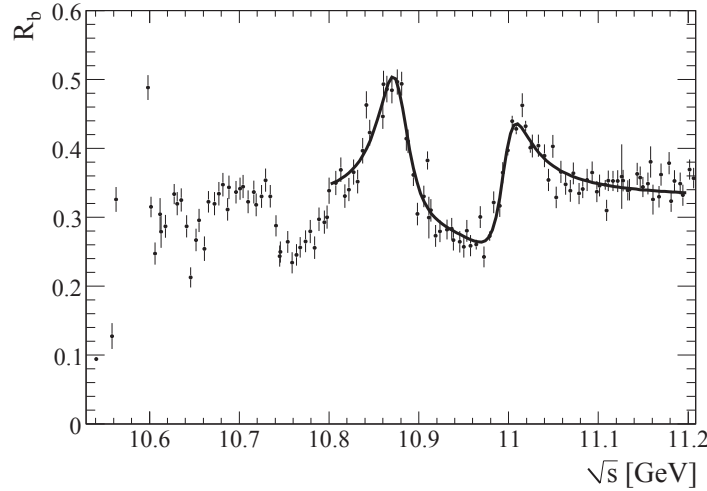


Рис. 11: Измеренное отношение адронного и $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ поперечных сечений, R_b , как функция энергии в системе центра масс, которая была получена из энергетического сканирования, проведённого экспериментом BaBar [46]. Результаты аппроксимации функцией, включающей фон и резонансы $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(6S)$, показаны сплошной линией.

чил небольшой набор данных ($0,42 \text{ фб}^{-1}$) при энергии, соответствующей массе $\Upsilon(5S)$. На основе этих данных сотрудничество CLEO обнаружило первое экспериментальное свидетельство рождения B_s^0 при энергии $\Upsilon(5S)$ [48]. В 2005^{ем} году эксперимент Belle набрал $1,86 \text{ фб}^{-1}$ таких данных и получил статистически значимые оценки параметров рождения B_s^0 [49], что подтвердило осуществимость физических исследований B_s^0 -мезонов в эксперименте Belle. Мотивированный этими результатом, Belle начал набирать $\Upsilon(5S)$ -данные, собрав $\sim 22 \text{ фб}^{-1}$ в 2006^{ом} году, $\sim 27 \text{ фб}^{-1}$ в 2008^{ом} и $\sim 71 \text{ фб}^{-1}$ — в 2009^{ом}. Интегрально Belle имеет 121 фб^{-1} $\Upsilon(5S)$ -данных, что является самым большим подобным набором.

Изучение распадов B_s^0 -мезонов важно для построения более полной картины B -физики: любая значительная разница между поведением распадов B_s и соответствующих каналов B_d - и B_u -мезонов может служить признаком проявления новых эффектов. Таким образом можно проверить предположения, связывающие рождение или параметры распада B_s -, B_u - и B_d -мезонов, оценивая эффекты, нарушающие $SU(3)$ -симметрию. Кроме того, есть особенности или процессы, которые возникают только в распадах B_s^0 : большая разница во времени жизни короткоживущих и долгоживущих состояний; процессы, описываемые аннигиляционными петлевыми диаграммами; и другие. Некоторые из этих

измерений хорошо подходят для точных проверок предсказаний Стандартной модели.

В главе 6 исследуется трёхчастичный барионный распад $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, который имеет хорошо изученный аналог в $B_{u,d}$ -секторе: $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$. Текущее общемировое среднее значение относительной вероятности распада для этого канала составляет $(2,8 \pm 0,8) \times 10^{-4}$ [14], а теоретическое предсказание на основе полюсной модели — $2,4 \times 10^{-4}$ [104]. Следует отметить, что $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ до сих пор остаётся единственным экспериментально обнаруженным распадом B_s с очарованным барионом в конечном состоянии.

4 Эксперимент Belle

Детектор Belle [7], находившийся в точке столкновения пучков электрон-позитронного ускорителя КЕКВ [8], был первоначально спроектирован для изучения CP -нарушения [50] в области B -мезонов. Кроме того, он был нацелен на точное измерение параметров распадов прелестных мезонов, очарованных мезонов и τ -лептонов. Также был осуществлён поиск редких или запрещённых в Стандартной модели процессов и новой физики в «пингвинных» распадах B -мезонов. Все эти первоначальные цели были достигнуты, и во многих случаях результаты превысили ожидания благодаря высокой интегральной светимости, произведённой B -фабрикой КЕКВ, и отличной работе детектора, поддерживавшейся почти десять лет.

4.1 Ускоритель КЕКВ

Ускоритель КЕКВ был расположен в Научно-исследовательской организации ускорителей высоких энергий (КЕК), г. Цукуба, Япония. Для его строительства был использован тот же туннель, что и для электрон-позитронного ускорителя-накопителя TRISTAN, энергия которого в системе центра масс составляла 64 ГэВ. На рисунке 12 показана принципиальная схема колец КЕКВ.

Программа строительства предусматривала изменения, направленные на удовлетворение требований B -фабрики, а именно: мгновенная светимость более $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и коэффициент буста (системы центра масс относительно лабораторной), достаточный для наблюдения временной эволюции распадов B -мезона. Однако, для выполнения этих условий нужно было справиться с некоторыми существенными проблемами.

Асимметричные энергии предполагают выделенное кольцо для каждого пучка. Для того чтобы достичь высокой интегральной светимости, необходим мощный источник позитронов и инжекция частиц, не требующих дальнейшего ускорения, в оба кольца. Для КЕКВ это означало, что энергию линейного ускорителя-инжектора (Linac) нужно увеличить с 2,5 ГэВ до 8 ГэВ, чтобы обеспечить инжекцию электронов с энергией 8 ГэВ. Кроме того, требовалось получение достаточного количества позитронов с энергией 3,5 ГэВ. Высокоэнергетический электронный и низкоэнергетический позитронный пучки были использованы во избежание проблем с неустойчивостью пучка вследствие захвата ионов,

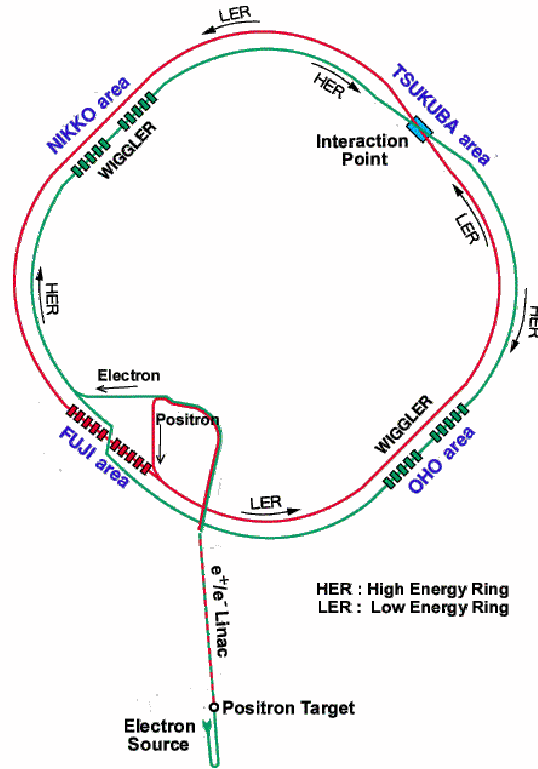


Рис. 12: Принципиальная схема ускорителя КЕКВ. Оба пучка находились в одной плоскости, рядом друг с другом и пересекались в экспериментальной зоне Tsukuba, где был расположен детектор Belle.

которые наиболее существенно проявляются при низких энергиях. С целью оптимизации светимости установка имела единственную зону взаимодействия (IR) для детектора. Светимость электрон-позитронного накопительного кольца имеет вид:

$$\mathcal{L} = \frac{N_b n_{e^-} n_{e^+} f}{A_{\text{eff}}},$$

где количество электронов и позитронов в каждом сгустке обозначено n_{e^-} и n_{e^+} , N_b — количество сгустков, f — частота циркуляции, а A_{eff} — эффективное поперечное сечение зоны перекрытия пучков в точке взаимодействия. Хотя эти пять параметров независимы при низких токах пучка, при высоких токах A_{eff} приобретает сильную зависимость от тока пучка. При увеличении произведения $N_b n_{e^-} n_{e^+}$ возрастает и A_{eff} , ограничивая таким образом светимость.

Частицы внутри сгустка отклоняются, когда они проходят сквозь совместное электромагнитное поле надвигающегося сгустка в точке взаимодействия. В результате надвигающийся сгусток коллективно работает в качестве фокусирующей линзы. Однако, эти

двухпучковые эффекты весьма нелинейны и создают значительные сложности в управлении установкой. Возрастающие при увеличении зарядов сгустка двухпучковые взаимодействия также ограничивают светимость посредством увеличения A_{eff} .

Попытки поднять светимость увеличением N_b , количества сгустков в каждом кольце, сталкиваются с другой проблемой. Когда сгусток движется с малыми расстояниями до других сгустков, он ощущает воздействие этих сгустков, обусловленное остаточными осциллирующими электромагнитными полями, которые создаются предшествующими сгустками в лучевых камерах и других узлах кольца. Эти эффекты могут привести к неустойчивости связанных сгустков на протяжении всего кольца, которая растёт при увеличении токов пучка. Неустойчивости связанных сгустков в электронном кольце обусловлены также наличием ионов остаточного газа, а в позитронном кольце — скоплениями фотоэлектронов, которые образуются синхротронными рентгеновскими лучами при соударении о стенки лучевых камер, и повторно ускоренными пучком фотоэлектронами, которые выбивают из стенок электроны вторичной отдачи.

Помимо стимулирования нестабильностей связанных сгустков, наличие ионных и электронных скоплений увеличивает размеры пучка, иногда приводя к потерям пучка по всей длине кольца. По сути, этот эффект оказался наиболее серьёзной проблемой для установки, особенно «взрыв» позитронного пучка, обусловленный фотоэлектронными скоплениями.

Высокие токи пучков также поставили серьёзные задачи для аппаратуры вдоль колец. Высококачественный вакуум должен был поддерживаться в лучевых камерах, чтобы обеспечить в окружении их стенок, которые постоянно облучаются огромными потоками синхротронных рентгеновских лучей, достаточно большое время жизни пучков. Тепловая энергия, накапливаемая узлами кольца, должна была эффективно устраняться. Подвижные фильтры, использовавшиеся для очистки от нежелательных частиц из ореола пучка, оказались особенно сложной задачей. К тому времени, когда эксперимент Belle произвёл своё первое убедительное исследование нарушения CP -симметрии весной 2001^{го} года, КЕКВ использовал пятую версию подвижных фильтров; а к концу работы установки в 2010^{ом} году на их месте стояли фильтры восьмой версии. Каждая версия была последовательным улучшением предыдущей.

В двухкольцевой установке с маленькими интервалами между сгустками необходима

схема разнесения пучков, которая отклоняет пучки, когда они покидают точку взаимодействия (IP), чтобы избежать паразитных взаимодействий. КЕКВ использовал систему, в которой два пучка сталкивались с маленьким, ± 11 мрад, углом пересечения. Несмотря на то, что эта схема имела значительное достоинство — предоставляла возможность более коротких интервалов между сгустками и больше пространства, доступного для деталей детектора около точки взаимодействия — она несла и некоторый риск. При предыдущей попытке использования маленького угла пересечения в кольце DORIS в DESY [51] возникли проблемы, которые объяснялись нестабильностями пучка из-за нежелательной обусловленной углом пересечения связи бетатронного и синхротронного движений. И считалось, что этот эффект станет хуже при большем угле пересечения. Однако, в теоретическом исследовании [52] был сделан вывод, что горизонтальный угол пересечения в КЕКВ будет, на самом деле, не очень опасным. На этом основании маленький угол пересечения был введён на ранних стадиях проектирования. В конечном счёте поперечно-продольная связь, вызванная углом пересечения, была устранена посредством использования первого в мире набора сверхпроводящих резонаторов сноса, которые выравнивали направления сгустков так, что они проходили друг сквозь друга прямо [53]. Они были установлены в январе 2007^{го} года. С резонаторами и с хроматически скорректированными в IP бета-функциями КЕКВ со временем достиг максимума светимости в $2,1 \times 10^{34-2-1}$, вдвое больше первоначально планируемой цели. Технические характеристики *B*-фабрики в конце её работы приведены в таблице 9.

Отличной эффективности ускорителя КЕКВ было более чем достаточно, чтобы позволить эксперименту Belle подтвердить теорию *CP*-нарушений [50] и, кроме того, предоставить возможность для большого количества других измерений и открытий, многие из которых выходили далеко за пределы первоначальных физических целей, перечисленных в «Письме о намерениях Belle» [54]. Достижения КЕКВ стали отправной точкой для начала работы над следующим поколением *B*-фабрик, SuperKEKB.

4.2 Детектор Belle

Светимости, набранные экспериментом Belle при разных энергиях в системе центра масс, перечислены в таблице 10. Систематическая погрешность измерения светимости составляет около 1,4%, а статистическая ошибка мала по сравнению с систематической.

Параметр	Значение
Энергии пучков, ГэВ	8 (e^-); 3,5 (e^+)
Токи пучков, А	1,2 (e^-); 1,6 (e^+)
Размер пучков в IP	
$[x]$, мкм	80
$[y]$, мкм	1
$[z]$, мкм	5
Светимость, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$2,1 \times 10^{34}$
Количество сгустков	1584
Интервал между сгустками, м	1,84
Угол пересечения пучков, мрад	± 11

Таблица 9: Технические характеристики КЕКВ в конце его работы.

Её доминирующим источником была погрешность генератора Монте-Карло, использованного для измерения поперечного сечения событий рассеяния Баба.

Как видно из таблицы 10, ускоритель преимущественно работал при энергии системы центра масс в 10,58 ГэВ, что соответствует массе резонанса $\Upsilon(4S)$, который почти всегда (с относительной вероятностью выше 96%) распадается на пару заряженных или нейтральных B -мезонов [14].

При распаде $\Upsilon(4S)$ нейтральные B -мезоны рождаются в когерентном квантовом состоянии $|B^0, \bar{B}^0\rangle = (|B^0\rangle|\bar{B}^0\rangle - |\bar{B}^0\rangle|B^0\rangle)/\sqrt{2}$, которое означает, что, несмотря на $B^0 - \bar{B}^0$ смешивание, пока один из мезонов не распадётся, всегда есть один B^0 и один \bar{B}^0 . Изучение их распадов часто требует восстановления вершины распада B и измерения времён пролёта этих мезонов — особенно для анализа зависимости CP -нарушения от времени. Т. к. в системе покоя $\Upsilon(4S)$ рождаются практически в состоянии покоя — масса резонанса лишь немного выше порога рождения $B\bar{B}$ — единственным способом получить вершины B , смещённые от точки столкновения e^+e^- , является введение буста этих частиц, который достигается выбором различных энергий для двух пучков (табл. 11).

Пренебрегая очень маленьким углом пересечения пучков e^+ и e^- , кинематические параметры $\Upsilon(4S)$ в лабораторной системе отсчёта (т. е. системе покоя детектора) таковы:

$$\beta = \frac{p_{\Upsilon(4S)} \times c}{E_{\Upsilon(4S)}} = \frac{E_- - E_+}{E_- + E_+}$$

Резонанс	Светимость		Количество Υ -резонансов
	в резонансе, fb^{-1}	вблизи резонанса, fb^{-1}	
$\Upsilon(5S)$	121,4	1,7	$(7,1 \pm 1,3) \times 10^6$
Скан выше $\Upsilon(4S)$	—	27,6	—
$\Upsilon(4S)$ [SVD1]	140,0	15,6	$(152 \pm 1) \times 10^6$
$\Upsilon(4S)$ [SVD2]	571,0	73,8	$(620 \pm 9) \times 10^6$
$\Upsilon(3S)$	2,9	0,2	$(11,0 \pm 0,3) \times 10^6$
$\Upsilon(2S)$	24,9	1,7	$(158 \pm 4) \times 10^6$
$\Upsilon(1S)$	5,7	1,8	$(102 \pm 2) \times 10^6$

Таблица 10: Краткая сводка светимости, набранной экспериментом Belle и разбитой по разным энергиям в системе центра масс.

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{E_- + E_+}{2\sqrt{E_- E_+}}$$

$$\beta\gamma = \frac{E_- - E_+}{2\sqrt{E_- E_+}}.$$

Асимметричным ускорителям требуются асимметричные детекторы, спроектированные с учётом максимизации их угла покрытия. По соглашению «передняя» и «обратная» стороны определяются по отношению к высокоэнергетическому пучку. При большом бусте в среднем больше частиц рождается в переднем направлении. По этой причине детектор имеет больше аппаратуры в передней части (расширенный полярный угол включает передний электромагнитный калориметр) и смещён в направлении низкоэнергетического пучка на несколько десятков сантиметров по отношению к точке взаимодействия.

Детектор Belle должен был удовлетворять строжайшим требованиям, наложенным физическими целями эксперимента:

- угол покрытия, близкий к 4π и расширенный в переднюю область, как объяснено выше;
- отличное разрешение вершины (~ 100 мкм) и вдоль направления пучка, и в поперечной плоскости;
- очень высокую эффективность восстановления заряженных частиц и фотонов, вплоть до импульсов порядка нескольких МэВ/с;
- очень хорошее разрешение для широкого диапазона импульсов, что помогает отде-

Энергия пучка e^- E_- , ГэВ	Энергия пучка e^+ E_+ , ГэВ	Коэффициент Лоренца $\beta\gamma$	Угол пересечения φ , мрад
8,0	3,5	0,425	22

Таблица 11: Энергии пучков, соответствующий коэффициент Лоренца и угол пересечения пучков КЕКВ при номинальной работе ускорителя на энергии $\Upsilon(4S)$.

лять сигнал от фона;

- точное измерение энергии и положения фотонов от 20 МэВ до 8 ГэВ для восстановления π^0 -мезонов или радиационных распадов;
- высокоэффективная идентификация для электронов и мюонов, а также разделение π/K в широком диапазоне импульсов — от $\sim 0,6$ ГэВ/ c до ~ 4 ГэВ/ c ;
- быстрый и надёжный триггер, и система сбора данных в реальном времени, способная извлекать данные высокого качества, обрабатывать их на ходу и, наконец, сохранять их в ожидании автономного восстановления;
- устойчивость к интенсивному излучению и способность эффективно работать при наличии высокого уровня фона.

Детектор имел конструкцию с цилиндрической симметрией относительно оси пучка. Его компактность была компромиссом между потребностью в большой трековой системе для заряженных частиц и необходимостью свести к минимуму объём калориметра, безоговорочно являющегося наиболее дорогим одиночным компонентом детектора. Передний и обратный углы покрытия были ограничены геометрией трубы ускорителя. На своём пути в детекторе Belle частица могла последовательно пройти через:

- Трековую систему для заряженных частиц:
 - Кремниевый детектор, называемый SVD (Silicon Vertex Detector), изготовленный из слоёв двусторонних кремниевых полосковых элементов, для восстановления треков заряженных частиц в непосредственной близости от трубы ускорителя. Этот детектор использовался для определения вершин (и первичных, и вторичных), измерения импульсов низкоэнергетических заряженных частиц, которые не достигают расположенных дальше систем вследствие сильного продольного магнитного поля, а также предоставлял информацию (углы и положения) второму трековому детектору, дрейфовой камере, которая была

расположена сразу за его внешним радиусом.

- Дрейфовую камеру, называемую CDC (Central Drift Chamber), которая измеряла импульс и энергетические потери (dE/dx) заряженных частиц, пересекавших её рабочий объём. dE/dx использовались для идентификации частиц (PID).

Оба трековых устройства были помещены в продольное магнитное поле величиной 1,5 Тл, обеспечивавшееся сверхпроводящим соленоидом. Оно требовалось для достижения необходимого импульсного разрешения. Криостат соленоида был расположен между электромагнитным калориметром и оборудованным аппаратурой ярмом магнита — эти два детектора будут описаны ниже.

- Детекторы PID, спроектированные для того, чтобы различать многочисленные пионы от более редких каонов в диапазоне импульсов от примерно 500 МэВ/с до кинематического предела в 4,5 ГэВ/с. Belle имел два типа детекторов PID:
 - аэрогелевый черенковский счётчик (АСС), покрывающий передний регион и цилиндрическую часть;
 - дополнительные времяпролётные (TOF) счётчики в цилиндрической зоне с разрешением ~ 100 пс, которое делало их эффективными для разделения заряженных частиц с импульсами до 1,2 ГэВ/с. Длина траектории полёта частицы от IP до TOF-счётчиков составляла примерно 1,2 м.
- Калориметр (ECL), представлявший собой сильно сегментированные наборы кристаллов иодида цезия с примесью таллия — кратко CsI(Tl) — которые были собраны в проективную геометрию. ECL включал в себя цилиндрическую часть, передний и обратный торцы. Калориметр покрывал примерно 90% полного телесного угла. Помимо ECL, был разработан специальный крайний передний калориметр (EFC), изготовленный из радиационно-устойчивых кристаллов ВГО (оксид германата висмута или $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Он был установлен на крайние квадрупольные линзы вблизи трубы ускорителя и предоставлял информацию о мгновенной светимости и фоне установки, что помогло оптимизировать работу КЕКВ.
- Ярмо магнита, оборудованное аппаратурой, которая была разработана для идентификации мюонов и обнаружения нейтральных адронов (в основном, K_L^0 -мезонов). Оно было разделено на три региона: центральная цилиндрическая часть, передний

и обратный торцы. Для системы регистрации K_L^0 и мюонов (KLM) использовались перемежающиеся слои резистивных плоско-параллельных камер (15 в цилиндрическом регионе и по 14 в торцах) и стальных листов толщиной 4,7 см.

- Двухступенчатый триггер с аппаратным уровнем Level-1 (L1), за которым следовал программный уровень Level-3 (L3). Триггер L1 компоновал трековый и энергетический триггеры с информацией от мюонных детекторов, а решение принять/отклонить событие принималось центральной триггерной системой, называвшейся GDL (Global Decision Logic). Триггерный уровень L3 выполнялся в реальном времени на компьютерной «ферме». Две триггерные системы имели сходные проектные характеристики: доля принятых L1 событий порядка $\mathcal{O}(\text{кГц})$, а принятых L3 событий — $\mathcal{O}(100 \text{ Гц})$, несколько процентов «мёртвого» времени и размер события примерно в 30 кБ. Очевидно, что эти параметры изменялись со временем, при увеличении светимости и фонов. Оба триггера оказались устойчивыми, надёжными и эффективными в широком диапазоне условий набора данных, включая запуски при энергии более лёгких Υ -резонансов или при энергии $\Upsilon(5S)$ и выше.

Схематическое поперечное сечение детектора Belle показано на рисунке 13. Отдельные подсистемы, описанные выше, обозначены на рисунке. Весь детектор был составлен из цилиндрической части, переднего (в направлении приходящего пучка e^-) и обратного (в направлении приходящего пучка e^+) торцов. Используемая система координат: ось z направлена противоположно позитронному пучку (стоит отметить, что это не совсем то же самое, что направление электронного пучка, вследствие небольшого угла пересечения пучков), ось y вертикальна, а ось x направлена горизонтально от центра кольца КЕКВ.

Ниже рассмотрены основные характеристики Belle, сводка которых расположена в таблице 12 в конце главы. Более детально детектор представлен в работах [7], а также ссылках в них.

4.2.1 Кремниевый детектор

После ввода в эксплуатацию детектора Belle в 1999^{ом} году SVD постепенно совершенствовался. В первые три года использовалась первая система, называвшаяся SVD1, которая состояла из трёх слоёв связанных по переменному току двусторонних кремние-

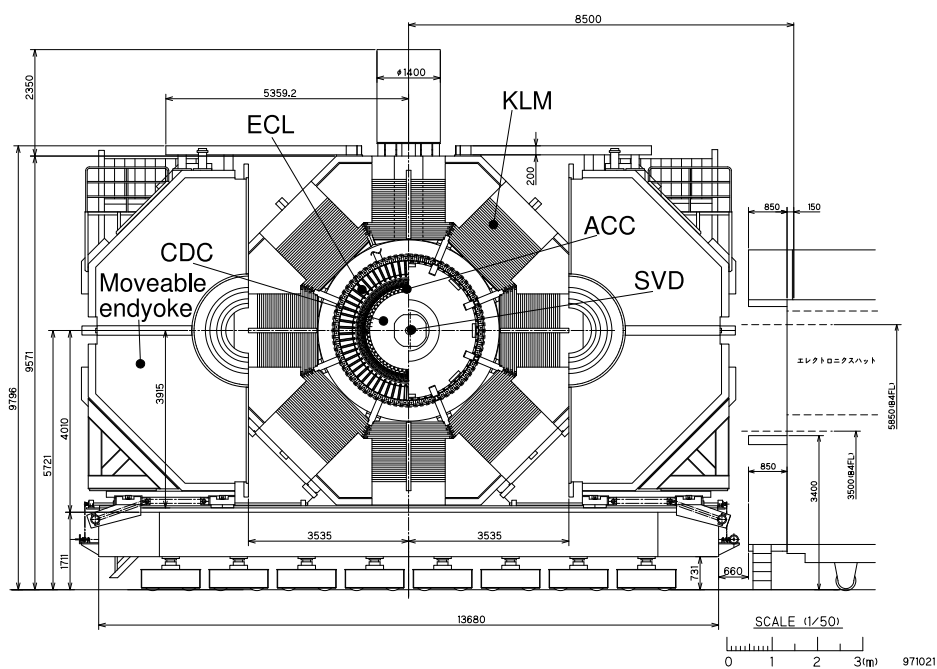
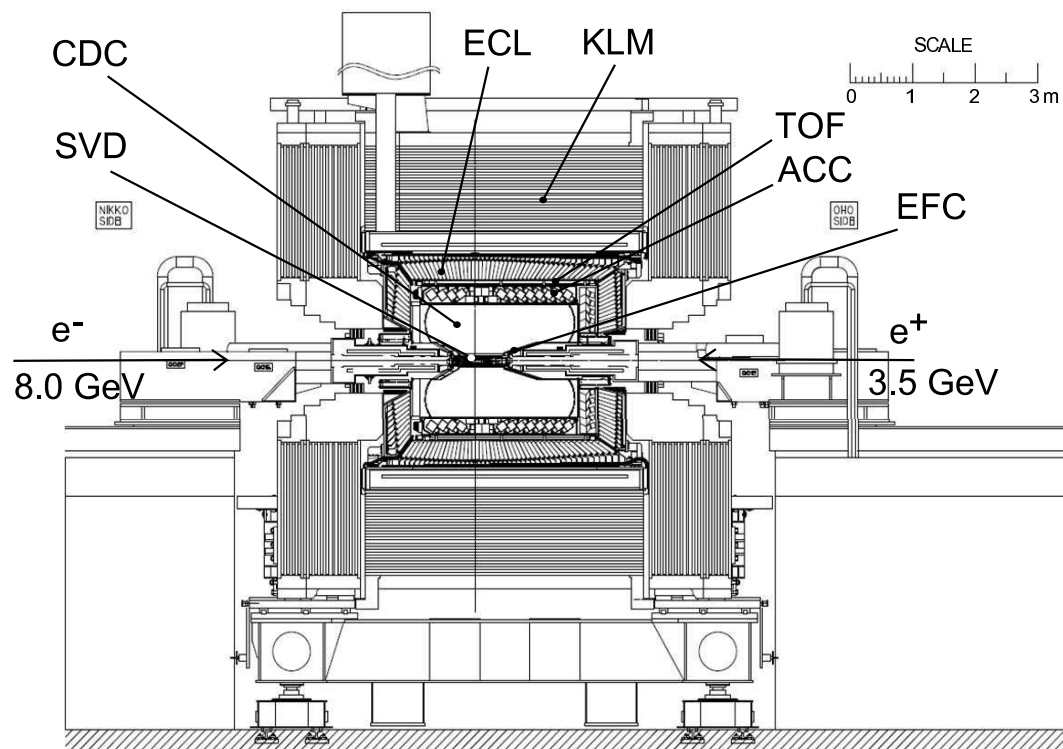


Рис. 13: Продольное (вверху) и поперечное (внизу) сечения детектора Belle.

вых полосковых элементов (DSSD). Для считывания данных использовалась микросхема вывода VA1 (1,2-микронная технология микширования аналоговых сигналов). Поскольку SVD1 был первым кремниевым вершинным детектором, построенным в КЕК, была выбрана консервативная конструкция. Её угол покрытия составлял $23^\circ < \theta < 140^\circ$, в то время как полное покрытие детектора Belle было $17^\circ < \theta < 150^\circ$. Ограниченная радиационная стойкость микросхемы VA1 (200 крад) и её длительное время формирования импульса (2,8 мкс) препятствовали интенсивной работе ускорителя КЕКВ. Кроме того, поскольку считывающая электроника Belle была заземлена, а напряжение смещения подавалось через диэлектрик конденсатора связи DSSD, каждый год в диэлектрике появлялось несколько микроканалов.

Вследствие этих проблем сотрудничество Belle начало модернизацию SVD до начала работы КЕКВ. В 2000^{ом} году все модули SVD были заменены, используя обновлённую микросхему VA1 (0,8-микронная технология микширования аналоговых сигналов) [55], радиационная устойчивость которой была улучшена до 1 Мрад.

Крупное усовершенствование было проведено весной 2003^{го} года. Было установлено второе поколение кремниевого вершинного детектора, SVD2, состоявшее из четырёх слоёв DSSD и охватывавшее полный угол покрытия ($17^\circ < \theta < 150^\circ$) (рис. 14). Поскольку светимость КЕКВ после установки SVD2 увеличивалась, 85% данных Belle было набрано с SVD2. Внутренний радиус трубы ускорителя был уменьшен с 20 мм до 15 мм [56]. Радиусы слоёв SVD2 составляли 20 мм, 44 мм, 70 мм и 88 мм.

SVD2 также использовал микросхему новой конструкции, VA1TA, которая имела время импульса в 0,8 мкс и радиационную устойчивость в 20 Мрад (0,35-микронная технология микширования аналоговых сигналов) [57]. Управляющий регистр был сделан с использованием логики с трёхмодульной избыточностью для избежания и обнаружения одиночных сбоев (SEU). Благодаря короткому времени формирования импульса, вклад темнового тока в общий шум не был значимым. Низковольтный источник питания был установлен выше напряжения смещения, и темп образования микроканалов был значительно уменьшен. SVD2 проработал восемь лет без существенных проблем.

Вещество перед наиболее близким к центру слоем CDC: труба ускорителя (0,62% X_0); четыре слоя полосковых элементов (1,71% X_0); защитная оболочка SVD из CFRP (полимер, армированный углеродным волокном) (0,23% X_0) и внутренний цилиндр CDC

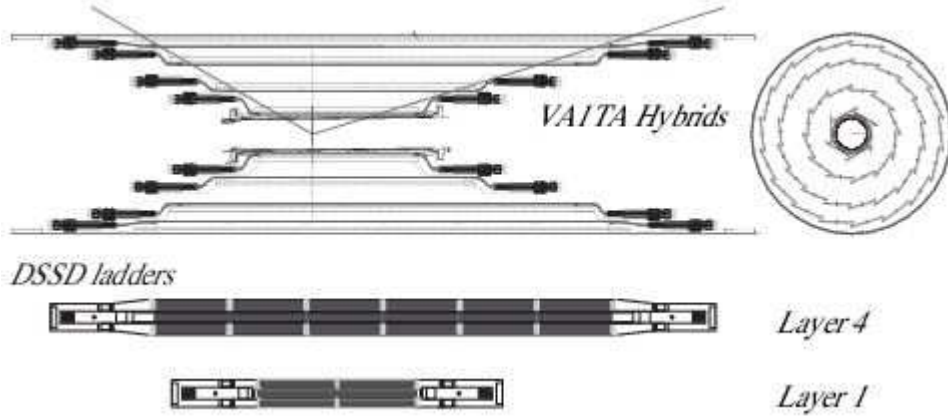


Рис. 14: Продольное и поперечное сечения SVD2. Также отображены модули первого и четвёртого слоёв. Радиусы слоёв с первого по четвёртый: 20, 44, 70 и 88 мм соответственно. SVD2 охватывала полный угол покрытия Belle ($17^\circ < \theta < 150^\circ$), показанный пунктирной линией. Показана и центральная часть трубы ускорителя (внутренний и внешний радиусы SVD2 составляют 15 и 16,5 мм соответственно).

из CFRP ($0,17\% X_0$) — насчитывает всего $2,73\% X_0$. Юстировка элементов SVD проводилась между DSSD (внутренняя) и по отношению к CDC (глобальная). Параметры и внутренней, и глобальной юстировки определялись в каждом рабочем периоде КЕКВ. На всём протяжении эксперимента значительного изменения параметров юстировки не наблюдалось.

Было измерено разрешение прицельного расстояния в плоскостях $r-\phi$ и $r-z$, которое оказалось равным $\sigma_r = 21,9 \oplus 35,5/\tilde{p}$ мкм и $\sigma_z = 27,8 \oplus 31,9/\tilde{p}$ мкм соответственно, где \tilde{p} обозначает импульс псевдотрека в ГэВ/с [58].

Загрузка наиболее близкого к центру слоя оставалась в диапазоне 5 – 7% при наивысшей светимости в $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ без ухудшения производительности детектора.

SVD поддерживалась CDC, причём радиусы самого удалённого от центра слоя SVD и наиболее близкого к центру слоя CDC были равны 90 мм и 110 мм соответственно. Поэтому треки с малыми импульсами могли восстанавливаться в CDC, что было эффективно вплоть до 70 МэВ/с [59]. Таким образом, основное назначение SVD — экстраполяция треков, восстановленных в CDC, к вершинам распада внутри трубы ускорителя.

4.2.2 Дрейфовая камера

Центральная дрейфовая камера Belle имела несколько важных функций. Во-первых, с её помощью восстанавливались треки заряженных частиц и точно измерялись их координаты и импульсы. Во-вторых, она предоставляла информацию для идентификации частиц, используя измерения dE/dx внутри объёма газа. Треки с малыми импульсами, которые не достигали системы идентификации частиц, могли быть идентифицированы с использованием только CDC. Наконец, она предоставляла эффективный и надёжный триггерный сигнал для заряженных частиц.

Поскольку большинство частиц из распадов B -мезонов имеют импульс ниже 1 ГэВ/с, минимизация многократного рассеяния важна для улучшения импульсного разрешения. Поэтому была выбрана смесь 50% He и 50% C₂H₆, которая вследствие низкого атомного числа газов обеспечила оптимальное импульсное разрешение наряду с сохранением хорошего разрешения потерь энергии.

Структура CDC показана на рисунке 15. Она асимметрична вдоль оси z при угловом покрытии $17^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$. Максимальная длина проволочки составила 2400 мм. Внутренний радиус CDC приходился на 80 мм, и детектор не имел внутренней стенки с целью минимизации многократного рассеяния в веществе, которое расположено в пределах радиуса первого слоя проволочек, и гарантии хорошей эффективности отслеживания треков частиц с низким p_T . Внешний радиус составлял 880 мм. В переднем и обратном направлениях при малых r CDC имела форму усечённого конуса. Это предоставило необходимое пространство для размещения компонент ускорителя при сохранении максимально доступного угла покрытия. Камера имела 50 цилиндрических слоёв, каждый из которых включал в себя от трёх до шести либо аксиальных, либо малоугловых стереослоёв, а также три слоя катодных полос. CDC имела в общем 8400 дрейфовых ячеек. Каждый из двух наиболее близких к центру суперслоёв был сформирован из трёх слоёв, а каждый из трёх наружных суперстереослоёв — из четырёх слоёв. При комбинировании с катодными полосками это обеспечивало высокоэффективный и быстрый z -триггер. Для каждого суперстереослоя стереоугол был определён максимизацией измерительной способности вдоль z при сохранении колебаний коэффициента усиления вдоль проволочки ниже 10%. Сигнальные проволочки были изготовлены из позолоченного вольфрама и имели диаметр в 30 мкм, тогда как формирующие поле алюминиевые проволочки были

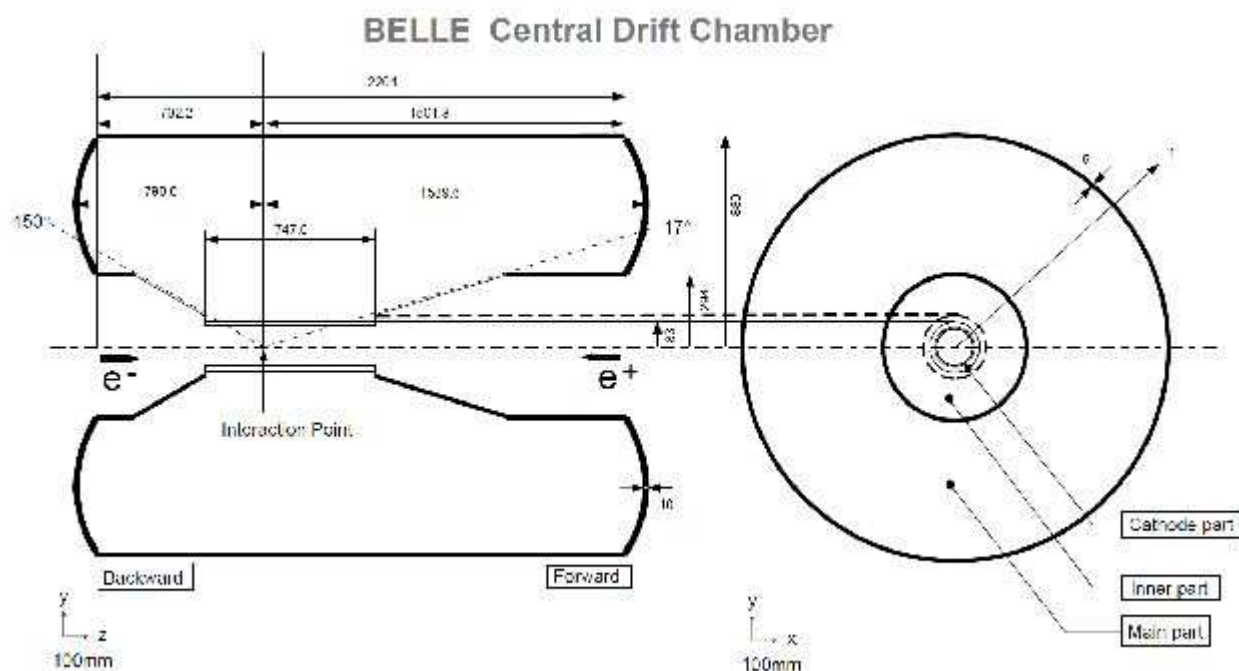


Рис. 15: Структура CDC.

диаметром 126 мкм.

Во всех слоях, кроме трёх наиболее близких к центру, максимальное расстояние дрейфа было между 8 мм и 10 мм. В радиальном направлении толщина дрейфовых ячеек колебалась от 15,5 мм до 17 мм. В ближайших к центру слоях ячейки были меньше, и сигналы считывались катодными полосками на стенке цилиндра. Расположение прилегающих радиальных слоёв внутри суперслоя в шахматном порядке со смещением на половину ячейки в направлении ϕ помогало в разрешении неопределённостей «лево-право».

Летом 2003^{го} года катодная часть, соответствующая трём внутренним слоям, была заменена новой камерой, чтобы обеспечить место под SVD2. Вследствие ограниченного пространства и уменьшения загруженности эта новая камера состояла из двух слоёв более мелких ячеек с размером около 5 мм × 5 мм. Максимальное время дрейфа стало короче, менее 100 нс в магнитном поле 1,5 Тл.

Высокое напряжение, подававшееся на сигнальные проволоочки, поддерживалось в течение одиннадцатилетней работы без значительных радиационных повреждений. После доскональной юстировки и калибровки общее пространственное разрешение составило около 130 мкм, как и ожидалось. Благодаря минимизации вещества, находившегося в

пределах внутреннего радиуса CDC, трековая система вместе с SVD обеспечивала достаточно хорошее импульсное разрешение, особенно для треков с низкими импульсами:

$$\sigma_{p_T}/p_T = 0,0019p_T \oplus 0,0030/\beta,$$

где p_T в ГэВ/с.

Разрешение dE/dx , важное для PID, составляло 7% для частиц с минимальной ионизацией. $r - \phi$ -триггер CDC обеспечивал высокоэффективный и достоверный триггерный сигнал. z -триггер, который использовал катодные полосы, успешно применялся для снижения интенсивности триггера заряженных частиц в три раза без принесения в жертву каких-либо физических событий.

4.2.3 Времяпролётная система

Времяпролётная система представляла собой цилиндр со 128^{10} сцинтилляционными счётчиками и могла находить отличия между каонами и пионами с импульсами ниже 1,2 ГэВ/с. Система была сконструирована с расчётом на временное разрешение для мюонных треков в 100 пс [60].

Отдельный модуль TOF (всего система содержала 64 модуля) показан на рисунке 16. Каждый модуль состоял из двух TOF-счётчиков и одного тонкого триггерного сцинтилляционного счётчика (TSC). Мелкоячеистые ФЭУ были подключены к обоим концам TOF-счётчиков и к обратному концу TSC-счётчика. Угол покрытия в лабораторной системе составлял $33^\circ < \theta < 121^\circ$, а минимальный поперечный импульс, необходимый для того, чтобы частица достигла времяпролётных счётчиков — 0,28 ГэВ/с. Двухслойная конфигурация TSC- и TOF-счётчиков с зазором в 1,5 см устраняла срабатывания, вызываемые конверсией фотонов, которые возникали вследствие огромного фотонного фона от столкновений обработанных частиц о трубу ускорителя около региона взаимодействия.

Система TOF измеряла время пролёта заряженных частиц, восстановленных в CDC, и дополнительно требовала для каждого события время столкновения пучков, t_{IP} . Оно определялось по сигналу синхронизации RF (сигнал ускорителя КЕКВ с частотой 508,9 МГц), использовавшемуся в качестве опорного. Сдвиг времени калибровался для каждого набора данных посредством автономного анализа большого набора имеющих доброкачественность выше 98% событий с μ -парами ($\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$). Принимая во внимание

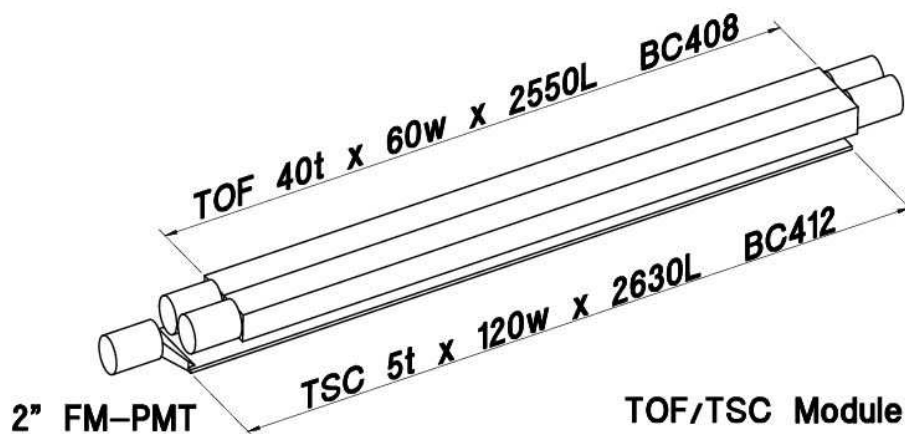


Рис. 16: Отдельный модуль TOF, состоявший из двух TOF-счётчиков и TSC. Размеры указаны в миллиметрах.

пролётное расстояние, измеренное в CDC, для каждого мюона вычислялось ожидаемое время пролёта, а сдвиг настраивался таким образом, чтобы для каждого ФЭУ в среднем получить нулевое отклонение между вычисленным и измеренным в TOF временем.

Вычисление времени столкновения для измерений TOF имело в каждом событии соответствующую периоду сигнала RF неопределённость, кратную 1,96 нс. Почти во всех случаях эту неопределённость можно было разрешить, приписывая скорость света высокоимпульсным трекам события (или, что равносильно, приписывая трекам массу пиона). Когда предположение о массе пиона не давало результата, делалась попытка с использованием массы каона или протона.

Долгосрочное изменение временного разрешения системы TOF контролировалось посредством наборов событий с μ -парами. Разрешение в 110 пс, измеренное в 2008^{ом} году [61], ухудшилось с 96 пс, полученных в 1999^{ом}. Временное разрешение в 110 пс включает систематическую ошибку, составляющую в общем 40 пс, вследствие разброса по времени в электронных системах детектора и ускорителя, вычисления информации о треке μ , а также разброса в положении точки столкновения из-за длины сгустка. Основным источником деградации было старение, уменьшение за десятилетний период работы длины затухания и световыхода в сцинтилляционных TOF-счётчиках. Среднее разрешение по времени для пионных треков было незначительно хуже, как правило на 10 пс, вследствие эффектов рассеяния на ядре.

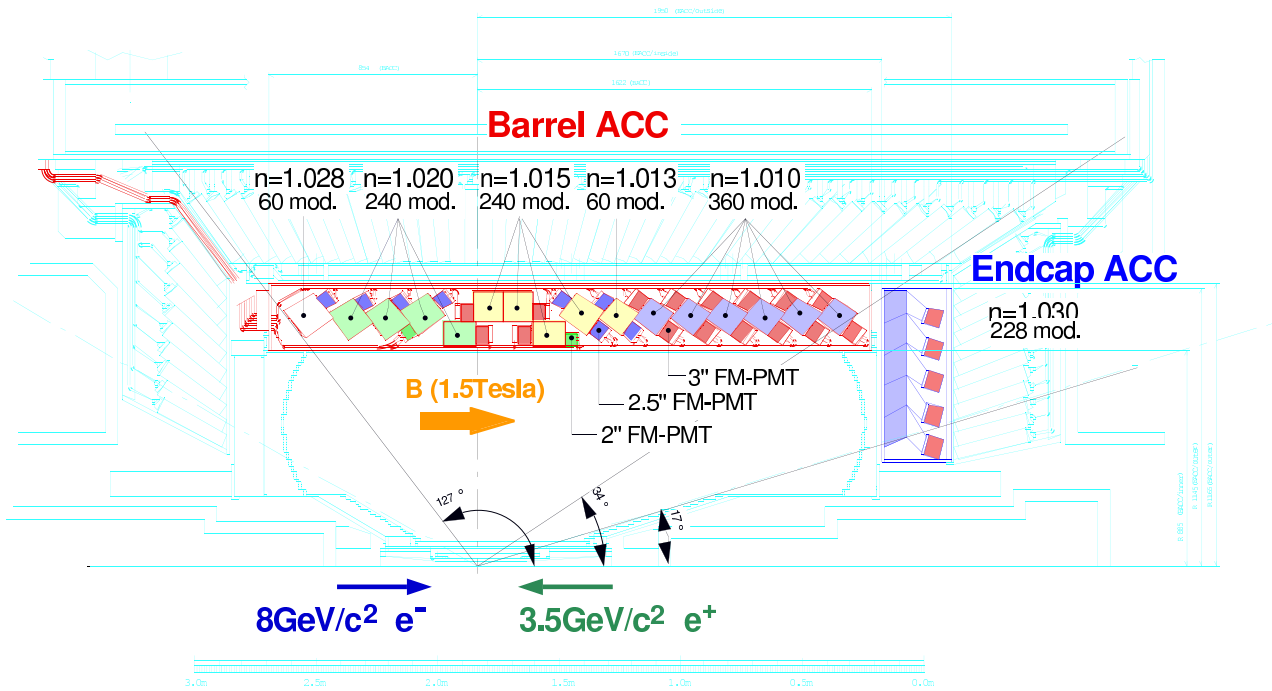


Рис. 17: Схема системы ACC, состоявшей из 16 модулей в цилиндрической части и пятислойных модулей в торцах.

4.2.4 Аэрогелевый черенковский счётчик

На рисунке 17 показана конфигурация аэрогелевого черенковского счётчика Belle [62]. Покрытие полярного угла составляло $33,3^\circ < \theta < 127,9^\circ$ в цилиндрической части и $13,6^\circ < \theta < 33,4^\circ$ — в передней части. Детектор был построен из аэрогелевых модулей десяти различных видов, различающихся показателем преломления ($n = 1,010; 1,013; 1,015; 1,020; 1,028$ или $1,030$) или количеством (один или два) и размером ($2''$; $2,5''$ или $3''$ в диаметре) фотоэлектронных умножителей в зависимости от полярного угла их положения.

Цилиндрическая часть аппарата состояла из 60 идентичных секторов вдоль оси ϕ , по 16 модулей в каждом секторе. Характерный размер одного модуля — примерно $120 \times 120 \times 120 \text{ мм}^3$, заполненных кремнистым аэрогелем в качестве излучателя. Показатель преломления аэрогеля изменялся от 1,010 до 1,028 в зависимости от полярного угла, принимая во внимание кинематику $B \rightarrow \pi\pi$ и $K\pi$, т. к. разделение π/K в области малых импульсов осуществлялось цилиндрической частью TOF-системы. Объём аэрогелевого излучателя был покрыт белым отражающим слоем с высокой отражающей способностью ($> 93\%$). Опорой служила алюминиевая перегородка толщиной 0,1 мм.

Для регистрации черенковского света каждый счётчик осматривался одним или двумя мелкочаеистыми ФЭУ. Диаметры фотоумножителей выбирались равными 2" ; 2,5" или 3" в зависимости от показателей преломления, поскольку аэрогель с бóльшим показателем генерирует больше фотонов, и в результате угол покрытия ФЭУ мог быть меньше.

В торцевой части АСС был разделён на 12 одинаковых секторов вдоль оси ϕ , каждый сектор насчитывал по 19 модулей, которые были скомпонованы так, чтобы иметь в радиальном направлении пятислойную структуру. Каждый модуль счётчика содержал $\sim 100 \times 100 \times 100$ мм³ излучателя, за которым следовал воздушный световод, а затем был присоединён трёхдюймовый ФЭУ. С целью уменьшения вещества при той же жёсткости этот модуль был изготовлен из CFRP толщиной 0,5 мм. Внутренняя стенка CFRP была покрыта тем же отражающим слоем, что было использовано для цилиндрической части. Показатель преломления аэрогеля для счётчиков в торце был установлен равным 1,03, поскольку в этой части отсутствовала система TOF, и АСС использовался для разделения K/π в диапазоне малых моментов для задач определения ароматов.

Калибровочные константы для всех ФЭУ были получены из событий с μ -парами, аккумулированных при столкновении пучков, а ежедневные отклики ФЭУ во время экспериментов контролировались осветительной светодиодной (LED) системой, которая была установлена на всех счётчиках модулей. Эффективное число фотоэлектронов, извлечённое из данных LED, как функция интегральной светимости для типичного ФЭУ отображена на графике 18. Диапазон интегральной светимости (вплоть до 300 фб⁻¹) соответствует почти шести годам с начала работы. Отклонение за этот период было меньше 5%, и такая стабильность оказалась достаточной.

4.2.5 Электромагнитный калориметр

Общая конфигурация калориметра Belle показана на рисунке 19. ECL состоял из цилиндрической секции и двух торцов, заполненных сегментными наборами кристаллов CsI(Tl). Первая часть имела 3,0 м в длину и внутренний радиус в 1,25 м. Кольцеобразные торцы были расположены на $z = +2,0$ м и $z = -1,0$ м от точки взаимодействия. В совокупности ECL состоял из 8736 CsI(Tl) кристаллов. Сцинтилляционный свет, создаваемый частицами в кристаллах, детектировался светодиодами.

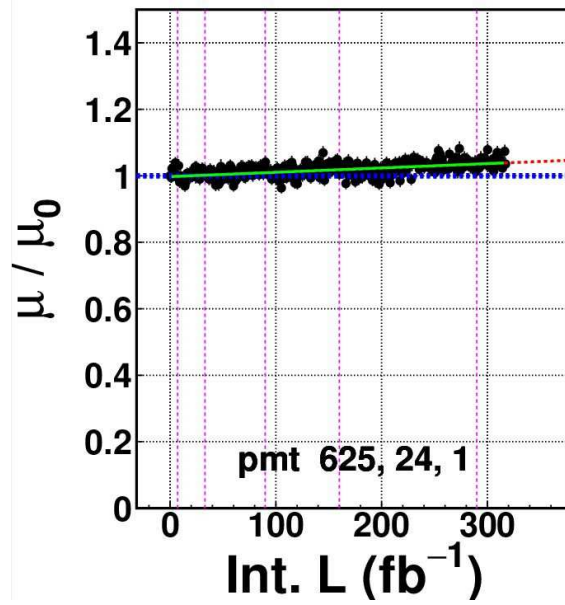


Рис. 18: Относительная высота импульса как функция интегральной светимости.

Каждый кристалл имел форму башенки, направленной почти в точку взаимодействия. Кристаллы были наклонены на маленький угол в направлениях θ и ϕ ($\sim 1,3^\circ$ в цилиндрической части; $\sim 1,5^\circ$ и $\sim 1,4^\circ$ в направлении θ — в переднем и обратном торцах соответственно), чтобы предотвратить утечку фотонов через промежутки между кристаллами. Угол покрытия ECL составлял $17,0^\circ < \theta < 150,0^\circ$, что соответствовало общему покрытию телесного угла в 91% от 4π . Между кристаллами цилиндрической части и торцов были намеренно оставлены небольшие зазоры, обеспечивавшие пространство, необходимое для кабелей и несущих элементов внутренней части детектора. Потери телесного угла, связанные с этими зазорами, составили примерно 3% от полного угла.

Количество вещества детектора перед ECL находилось в пределах от $0,3X_0$ до $0,8X_0$.

Калибровка калориметра была основана на использовании событий рассеяния Бабá и событий $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. Для кристаллов двух наиболее близких к центру слоёв переднего и обратного торцов использовалась калибровка по взаимодействиям космических лучей. Калибровка по событиям Бабá выполнялась раз в 1–2 месяца. Коэффициенты перехода электронных каналов контролировались ежедневно генератором тестовых импульсов.

Доза облучения, полученная ECL, колебалась от 100 рад для кристаллов цилиндрической части до 700 рад для кристаллов переднего торца. Ухудшение световых выходов из-за суммарной дозы составило меньше 5% и не имело значительного влияния на производи-

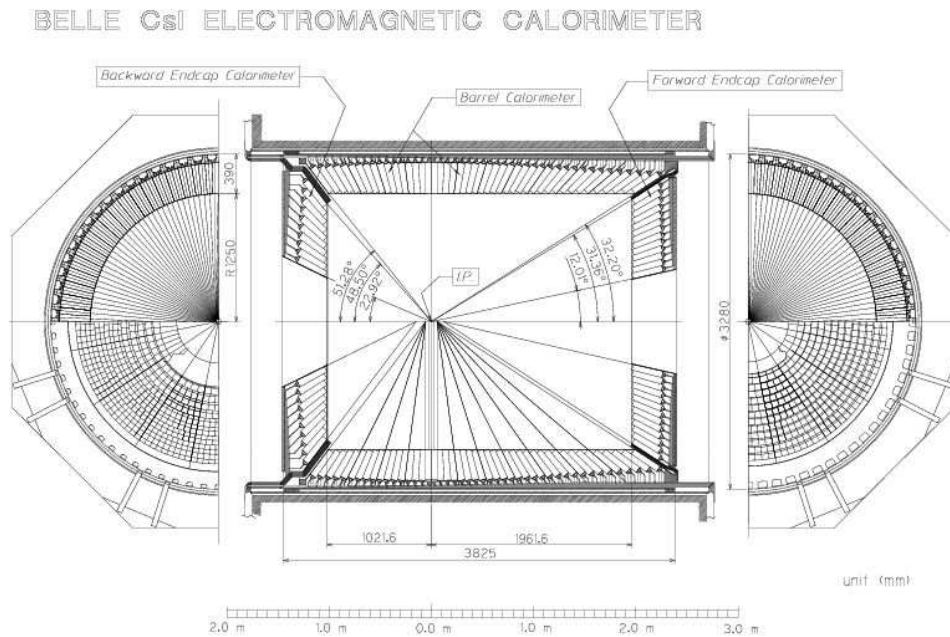


Рис. 19: Общая конфигурация ECL.

тельность ECL.

Разрешение ECL по энергии изменялось от 4% на 100 МэВ до примерно 1,6% на 8 ГэВ. Угловое разрешение составляло примерно 13 мрад (3 мрад) при низких (высоких) энергиях. Такие разрешения по энергии и углу обеспечивали разрешение по массе π^0 примерно в $4,5 \text{ МэВ}/c^2$. Кроме того, ECL давал главный параметр для разделения электронов и адронов: отношение E/p энергии ливня к импульсу трека.

В дополнение к упомянутым ранее задачам на сигналах от секторов переднего и обратного торцов ECL была основана система измерения в режиме реального времени светимости Belle, которая определяла интенсивность событий Баба́. Для каждого торца из восьми пар смежных секторов были сформированы восемь перекрывающихся четвертей. Электронный ливень мог лежать полностью внутри одного из секторов или быть разделённым двумя смежными секторами, но он всегда размещался в одной из восьми четвертей. Это позволило установить высокий уровень порога для сигналов от четвертей, сохраняя при этом высокую эффективность для событий Баба́. Совпадение сигнала, вызванного большим энерговыделением, из одной четверти обратного ECL с сигналом из азимутально противоположной четверти переднего ECL считалось событием Баба́. Система предоставила стабильное и точное измерение светимости во время набора данных,

а также во время инъекции.

4.2.6 Мюонный детектор

Мюонная система Belle с высокой эффективностью идентифицировала K_L -мезоны и мюоны с импульсом выше 600 МэВ/с. Бочкообразная часть покрывала диапазон углов от 45° до 125° , тогда как передний и обратный торцы расширяли этот интервал до 20° и 155° .

Система состояла из чередующихся слоёв резистивных плоскопараллельных счётчиков (RPC) и стальных листов толщиной 4,7 см. В цилиндрическом регионе было 15 чувствительных пластин и 14 стальных листов; и по 14 чувствительных пластин и 14 стальных листов — в каждом торце. Стальные листы обеспечивали суммарно $3,9X_0$ (в дополнение к $0,8X_0$ в ECL) для адронов, распространяющихся перпендикулярно пластинам детектора. Адронный ливень от взаимодействий K_L -мезона определял его направление (предполагая рождение в точке взаимодействия e^+e^-), но не энергию. Дальность и поперечное отклонение не дающих ливень заряженных частиц дифференцировали мюоны и адроны (π^\pm или K^\pm).

Активными элементами являлись работающие в ограниченном стримерном состоянии стеклоэлектродные RPC с двойным зазором. Каждый газовый зазор в 2 мм был помещён между электродами из термополированного листового стекла с объёмным удельным сопротивлением в 10^{12-13} Ом·см (рис. 20). Огнестойкая газовая смесь состояла из 62% тетрафторэтана $\text{CF}_3 - \text{CFH}_2$ (HFC-134a), 30% аргона и 8% смеси butane-silver (примерно 70% н-бутана и 30% изобутана). Ионизирующая частица, пересекавшая зазор, запускала в газе стример, что имело результатом локальную разрядку электродов. Эта разрядка была ограничена высоким удельным сопротивлением стекла и гасящими характеристиками газа. Разрядка в любом из газовых зазоров вызывала сигналы на обеих ортогональных внешних полосках из меди. Каждая из полосок шириной ~ 5 см образовывала с расположенным рядом заземлённым экраном линию передачи с сопротивлением ~ 50 Ом. RPC располагались внутри защищённого алюминием модуля толщиной 3,7 см и были электрически изолированы с помощью двойного слоя майлара толщиной 0,125 мм.

В элементах цилиндрической части было использовано термополированное листовое стекло (73% SiO_2 , 14% Na_2O , 9% CaO и 4% микропримесей) толщиной 2,4 мм. Они были

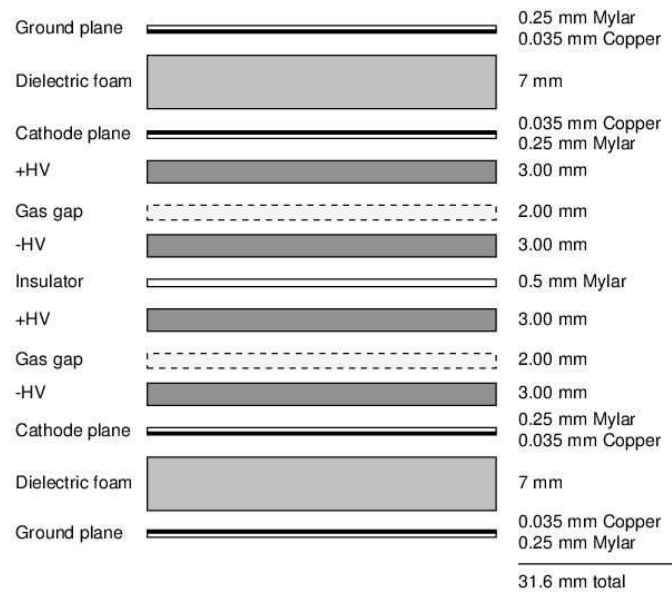


Рис. 20: Развёрнутое поперечное сечение суперслоя модуля RPC с двойным зазором.

прямоугольными по форме и отличались в размерах от $2,2 \times 1,5 \text{ м}^2$ до $2,2 \times 2,7 \text{ м}^2$. RPC в верхнем обратном октанте были на 63 см короче вдоль пучка, чтобы разместить трубу с жидким гелием для соленоида.

В элементах торцевой части использовалось термополированное листовое стекло (70 – 74% SiO_2 , 12 – 16% Na_2O , 6 – 12% CaO , 0 – 2% Al_2O_3 и 0 – 4% MgO) толщиной 2,0 мм. RPC были трапецевидной формы, квадрант формировался из пяти расположенных рядом элементов. Ортогональные полосы считывания образовывали арки толщиной 3,8 см и радиальные клинья толщиной 1,9 – 4,7 см.

Конструкция с двойным зазором дала эффективность суперслоя выше 98%, несмотря на более низкую (от 90% до 95%) эффективность одиночного слоя RPC. Надёжность против нескольких видов отказа достигалась наличием независимой подачи газа и высокого напряжения для каждой RPC внутри модуля. Положение попадания частицы в систему разрешалось с точностью до 1,1 см, когда срабатывала любая из соседних полосок, давая угловое разрешение меньше 10 мрад из точки взаимодействия.

RPC функционировали надёжно и без признаков повреждения и физического износа в течение всего срока работы Belle. Однако, скорость RPC ограничена удельным сопротивлением стеклоэлектрода, поэтому эффективность умеренно защищённых торцов при высокой светимости страдала от мягких нейтронов, рождающихся в конструктивных эле-

Подсистема	Покрытие θ	Характеристики
SVD	[17°; 150°]	Разрешение при одиночном попадании: 12 мкм ($R\phi$), 19 мкм (z).
CDC	[17°; 150°]	Разрешение при одиночном попадании: 130 мкм ($R\phi$), 200 – 1400 мкм (z); $\sigma(dE/dx) \sim 7\%$.
TOF	[34°; 130°]	$\sigma_t = 100$ пс
ACC	[17°; 127°]	$N_{p.e.} \geq 6^a$
ECL	[12, 4°; 31, 4°] [32, 2°; 128, 7°] [130, 7°; 155, 1°]	$\sigma_E/E \sim 1, 7\%^b$
KLM	[20°; 155°]	$\sigma_\theta = \sigma_\phi = 30$ мрад для K_L^0

Таблица 12: Сводка основных характеристик детектора Belle. ^a Число фотоэлектронов.^b Для событий Баба.

ментах канала пучка. В последние годы работы Belle этот эффект был уменьшен добавлением внешнего полиэтиленового щита снаружи торца, но намного более значительный щит потребовался бы, чтобы устранить полное падение эффективности.

4.3 Идентификация заряженных частиц

Идентификация заряженных частиц, которые достаточно стабильны, чтобы быть обнаруженными (электроны, мюоны, пионы, каоны и протоны), играла центральную роль в физической программе эксперимента Belle. Очень хорошие возможности PID требовались не только для разделения адронных конечных состояний распадов B (например, $B \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B \rightarrow K^\pm\pi^\mp$, $B \rightarrow K^+K^-$ и многие другие) — эффективность PID была ключевой для определения аромата B -мезонов. B^0 -кандидаты различались от \bar{B}^0 -кандидатов на основании идентификации продуктов распада, таких как высокоимпульсные лептоны (e или μ) или заряженные каоны. В более общем случае PID очень часто предоставляла мощные инструменты для сокращения фонов, возникающих из конечных состояний, отличающихся от изучаемого состояния заменой одной из его частиц частицей другого типа.

Информация от различных систем детектора использовалась для вычисления набора правдоподобий \mathcal{L}_k , что измеренные свойства исследуемого трека заряженной частицы были произведены истинной k -частицей. Энергетические потери трека заряженной частицы предоставляла CDC (\mathcal{L}^{CDC}). Счётчики TOF измеряли время пролёта заряженной частицы от точки взаимодействия до счётчика (\mathcal{L}^{TOF}), в котором могла быть измерена скорость частицы [60]. Количество черенковских фотонов в ACC (\mathcal{L}^{ACC}) давало возможность разделения частиц с более высокими импульсами [62]. Информация от ECL, совмещенная с сигналами CDC и ACC, использовалась для идентификации электронов [63]. KLM отвечал за идентификацию мюонов [64].

Таким образом, для разделения адрона A от адрона B вычислялись отношения правдоподобий

$$P(A/B) = \frac{\mathcal{L}_A^{\text{CDC}} \mathcal{L}_A^{\text{TOF}} \mathcal{L}_A^{\text{ACC}}}{\mathcal{L}_A^{\text{CDC}} \mathcal{L}_A^{\text{TOF}} \mathcal{L}_A^{\text{ACC}} + \mathcal{L}_B^{\text{CDC}} \mathcal{L}_B^{\text{TOF}} \mathcal{L}_B^{\text{ACC}}}.$$

Пионы (каоны) можно было отобрать, требуя низкое (высокое) значение $P(K/\pi)$, а протоны обычно идентифицировались условиями и на $P(p/K)$, и на $P(p/\pi)$.

5 Изучение Ω_c^0 и Ω_c^{*0} в эксперименте Belle

Экспериментальное изучение очарованных барионов: измерение их масс, ширин и каналов распада — является важным тестом многих теоретических моделей, делающих численные предсказания свойств тяжелых адронов.

В отличие от Λ_c^+ , $\Sigma_c^{+,+,0}$, $\Xi_c^{+,0}$ и даже их возбужденных состояний, изучение очарованного дважды странного бариона Ω_c^0 долго не проводилось. Ω_c^0 ($J^P = (\frac{1}{2})^+$) является самым тяжелым из известных очарованных барионов, распадающихся слабым образом. Кварковый состав $\Omega_c^0 = c\{ss\}$, т. е. пара ss находится в симметричном состоянии. Существует большое количество теоретических моделей, предсказывающих массу Ω_c^0 . Диапазон этих предсказаний весьма велик: 2610 — 2786 МэВ/ c^2 [65–67]. Было опубликовано несколько результатов поиска Ω_c^0 с измерением его массы [70] (рис. 21), но значения, полученные в различных экспериментах и различных каналах, согласовывались друг с другом только на уровне $2 - 2,5\sigma$. Только в трёх из этих исследований сигнал Ω_c^0 был статистически значимым: эксперимент E687 получил массу $(2699,9 \pm 1,5 \pm 2,5)$ МэВ/ c^2 в канале $\Omega_c^0 \rightarrow \Sigma^+ K^- K^- \pi^+$ [68]; используя пять мод распада, сотрудничество CLEO сообщило о значении в $(2694,6 \pm 2,6 \pm 1,9)$ МэВ/ c^2 [69]; BaBar приводит величину $(2693,3 \pm 0,6)$ МэВ/ c^2 [28]³. Усредненное значение массы Ω_c^0 до работы Belle составляло $(2697,5 \pm 2,6)$ МэВ/ c^2 [70].

Мода $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ является самым чистым и удобным для исследования каналом. Распад $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ был впервые обнаружен экспериментом E687, который сообщил о $(10,3 \pm 3,9)$ событиях при 5,8 фоновых событий [71]. Сотрудничество CLEO также увидело сигнал в $(13,3 \pm 4,1)$ на наборе данных в 13,7 фб⁻¹ [69]. Эксперимент FOCUS нашёл (23 ± 7) событий в этом канале [72]. Используя 230,7 фб⁻¹ данных, сотрудничество BaBar сообщило о сигнале в (156 ± 15) событий [28].

Ω_c^{*0} ($J^P = (\frac{3}{2})^+$) — спиновое возбуждение Ω_c^0 — был только недавно обнаружен сотрудничеством BaBar [28], измерившим разницу между массами Ω_c^{*0} и Ω_c^0 , которая оказалась равной $(70,8 \pm 1,0 \pm 1,1)$ МэВ/ c^2 . Различные модели, основанные на правиле сумм КХД, дают достаточно широкий диапазон предсказаний для этой разности масс, от 50 до 70 МэВ/ c^2 [65, 66, 73–75]. Решеточные вычисления дают значение (94 ± 10) МэВ/ c^2 [76].

³Поскольку исследование систематической неопределённости не проводилось, эксперимент BaBar не приводит это значение как официальное.

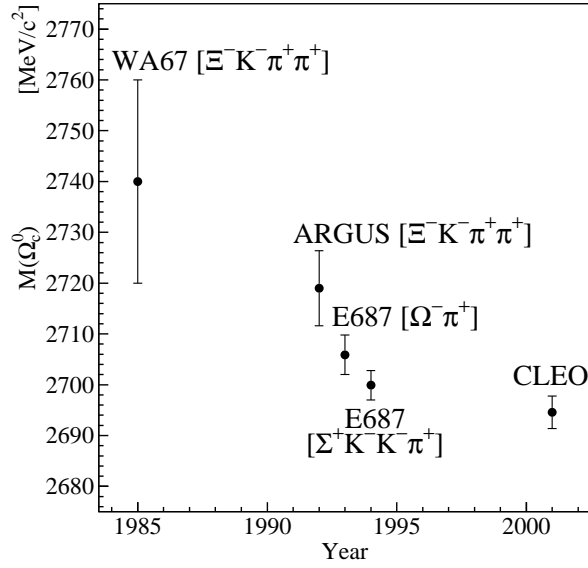


Рис. 21: Диаграмма значения массы Ω_c^0 -бариона, полученного различными экспериментами в разных каналах до работы Belle.

В этой главе будут представлены результаты измерения массы Ω_c^0 , используя канал $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ ⁴. Кроме того, будет подтверждено наблюдение экспериментом BaBar Ω_c^{*0} -бариона в распаде $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$.

5.1 Критерии отбора событий

Данные, использованные для этого анализа, были получены на детекторе Belle, работавшем на асимметричном e^+e^- ускорителе KEKB [8]. Интегральная светимость составила 605 фб^{-1} данных, набранных при энергии, соответствующей массе резонанса $\Upsilon(4S)$, и 68 фб^{-1} данных, набранных в точке на 60 МэВ ниже.

Заряженные частицы типов A и B (A и B могли быть π , K или p) отделялись друг от друга на основании правдоподобий $\mathcal{L}(A)$ и $\mathcal{L}(B)$, полученных из TOF- и АСС-систем, а также из измерений dE/dx в CDC. Отношения правдоподобий были скомбинированы в имеющее интервал от 0 до 1 число, характеризующее информацию об идентификацию частиц (PID),

$$P(A/B) = \frac{\mathcal{L}(A)}{\mathcal{L}(A) + \mathcal{L}(B)},$$

⁴Здесь и далее также подразумеваются зарядово сопряжённые моды, если не указано иное.

где $\mathcal{L}(A)$ и $\mathcal{L}(B)$ — значения правдоподобия для данного трека, определённые при идентификационной гипотезе каона, пиона или протона. Здесь и далее эти отношения правдоподобий были использованы для идентификации протонов, заряженных каонов и пионов. На все полученные отношения было наложено условие $P(A/B) > 0,1$. Эффективность таких критериев составила более 85%, вероятность ошибочной идентификации типа частицы оказалась менее 12%.

Для регистрации фотонов использовался электромагнитный калориметр. Восстановление проводилось из сигналов отдельных блоков ECL, которые не имели соответствующих им заряженных треков и согласующуюся с фотонным форму ливня.

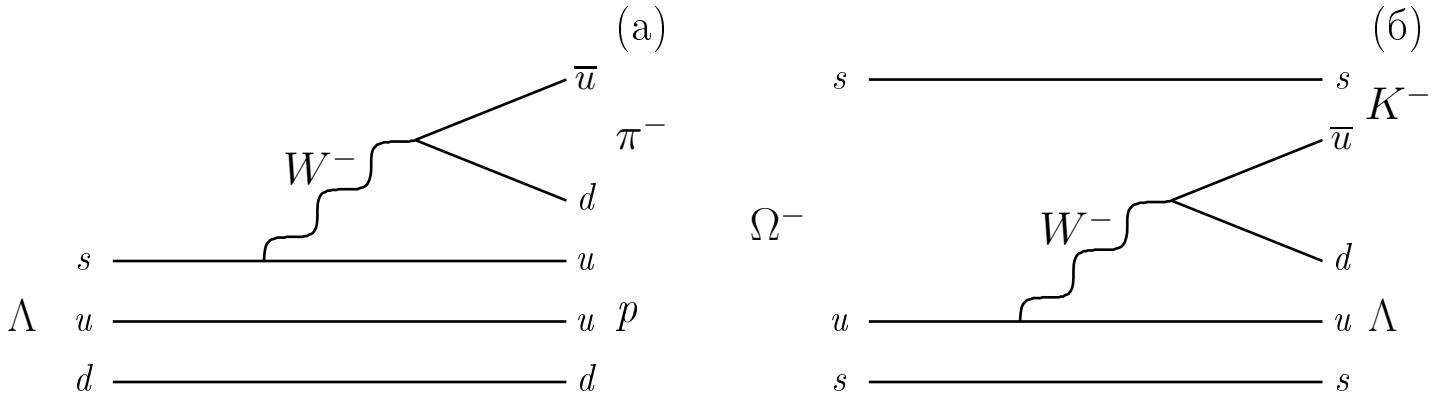
Набор Λ -гиперонов был восстановлен в канале распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ (рис. 22(а)) аппроксимацией протонного и пионного трека в общую вершину, требуя инвариантную массу полученной частицы в пределах $\pm 4 \text{ МэВ}/c^2 [\approx 3\sigma]$ от номинального значения массы Λ [70]. Следующие требования были наложены на вершину:

- расстояние в направлении вдоль пучка между треками p и π (Δz_Λ) в вершине Λ должно быть менее 2 см;
- в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, расстояние между положением вершины Λ и IP (Δr_Λ^{xy}) должно превышать 0,5 см;
- в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, угол β_Λ между вектором импульса Λ и вектором, направленным из IP в вершину Λ , должен удовлетворять соотношению $\cos \beta_\Lambda > 0,0$;
- качество аппроксимации должно быть удовлетворительным ($\chi^2/n.d.f. < 1000$).

На β_Λ было наложено такое слабое требование, поскольку анализ основан на Λ -гиперонах, исходящих из вершин распада, а не из точки взаимодействия e^+e^- .

Затем была восстановлена выборка Ω^- -гиперонов в канале распада $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ (рис. 22(б)). Поскольку K^- рождается не в IP, накладывалось условие на прицельное расстояние каонного трека: оно должно было превышать 0,01 см. Кроме того, требовалось, чтобы разность между инвариантной массой ΛK^- и Λ лежала в интервале $1669 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Lambda K^-) - M(\Lambda) + m_\Lambda < 1677 \text{ МэВ}/c^2 (\pm 3\sigma)$. Затем треки Λ и K^- аппроксимировались в общую вершину, накладывая следующие условия:

- в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, расстояние между точкой взаимодействия и полученным из процедуры аппроксимации положением вершины

Рис. 22: $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$: ведущий порядок диаграмм распада.

$(\Delta r_{\Omega^-}^{xy})$ должно превышать 0,01 см;

- расстояние от IP до вершины распада для Ω^- должно быть меньше, чем для Λ ;
- вектор импульса Ω^- -гиперона должен быть направлен в IP, удовлетворяя требованию $\cos \alpha_{\Omega^-} > 0,99$, где угол α_{Ω^-} измерен между вектором импульса Ω^- и вектором, направленным в точку взаимодействия;
- угол α_{Λ} между вектором импульса Λ и вектором, направленным от вершины распада Ω^- к вершине распада Λ , должен удовлетворять соотношению $\cos \alpha_{\Lambda} > 0,99$;
- качество аппроксимации должно быть удовлетворительным ($\chi^2/n.d.f. < 1000$).

На рисунке 23 показано распределение инвариантной массы⁵ кандидатов Ω^- после применения описанных выше требований. Аппроксимация этого спектра суммой двух описывающих сигнальные события распределений Гаусса с общим центральным значением и многочлена третьего порядка для описания фона дала результат в (33880 ± 1680) событий $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$. Полученное значение массы Ω^- величиной в $(1672,363 \pm 0,012 \text{ [стат.]})$ МэВ/ c^2 оказалось в отличном согласии с общемировым средним значением [70]. Ширина гауссианов составила $(1,06 \pm 0,03)$ МэВ/ c^2 для основного вклада, $(2,56 \pm 0,24)$ МэВ/ c^2 для хвостовой части, а отношение их площадей — 2,17.

⁵Здесь и далее в главе под распределением инвариантной массы частиц, распадающихся по каналу $X \rightarrow Y\pi$ [$X \rightarrow YK$], подразумевается поправленный на общемировое среднее значение спектр разности масс $(M(Y\pi) - M(Y) + m_Y)$ [$M(YK) - M(Y) + m_Y$]. В этом случае неопределённости, связанные с восстановлением частицы Y , взаимно уничтожаются, сужая сигнальное распределение и уменьшая статистическую ошибку измерения благодаря увеличению отношения сигнала к фону.

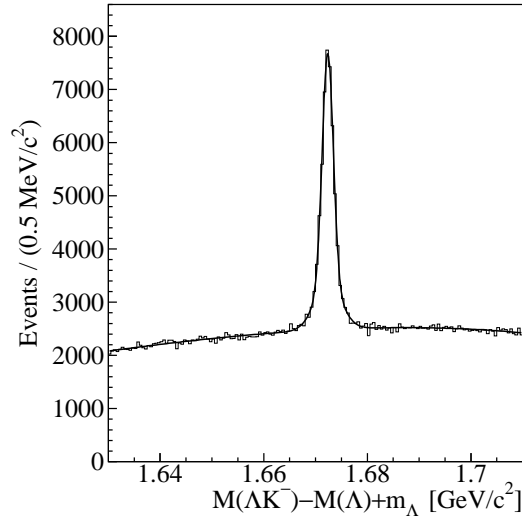


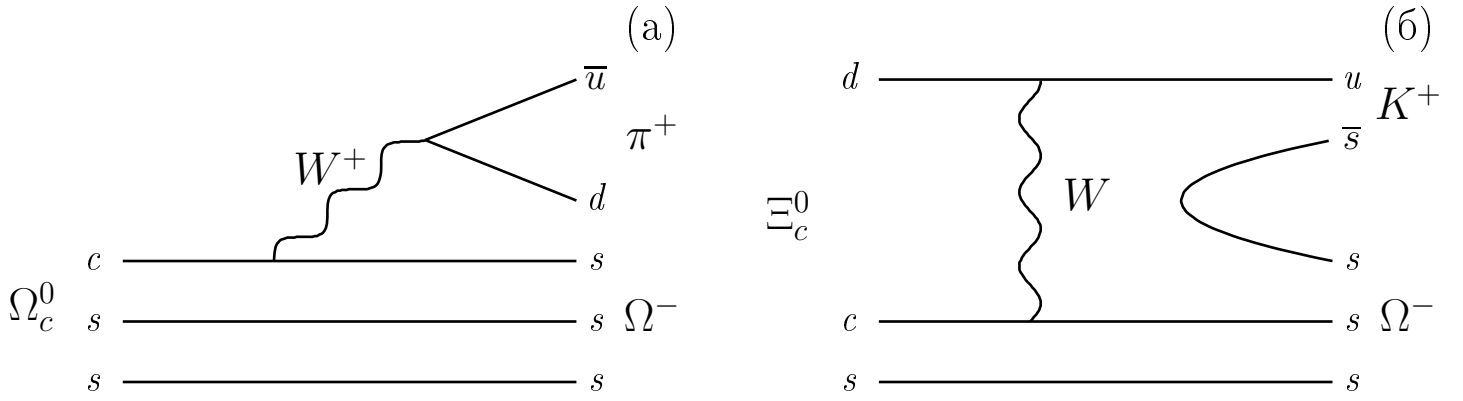
Рис. 23: $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$: распределение инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций ΛK^- . Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте.

5.2 Измерение массы Ω_c^0

Используя полученный набор Ω^- -гиперонов, было проведено восстановление Ω_c^0 -барионов в канале распада $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ (рис. 24(a)). Для того чтобы получить Ω_c^0 -кандидатов, рождённых и в процессе фрагментации $s\bar{c}$ -кварков, и при распаде B -мезонов, на импульс очарованного бариона не было наложено никаких требований. Таким образом был почти вдвое увеличен исследуемый набор данных.

На рисунке 25(a) показано распределение инвариантной массы полученных кандидатов Ω_c^0 — чёткий сигнал виден около $2700 \text{ МэВ}/c^2$. Пунктирная гистограмма на рисунке 25(a) соответствует вкладу из контрольного интервала Ω^- и демонстрирует бесструктурное поведение. Аппроксимация ($\chi^2/n.d.f. = 57, 20/61$) распределения гауссианом с отпущенной шириной для описания вклада сигнальных событий и линейной функцией для описания фона дала результат в (725 ± 45) событий при массе $(2693, 6 \pm 0, 3) \text{ МэВ}/c^2$. Ширина распределения составила $(4, 9 \pm 0, 3) \text{ МэВ}/c^2$. Регион слева от $2580 \text{ МэВ}/c^2$ был исключён из процедуры аппроксимации, чтобы избежать вклада от канала $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+ \pi^0$, в котором π^0 не был восстановлен.

Для проверки сигнала были проверены комбинации $\Omega^- \pi^-$ с «неправильным зарядом» (рис. 25(б)), где, как и ожидалось, нет особенностей. Это показывает, что полученный

Рис. 24: $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ и $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$: ведущий порядок диаграмм распада.

сигнал Ω_c^0 не является исключительно результатом применения критериев отбора.

Систематическая неопределённость измерения оценивалась следующим образом. Сигнальные события были разделены на три примерно одинаково заселённых набора по интервалам каждой из переменных $\Delta r_{\Omega^-}^{xy}$, Δr_{Λ}^{xy} , $\cos \alpha_{\Omega^-}$, $\cos \alpha_{\Lambda}$, $p^*(\Omega_c^0)$ и $p(\pi^+)$, где $p^*(\Omega_c^0)$ — восстановленный импульс Ω_c^0 -кандидата в системе центра масс e^+e^- , а $p(\pi^+)$ — импульс π^+ в лабораторной системе отсчёта. Полученные распределения аппроксимировались в выбранных диапазонах значений переменных. Поскольку некоторые из этих переменных взаимозависимы, они были разбиты на слабо связанные друг с другом пары. От каждой пары переменных ($\Delta r_{\Omega^-}^{xy}$ и Δr_{Λ}^{xy} , $\cos \alpha_{\Omega^-}$ и $\cos \alpha_{\Lambda}$, $p^*(\Omega_c^0)$ и $p(\pi^+)$) было взято максимальное отклонение от центрального значения полученной из аппроксимации массы. Затем все отклонения были квадратично просуммированы с результатом ${}_{-1,5}^{+1,8}$ МэВ/ c^2 (табл. 13). Также был изменён порядок многочлена в аппроксимирующей функции, интервал аппроксимации и ширина гауссиана в пределах её ошибки. В пределах точности округления полученное значение массы Ω_c^0 не изменялось. В заключение, поскольку на самом деле измерялось значение $(M(\Omega_c^0) - M(\Omega^-) + m_{\Omega^-})$, была добавлена ошибка общемирового среднего значения массы Ω^- -гиперона, равная $\pm 0,29$ МэВ/ c^2 [70]. Все источники систематической неопределённости приведены в таблице 16. Таким образом, получили:

$$M_{\Omega_c^0} = (2693,6 \pm 0,3[\text{стат.}]_{-1,5}^{+1,8}[\text{сист.}]) \text{ МэВ}/c^2.$$

Эта величина массы Ω_c^0 согласуется с предыдущими измерениями экспериментов CLEO и BaBar (табл. 15) и имеет лучшую точность.

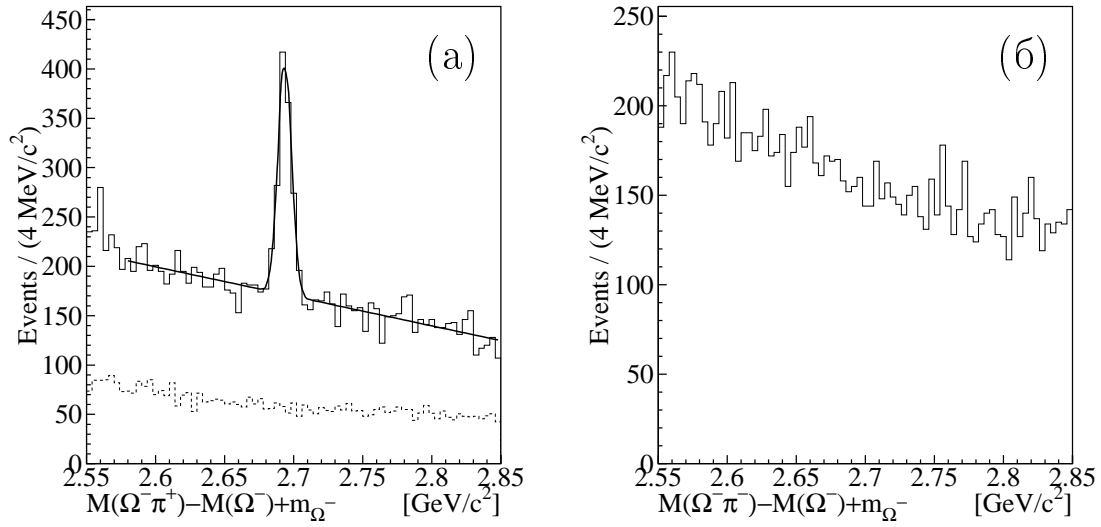


Рис. 25: $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$: спектр инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^- \pi^+$ (а) и комбинаций с неправильным знаком $\Omega^- \pi^-$ (б). Наложённые условия и процедура аппроксимации описаны в тексте. Пунктирная гистограмма соответствует вкладу от событий из контрольного интервала Ω^- .

5.3 Проверка сигнала $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$

Для проверки полученного результата использовался топологически сходный канал распада $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$ (рис. 24(б)). Ξ_c^0 -кандидаты восстанавливались на основе уже имеющегося набора Ω^- -гиперонов. И в этом случае на импульс очарованного бариона также не было наложено никаких требований.

Аппроксимация ($\chi^2/n.d.f. = 32, 51/41$) распределения двойным гауссианом с отпущенными ширинами для описания вклада сигнальных событий и многочленом третьего порядка для описания фона дала результат в (5640 ± 750) событий при массе $(2470, 23 \pm 0, 06)$ МэВ/ c^2 (рис. 26). Ширина распределения Гаусса составила $(2, 68^{+0,22}_{-0,23})$ МэВ/ c^2 для основного вклада, $(5, 54^{+0,56}_{-0,43})$ МэВ/ c^2 для хвостовой части, а отношение их площадей — $1, 05 \pm 0, 27$.

Для оценки систематической неопределённости была использована процедура, аналогичная описанной выше. В результате было получено значение $^{+0,81}_{-1,00}$ МэВ/ c^2 (табл. 14).

Изменение аппроксимирующей функции, интервалов аппроксимации, ширины столбца гистограммы и ширин гауссианов в пределах их ошибок не привело к отклонениям

Переменная	Интервал	$N_{\text{событий}}$	$\sigma_{fit}(\Omega_c^0),$ МэВ/ c^2	$M_{fit}(\Omega_c^0),$ МэВ/ c^2	$\Delta M_{fit}(\Omega_c^0),$ МэВ/ c^2
$\Delta r_{\Omega^-}^{xy}, \text{ см}$	0,01 ÷ 0,85	241,7 $^{+27,6}_{-26,7}$	5,21 $^{+0,62}_{-0,57}$	2693,6 ± 0,7	0 ± 0,8
	0,85 ÷ 2,05	242,7 $^{+25,0}_{-23,8}$	4,63 $^{+0,53}_{-0,51}$	2692,9 ± 0,5	-0,7 ± 0,6
	> 2,05	237,1 $^{+25,9}_{-24,8}$	4,52 $^{+0,54}_{-0,47}$	2694,1 ± 0,5	0,5 ± 0,6
$\Delta r_{\Lambda}^{xy}, \text{ см}$	0,10 ÷ 3,75	244,2 $^{+24,5}_{-23,7}$	4,62 $^{+0,47}_{-0,42}$	2693,0 ± 0,5	-0,6 ± 0,6
	3,75 ÷ 9,00	233,9 $^{+26,1}_{-25,6}$	3,80 ± 0,55	2693,4 $^{+0,5}_{-0,4}$	-0,2 $^{+0,6}_{-0,5}$
	> 9,00	237,2 $^{+27,0}_{-26,0}$	5,68 $^{+0,63}_{-0,57}$	2694,4 ± 0,6	0,8 ± 0,7
$\cos \alpha_{\Omega^-}$	0,990000 ÷ 0,999850	247,4 $^{+31,5}_{-29,8}$	5,26 $^{+0,73}_{-0,67}$	2693,6 ± 0,7	0 ± 0,8
	0,999850 ÷ 0,999985	242,0 $^{+23,7}_{-22,6}$	4,30 $^{+0,44}_{-0,40}$	2693,5 ± 0,5	-0,1 ± 0,6
	> 0,999985	238,4 $^{+23,7}_{-22,8}$	5,14 $^{+0,56}_{-0,50}$	2693,6 ± 0,6	0 ± 0,7
$\cos \alpha_{\Lambda}$	0,99000000 ÷ 0,99992500	242,4 $^{+26,5}_{-26,4}$	5,09 $^{+0,64}_{-0,62}$	2693,3 ± 0,6	-0,3 ± 0,7
	0,99992500 ÷ 0,99999675	237,3 $^{+25,8}_{-25,2}$	4,85 $^{+0,57}_{-0,54}$	2694,2 ± 0,6	0,6 ± 0,7
	> 0,99999675	243,7 $^{+26,2}_{-24,8}$	4,56 $^{+0,53}_{-0,48}$	2693,2 ± 0,5	-0,4 ± 0,6
$p^*(\Omega_c^0), \text{ ГэВ}/c$	0,000 ÷ 1,575	246,9 $^{+29,8}_{-27,8}$	3,99 $^{+0,63}_{-0,52}$	2692,4 ± 0,5	-1,2 ± 0,6
	1,575 ÷ 3,075	241,7 $^{+27,9}_{-26,8}$	4,87 $^{+0,58}_{-0,51}$	2693,9 ± 0,6	0,3 ± 0,7
	> 3,075	233,7 $^{+18,4}_{-17,4}$	5,24 $^{+0,38}_{-0,36}$	2695,1 ± 0,4	1,5 ± 0,5
$p(\pi^+), \text{ ГэВ}/c$	0,00 ÷ 0,80	235,9 $^{+30,6}_{-29,0}$	4,64 $^{+0,61}_{-0,59}$	2693,4 ± 0,7	-0,2 ± 0,8
	0,80 ÷ 1,15	242,4 $^{+24,8}_{-23,8}$	5,09 $^{+0,61}_{-0,57}$	2693,1 ± 0,6	-0,5 ± 0,6
	> 1,15	251,5 $^{+21,7}_{-21,2}$	5,02 ± 0,46	2694,0 ± 0,5	0,4 ± 0,6
					+1,8
					-1,5

Таблица 13: Систематические неопределённости определения массы $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$. Числа, находящиеся в последней ячейке, являются квадратичной суммой максимальных отклонений в следующих парах переменных: $\Delta r_{\Omega^-}^{xy}$ и Δr_{Λ}^{xy} , $\cos \alpha_{\Omega^-}$ и $\cos \alpha_{\Lambda}$, $p^*(\Omega_c^0)$ и $p(\pi^+)$.

Переменная	Интервал	$N_{\text{событий}}^1$	$N_{\text{событий}}^2$	$\sigma_{fit}^1(\Xi_c^0),$ МэВ/ c^2	$\sigma_{fit}^2(\Xi_c^0),$ МэВ/ c^2	$M_{fit}(\Xi_c^0),$ МэВ/ c^2	$\Delta M_{fit}(\Xi_c^0),$ МэВ/ c^2
$\Delta r_{\Omega^-}^{xy}, \text{ см}$	0,01 ÷ 0,89	1404 $\begin{smallmatrix} +194 \\ -321 \end{smallmatrix}$	493 $\begin{smallmatrix} +307 \\ -195 \end{smallmatrix}$	2,48 $\begin{smallmatrix} +0,17 \\ -0,23 \end{smallmatrix}$	4,96 $\begin{smallmatrix} +1,15 \\ -0,93 \end{smallmatrix}$	2470,39 ± 0,08	0,16 ± 0,1
	0,89 ÷ 2,24	1576 $\begin{smallmatrix} +143 \\ -1091 \end{smallmatrix}$	399 $\begin{smallmatrix} +1010 \\ -124 \end{smallmatrix}$	3,13 $\begin{smallmatrix} +0,17 \\ -1,09 \end{smallmatrix}$	7,73 $\begin{smallmatrix} +3,1 \\ -3,6 \end{smallmatrix}$	2470,15 ± 0,10	-0,08 ± 0,08
	> 2,24	1826 $\begin{smallmatrix} +58 \\ -57 \end{smallmatrix}$	—	5,66 ± 0,17	—	2470,19 ± 0,17	-0,04 ± 0,18
$\Delta r_{\Lambda}^{xy}, \text{ см}$	0,10 ÷ 4,00	1206 ± 247	658 $\begin{smallmatrix} +326 \\ -238 \end{smallmatrix}$	2,63 $\begin{smallmatrix} +0,23 \\ -0,29 \end{smallmatrix}$	5,23 $\begin{smallmatrix} +1,20 \\ -0,86 \end{smallmatrix}$	2470,12 ± 0,09	-0,11 ± 0,11
	4,00 ÷ 8,75	1059 $\begin{smallmatrix} +669 \\ -745 \end{smallmatrix}$	821 $\begin{smallmatrix} +719 \\ -601 \end{smallmatrix}$	3,04 $\begin{smallmatrix} +0,63 \\ -0,96 \end{smallmatrix}$	5,28 $\begin{smallmatrix} +7,58 \\ -1,05 \end{smallmatrix}$	2470,37 ± 0,11	0,14 ± 0,13
	> 8,75	554 $\begin{smallmatrix} +210 \\ -167 \end{smallmatrix}$	1351 $\begin{smallmatrix} +158 \\ -196 \end{smallmatrix}$	2,39 $\begin{smallmatrix} +0,44 \\ -0,43 \end{smallmatrix}$	5,92 $\begin{smallmatrix} +0,59 \\ -0,44 \end{smallmatrix}$	2470,24 ± 0,13	0,01 ± 0,14
$\cos \alpha_{\Omega^-}$	0,9900000 ÷ 0,9998300	1034 $\begin{smallmatrix} +269 \\ -311 \end{smallmatrix}$	842 $\begin{smallmatrix} +298 \\ -265 \end{smallmatrix}$	2,66 $\begin{smallmatrix} +0,27 \\ -0,31 \end{smallmatrix}$	5,19 $\begin{smallmatrix} +0,89 \\ -0,67 \end{smallmatrix}$	2470,08 ± 0,11	-0,15 ± 0,13
	0,9998300 ÷ 0,9999835	1562 ± 100	563 ± 101	3,24 ± 0,17	9,43 ± 1,86	2470,24 $\begin{smallmatrix} +0,11 \\ -0,10 \end{smallmatrix}$	0,01 $\begin{smallmatrix} +0,12 \\ -0,11 \end{smallmatrix}$
	> 0,9999835	304 $\begin{smallmatrix} +155 \\ -107 \end{smallmatrix}$	1441 $\begin{smallmatrix} +108 \\ -146 \end{smallmatrix}$	1,62 $\begin{smallmatrix} +0,51 \\ -0,47 \end{smallmatrix}$	4,99 $\begin{smallmatrix} +0,35 \\ -0,27 \end{smallmatrix}$	2470,41 $\begin{smallmatrix} +0,12 \\ -0,11 \end{smallmatrix}$	0,18 ± 0,13
$\cos \alpha_{\Lambda}$	0,9900000 ÷ 0,9999400	758 $\begin{smallmatrix} +374 \\ -319 \end{smallmatrix}$	1186 $\begin{smallmatrix} +305 \\ -370 \end{smallmatrix}$	2,85 $\begin{smallmatrix} +0,48 \\ -0,54 \end{smallmatrix}$	5,55 $\begin{smallmatrix} +0,90 \\ -0,58 \end{smallmatrix}$	2469,89 ± 0,12	-0,34 ± 0,13
	0,9999400 ÷ 0,9999967	1264 $\begin{smallmatrix} +378 \\ -681 \end{smallmatrix}$	597 $\begin{smallmatrix} +651 \\ -327 \end{smallmatrix}$	3,05 $\begin{smallmatrix} +0,37 \\ -0,65 \end{smallmatrix}$	5,83 $\begin{smallmatrix} +4,74 \\ -1,44 \end{smallmatrix}$	2470,53 ± 0,10	0,3 ± 0,12
	> 0,9999967	902 $\begin{smallmatrix} +219 \\ -232 \end{smallmatrix}$	925 $\begin{smallmatrix} +197 \\ -201 \end{smallmatrix}$	2,35 $\begin{smallmatrix} +0,29 \\ -0,34 \end{smallmatrix}$	5,58 $\begin{smallmatrix} +0,93 \\ -0,64 \end{smallmatrix}$	2470,25 ± 0,10	0,02 ± 0,12
$p^*(\Xi_c^0), \text{ ГэВ}/c$	0,00 ÷ 2,00	1012 $\begin{smallmatrix} +293 \\ -356 \end{smallmatrix}$	818 $\begin{smallmatrix} +340 \\ -288 \end{smallmatrix}$	2,61 $\begin{smallmatrix} +0,29 \\ -0,35 \end{smallmatrix}$	5,00 $\begin{smallmatrix} +0,97 \\ -0,70 \end{smallmatrix}$	2469,29 $\begin{smallmatrix} +0,10 \\ -0,11 \end{smallmatrix}$	-0,94 ± 0,12
	2,0 ÷ 3,07	1462 $\begin{smallmatrix} +135 \\ -210 \end{smallmatrix}$	509 $\begin{smallmatrix} +168 \\ -122 \end{smallmatrix}$	3,31 $\begin{smallmatrix} +0,19 \\ -0,25 \end{smallmatrix}$	8,66 $\begin{smallmatrix} +2,51 \\ -1,89 \end{smallmatrix}$	2470,47 ± 0,11	0,24 ± 0,12
	> 3,07	828 $\begin{smallmatrix} +145 \\ -141 \end{smallmatrix}$	1122 ± 132	2,37 $\begin{smallmatrix} +0,23 \\ -0,24 \end{smallmatrix}$	6,03 $\begin{smallmatrix} +0,54 \\ -0,43 \end{smallmatrix}$	2471,0 ± 0,10	0,77 ± 0,12
							+0,81
							-1,00

Таблица 14: Систематические неопределённости определения массы $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$. Числа, находящиеся в последней ячейке, являются квадратичной суммой максимальных отклонений в следующих парах переменных: $\Delta r_{\Omega^-}^{xy}$ и Δr_{Λ}^{xy} , $\cos \alpha_{\Omega^-}$ и $\cos \alpha_{\Lambda}$ — и $p^*(\Xi_c^0)$.

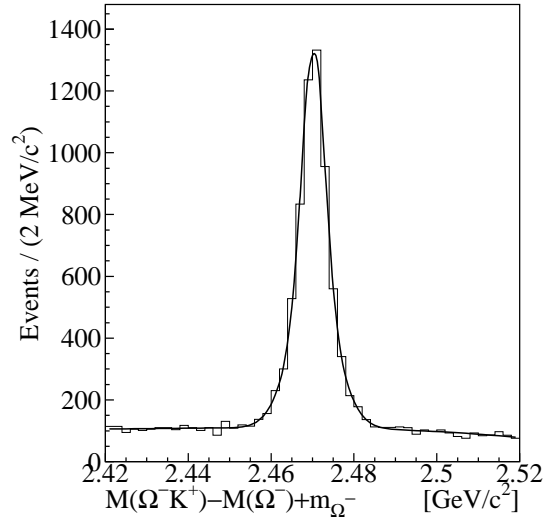


Рис. 26: $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$: спектр инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^- K^+$. Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте.

полученного значения массы Ξ_c^0 . Кроме того, неопределённость массы Ω^- -гиперона, равная $\pm 0,29$ МэВ/ c^2 [70], вновь была добавлена как вклад в систематическую ошибку измерения. Все источники систематической неопределённости приведены в таблице 16. В итоге было получено следующее значение:

$$M_{\Xi_c^0} = (2470,23 \pm 0,06[\text{стат.}]_{-1,04}^{+0,86}[\text{сист.}]) \text{ МэВ}/c^2,$$

которое в пределах ошибок согласуется с общемировой средней величиной массы Ξ_c^0 , равной $(2471,0 \pm 0,4)$ МэВ/ c^2 [70].

5.4 Подтверждение Ω_c^{*0}

Используя полученный набор Ω_c^0 , было восстановлено первое возбуждённое состояние Ω_c^0 -бариона в канале распада $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$. На массу Ω_c^0 -кандидатов было наложено требование $2679 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Omega_c^0) < 2709 \text{ МэВ}/c^2$. Для подавления комбинаторного фона фотон должен был выделить в электромагнитном калориметре энергию $E_\gamma > 100$ МэВ, а импульс Ω_c^{*0} -кандидата в системе центра масс e^+e^- должен был быть больше 2,5 ГэВ/ c .

На рисунке 27 показано распределение инвариантной массы оставшихся комбинаций $\Omega_c^0 \gamma$ — виден сигнал при разнице масс $(M(\Omega_c^0 \gamma) - M(\Omega_c^0))$ около 70 МэВ/ c^2 . Пунктирная

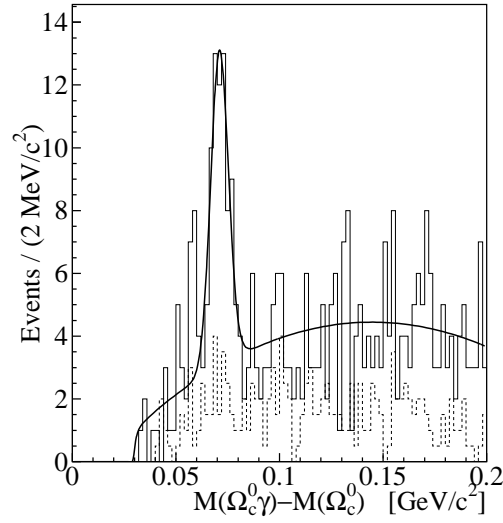


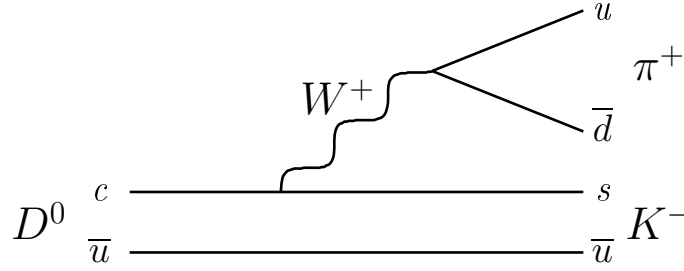
Рис. 27: $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$: спектр разности масс удовлетворивших критериям отбора Ω_c^{*0} и Ω_c^0 -кандидатов. Наложенные требования и процедура аппроксимации описаны в тексте. Пунктирная гистограмма соответствует распределению из контрольного интервала Ω_c^0 .

гистограмма соответствует распределению, которое построено из контрольного интервала Ω_c^0 и не имеет выраженных особенностей. Аппроксимация ($\chi^2/n.d.f. = 70,69/73$) суммой функции Crystal Ball [77] с зафиксированной из моделирования Монте-Карло⁶ шириной для описания вклада сигнала и многочлена второго порядка, умноженного на арктангенс, для описания фоновых событий дала результат в (54 ± 9) событий при разности масс $(70,7 \pm 0,9)$ МэВ/ c^2 . С учётом систематики от изменения параметризации описания сигнала и фона статистическая значимость сигнала составила $6,4\sigma$.

Систематическая неопределённость измерения разности масс Ω_c^{*0} и Ω_c^0 была оценена следующим образом. Были изменены порядок многочлена и пороговый член в аппроксимирующей функции, а также ширина сигнала в пределах её ошибок, найдя сдвиг разности масс в $+0,1$ МэВ/ c^2 и ${}_{-0,2}^{+0,1}$ МэВ/ c^2 соответственно (табл. 16).

Кроме того, было изучено возможное систематическое смещение результата измерения, появляющееся вследствие неточного знания отклика детектора для фотонов малой энергии. Сравнивая массы сгенерированных Монте-Карло и восстановленных Ω_c^{*0} ,

⁶События генерировались программой EvtGen [78], отклик детектора воспроизводился пакетом GEANT [79]. Исследуемый распад моделировался с гипотезой нерезонансного распада.

Рис. 28: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$: возможная диаграмма распада.

был найден сдвиг в $+0,9 \text{ МэВ}/c^2$ (рис. 29(а)). В качестве дополнительной проверки этого числа на полном наборе данных была восстановлена цепочка распадов $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ (рис. 28). Помимо условий на идентификацию заряженных частиц, описанных в части 5.1, было наложено требование, чтобы инвариантная масса D^0 -мезона находилась в интервале $\pm 10 \text{ МэВ}/c^2 (\sim \pm 2\sigma)$ от номинального значения [70], фотон имел энергию выше 100 МэВ , а D^{*0} -кандидат — импульс больше $2,5 \text{ ГэВ}/c$. Анализ энергетического спектра E_γ событий из массового окна $50 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Omega_c^0 \gamma) - M(\Omega_c^0) < 90 \text{ МэВ}/c^2$ (рис.29(в)) показал, что 82% всех фотонов принадлежат интервалу энергий до 200 МэВ . Поэтому было наложено дополнительное требование: энергия фотонов, исходящих из D^{*0} , должна была лежать в том же промежутке, от 100 до 200 МэВ . На рисунке 29(б) показано распределение $(M(D^0 \gamma) - M(D^0))$ для оставшихся после применения всех условий кандидатов $D^0 \gamma$. Из аппроксимации ($\chi^2/n.d.f. = 118, 1/95$) суммой функции Crystal Ball [77] для сигнальных событий и многочлена третьего порядка для фона была получена разность масс $M(D^0 \gamma) - M(D^0) = (143, 03 \pm 0, 09) \text{ МэВ}/c^2$. Это значение на $0, 91 \text{ МэВ}/c^2$ выше, чем общемировое среднее значение [70], что находится в соответствии с результатом исследования Монте-Карло. Таким образом, ошибка вследствие неопределённости калибровок была установлена равной $-0, 9 \text{ МэВ}/c^2$.

Комбинируя полученные числа (табл. 16), получаем:

$$M_{\Omega_c^{*0}} - M_{\Omega_c^0} = (70, 7 \pm 0, 9[\text{стат.}]_{-0,9}^{+0,1}[\text{сист.}]) \text{ МэВ}/c^2.$$

Это значение разности масс согласуется с предыдущим измерением сотрудничества BaBar [28].

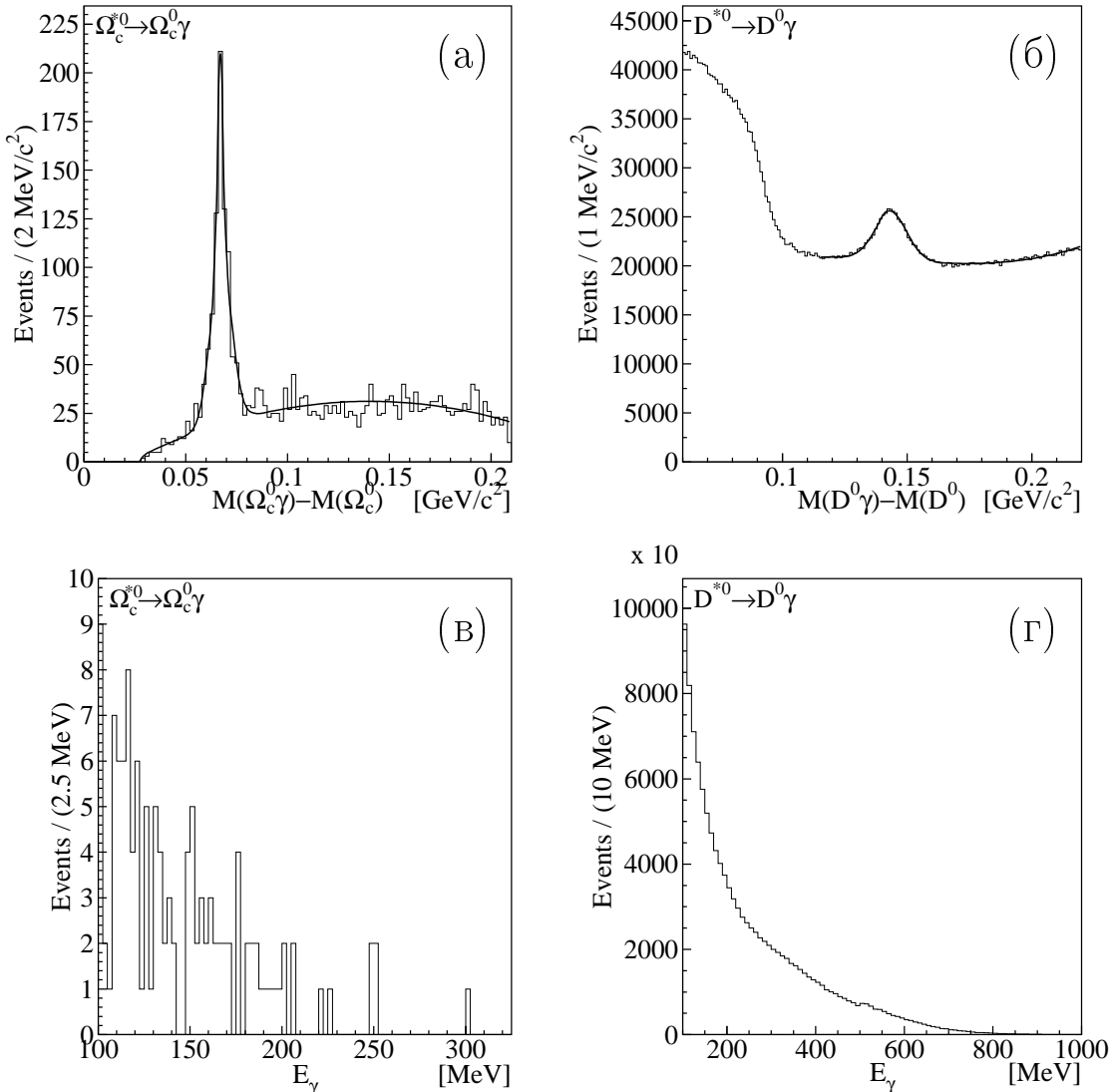


Рис. 29: (а): Монте-Карло моделирование цепочки распадов $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$, $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$: распределение разности масс удовлетворивших критериям отбора Ω_c^{*0} и Ω_c^0 -кандидатов, аппроксимированные суммой двойной функции Crystal Ball [77] для описания вклада сигнала и многочлена второго порядка, умноженного на арктангенс, для описания фоновых событий; (б): данные $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$: аппроксимированное распределение разности масс удовлетворивших критериям отбора комбинаций $D^0 \gamma$; спектр энергии фотона из удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega_c^0 \gamma$ (в) и $D^0 \gamma$ (г) из сигнальных интервалов на данных $50 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Omega_c^0 \gamma) - M(\Omega_c^0) < 90 \text{ МэВ}/c^2$ и $130 \text{ МэВ}/c^2 < M(D^0 \gamma) - M(D^0) < 155 \text{ МэВ}/c^2$ соответственно.

	Ω^-			Ω_c^0			Ω_c^{*0}		
	$N_{\text{событий}}$	$M, \text{ МэВ}/c^2$	$\mathcal{L}, \text{ фб}^{-1}$	$N_{\text{событий}}$	$M, \text{ МэВ}/c^2$	$\mathcal{L}, \text{ фб}^{-1}$	$N_{\text{событий}}$	$\Delta M, \text{ МэВ}/c^2$	$\mathcal{L}, \text{ фб}^{-1}$
CLEO				13,3 $\pm 4,1$	2694,6 $\pm 2,6 \pm 1,9$	13,7			
	Phys. Rev. Lett. 86 , 3730 (2001)								
BaBar				156 ± 15	2693,3 $\pm 0,6$	230,7	39 $^{+10}_{-9} \pm 6$	69,9 $\pm 1,4 \pm 1,0$	230,7
	Phys. Rev. Lett. 97 , 232001 (2006)								
Belle (этот анализ)	33880 ± 1680	1672,363 $\pm 0,012$	673	725 ± 45	2693,6 $\pm 0,3^{+1,8}_{-1,5}$	673	54 ± 9	70,7 $\pm 0,9^{+0,1}_{-0,9}$	673
	Phys. Lett. B 726 : 206, (2013)								

Таблица 15: Сравнение с другими экспериментами (только сигнал $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$).

	$M_{\Xi_c^0},$ МэВ/ c^2	$M_{\Omega_c^0},$ МэВ/ c^2	$M_{\Omega_c^{*0}} - M_{\Omega_c^0},$ МэВ/ c^2
Аппроксимация в интервалах	+0,81 -1,00	+1,8 -1,5	—
m_{Ω^-} [70]	$\pm 0,29$	$\pm 0,29$	—
Калибровочный канал	—	—	-0,9
Ширина сигнала	0,0	0,0	+0,1 -0,2
Аппроксимационная функция	0,0	0,0	+0,1
Всего	+0,86 -1,04	+1,8 -1,5	+0,1 -0,9

Таблица 16: Вклады различных источников в систематическую ошибку восстановленных частиц.

5.5 Проверка сигнала $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$

Для наиболее точной проверки процедуры восстановления Ω_c^{*0} нужно использовать первое возбуждение наиболее близкого по массе очарованного бариона, в качестве которого выступил $\Xi_c^{\prime 0}$, распадающийся на $\Xi_c^0 \gamma$.

Помимо уже полученного выше набора $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$, Ξ_c^0 был также восстановлен в канале $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$. Выборка Ξ^- -гиперонов была получена в канале распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ (рис. 30). На разность между инвариантной массой $\Lambda \pi^-$ и Λ накладывалось требование $203 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Lambda \pi^-) - M(\Lambda) < 210 \text{ МэВ}/c^2 (\pm 4\sigma)$. Затем треки Λ и π^- аппроксимировались в общую вершину, накладывая следующие условия:

- в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, расстояние между точкой взаимодействия и полученным из процедуры аппроксимации положением вершины должно превышать 0,1 см;
- расстояние от IP до вершины распада для Ξ^- должно быть меньше, чем для Λ ;
- вектор импульса Ξ^- -гиперона должен быть направлен в IP, удовлетворяя требованию $\cos \alpha_{\Xi^-} > 0,9$, где угол α_{Ξ^-} измерен между вектором импульса Ξ^- и вектором, направленным в точку взаимодействия;
- угол α_{Λ} между вектором импульса Λ и вектором, направленным от вершины распада Ξ^- к вершине распада Λ , должен удовлетворять соотношению $\cos \alpha_{\Lambda} > 0,9$;
- качество аппроксимации должно быть удовлетворительным ($\chi^2/n.d.f. < 1000$).

Масса полученных Ξ_c^0 -кандидатов была ограничена диапазоном [2450; 2490] МэВ/ c^2

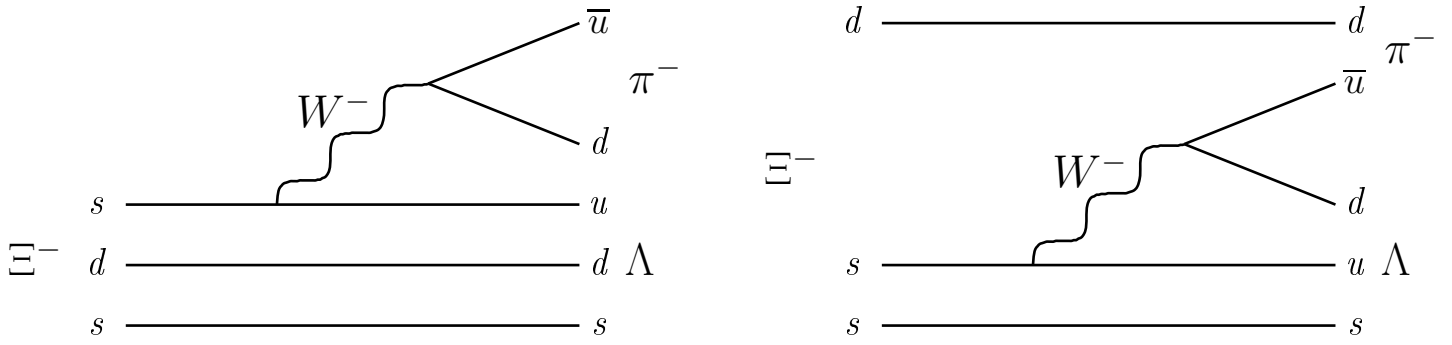


Рис. 30: Ведущий порядок диаграмм распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$.

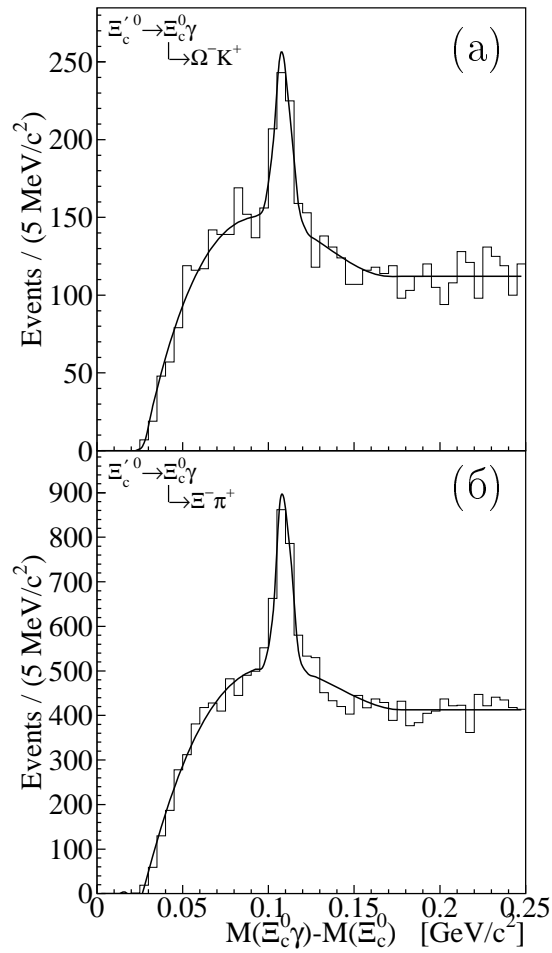


Рис. 31: $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$, $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$ (а) и $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ (б): спектр $(M(\Xi_c^0 \gamma) - M(\Xi_c^0))$ удовлетворявших критериям отбора комбинаций $\Xi_c^0 \gamma$. Критерии отбора и процедура аппроксимации описаны в тексте.

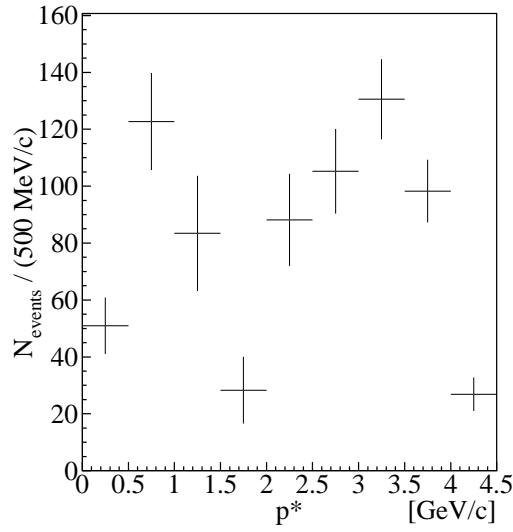


Рис. 32: Импульсный спектр удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^-\pi^+$.

Каждая точка представляет полученное в процессе аппроксимации число событий в соответствующем столбцу гистограммы интервале импульсов.

(примерно $\pm 3\sigma$). Для подавления комбинаторного фона фотон должен был выделить в электромагнитном калориметре энергию $E_\gamma > 100$ МэВ, а импульс $\Xi_c^{\prime 0}$ -кандидата в системе центра масс e^+e^- должен был быть больше 2,5 ГэВ/с. На рисунках 31(а) и (б) показаны распределения инвариантной массы оставшихся после применения всех критериев отбора комбинаций $\Xi_c^{\prime 0}\gamma$, $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$ и $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ соответственно. Чёткий сигнал виден при разнице масс ($M(\Xi_c^{\prime 0}\gamma) - M(\Xi_c^0)$) около 100 МэВ/с². Аппроксимация суммой функции Crystal Ball [77] с зафиксированной из моделирования Монте-Карло шириной для описания вклада сигнала и многочлена третьего порядка, умноженного на арктангенс, для описания фоновых событий дала результат в (243 ± 28) событий при разности масс $(108,2 \pm 0,7)$ МэВ/с² для моды $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$ и (817 ± 50) событий при разности масс $(108,6 \pm 0,4)$ МэВ/с² для моды $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$.

Оба значения разности масс ($M(\Xi_c^{\prime 0}\gamma) - M(\Xi_c^0)$) согласуются с общемировым средним значением $m(\Xi_c^{\prime 0}) - m(\Xi_c^0) = 107,0 \pm 2,9$ МэВ/с² [70]. Это доказывает верность процедуры восстановления радиационно распадающихся возбуждённых состояний очарованных барионов. Поскольку ошибка в номинальном значении разницы масс $\Xi_c^{\prime 0}$ и Ξ_c^0 достаточно большая, канал $\Xi_c^{\prime 0} \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$ не использовался в качестве калибровочного.

5.6 Исследование импульсного спектра

На рисунке 32 показана зависимость выхода Ω_c^0 -барионов от их импульса в системе центра масс. Из этого спектра можно сделать вывод, что сравнимое число Ω_c^0 рождается как в процессе распада B -мезонов (область низких импульсов), так и из $c\bar{c}$ -фрагментации (область высоких импульсов).

Также в полном диапазоне импульсов был проверен спектр сигнала Ω_c^{*0} (рис. 33). На этих гистограммах нет свидетельств рождения Ω_c^{*0} из B -мезонов. Аппроксимация сигнала Ω_c^{*0} при условии $p^*(\Omega_c^{*0}) < 2,5$ ГэВ/с суммой функции Crystal Ball [77] с зафиксированной из аппроксимации при $p^*(\Omega_c^{*0}) > 2,5$ ГэВ/с шириной и положением сигнала и многочлена второго порядка, умноженного на арктангенс, дала результат в $(15,9 \pm 10,2)$ событий. Ослабление требования на энергию фотона сигнал не улучшили.

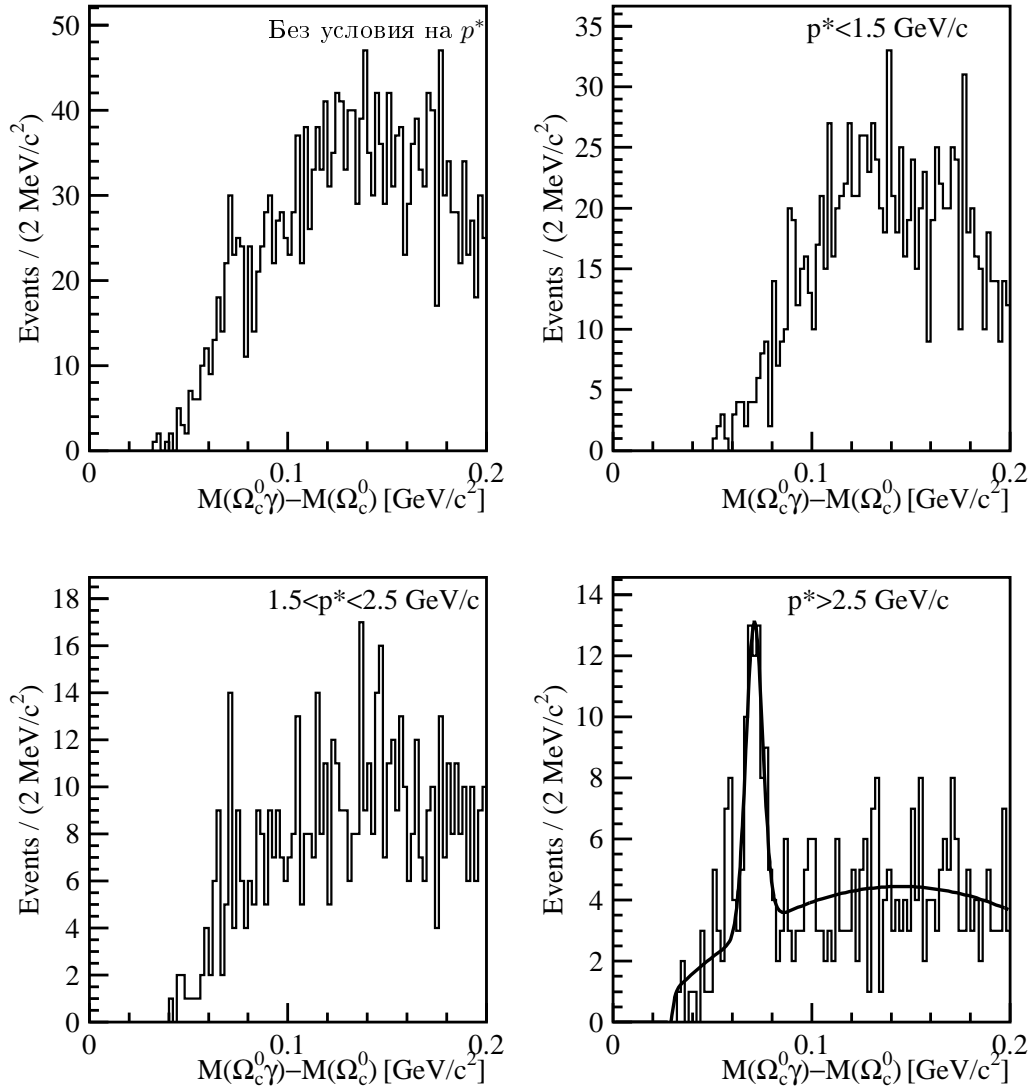


Рис. 33: $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$: распределение $(M(\Omega_c^0 \gamma) - M(\Omega_c^0))$ удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega_c^0 \gamma$ с различными условиями на импульс Ω_c^{*0} в системе центра масс e^+e^- .

6 Экспериментальное обнаружение распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$

Новые измерения свойств барионных распадов B -мезонов, полученные сотрудничествами Belle [80–88], CLEO [36] и BaBar [89–97], пробудили экспериментальный и теоретический интерес [98–105] к таким процессам. Были обнаружены каналы распадов B -мезона с двух- [36, 80, 81, 89, 92], трёх- [36, 81–87, 90–94, 96] и даже четырёх- [36, 81, 88, 94–97] и пятичастичными [36, 94] конечными состояниями, и измеренные относительные вероятности ясно указывают на существование иерархии, зависящей от количества частиц конечного состояния: двухчастичные распады имеют меньшую относительную вероятность по сравнению с многочастичными. Кроме того, в большинстве трёхчастичных барионных распадов B -мезонов в спектре инвариантной массы пары барион-антибарион наблюдается наличие пика около порога. Этот эффект был исследован в работе [43]. Дальнейшее изучение барионных распадов B -мезонов позволит лучше понять динамику физических процессов с участием тяжелых кварков. Использование B_s -мезонов, получение относительно большого количества которых стало возможным только недавно в рамках экспериментов CDF, D0, Belle, LHCb, в свою очередь открывает новое обширное поле для измерений и является дополнительным тестом различных теоретических моделей, позволяя лучше понять физику межкварковых взаимодействий.

6.1 Данные, использованные для анализа

Этот анализ был проведён на данных, которые были получены на детекторе Belle, работавшем на асимметричном e^+e^- ускорителе KEKB [8] при энергии, соответствующей массе резонанса $\Upsilon(5S)$. Интегральная светимость набора составила $121,4 \text{ фб}^{-1}$.

B_s^0 -мезоны рождаются в трёх процессах $\Upsilon(5S)$: $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^0 \bar{B}_s^0$, $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{*0} \bar{B}_s^0$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$. Резонансное состояние с вероятностью $\sim 100\%$ распадается по доминирующему каналу $B_s^{*0} \rightarrow B_s^0 \gamma$ [106]. Для вычисления полного количества B_s^0 -мезонов в данных, набранных при постоянной энергии в системе центра масс, необходимо знать следующие параметры:

- интегральную светимость набора данных, \mathcal{L}_{int} ;
- поперечное сечение рождения $b\bar{b}$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b})$, также обозначаемое $\sigma_{b\bar{b}}$;

- долю $b\bar{b}$ -событий, содержащих пару $B_s^{(*)0} \bar{B}_s^{(*)0}$, которую обычно обозначают f_s .

Используя эти параметры, полное число B_S^0 -мезонов составляет

$$N_{B_S^0} = 2 \mathcal{L}_{\text{int}} f_s [\Upsilon(5S)] \sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b}). \quad (6)$$

Здесь $f_s[\Upsilon(5S)] = 0,17 \pm 0,03$; $\sigma(e^+e^- \rightarrow b\bar{b}) = (0,340 \pm 0,016)$ нб [107]. Таким образом, $N_{B_S^0} = (14,1 \pm 2,6) \times 10^6$.

6.2 Критерии отбора событий

Для отбора событий использовались стандартные критерии, ранее применявшиеся в эксперименте Belle при восстановлении барионных распадов B -мезонов [25, 80, 82, 84–88]. Так, треки заряженных частиц, кроме исходящих из вершин K_S^0 и Λ , должны были брать начало в пределах 0,25 см в радиальном направлении и в пределах 1 см вдоль направления пучка от точки взаимодействия e^+e^- . Заряженные частицы типов A и B (A и B могли быть π^\pm , K или p) отделялись друг от друга на основании правдоподобий $\mathcal{L}(A)$ и $\mathcal{L}(B)$, полученных из TOF- и АСС-систем, а также из измерений dE/dx в CDC. Отношения правдоподобий были скомбинированы в изменяющееся в интервале от 0 до 1 число, которое характеризовало информацию об идентификации частиц,

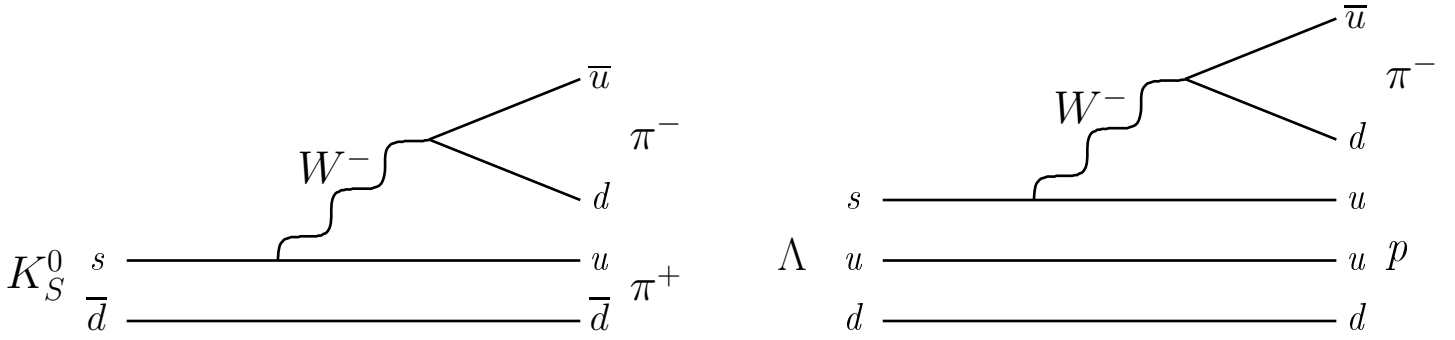
$$P(A/B) = \frac{\mathcal{L}(A)}{\mathcal{L}(A) + \mathcal{L}(B)}.$$

На полученное отношение были наложены следующие требования:

- $P(\pi/K) > 0,1$ и $P(\pi/p) > 0,1$ для пионов;
- $P(K/\pi) > 0,6$ и $P(K/p) > 0,6$ для каонов;
- $P(p/\pi) > 0,6$ и $P(p/K) > 0,6$ — для протонов.

K_S^0 -мезоны (Λ -гипероны) были восстановлены в каналах распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($\Lambda \rightarrow p\pi^-$) (рис. 34) аппроксимацией пионных (p и π) треков в общую вершину, требуя инвариантную массу полученной частицы в пределах ± 10 МэВ/ c^2 [$\approx 3\sigma$] (± 4 МэВ/ c^2 [$\approx 3\sigma$]) от номинального значения массы K_S^0 (Λ) [106]. Следующие требования были наложены на вершину:

- расстояние в направлении вдоль пучка между треками p и π в вершине должно быть менее 3 см;
- расстояние между положением вершины и IP в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, должно превышать 0,01 см;

Рис. 34: $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\Lambda \rightarrow p \pi^-$: ведущий порядок диаграмм распада.

- в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, угол α между вектором импульса K_S^0 (Λ) и вектором, направленным из IP в вершину K_S^0 (Λ), должен удовлетворять соотношению $\cos \alpha > 0,99$;
- качество аппроксимации должно удовлетворять условию $\chi^2/n.d.f. < 100$ (10) для K_S^0 (Λ).

Λ_c^+ -барионы восстанавливались в каналах распада $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ (рис. 35). Инвариантная масса полученного Λ_c^+ -кандидата должна была находиться в $10 \text{ МэВ}/c^2$ ($\approx 3\sigma$) интервале вокруг номинального значения [106].

6.3 Восстановление B_s^0 -мезона в распаде $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$

Векторы импульса Λ_c^+ и $\bar{\Lambda}$, а также трек π были аппроксимированы в общую вершину B_s^0 . Возможная диаграмма для этого распада показана на рисунке 36.

Для идентификации сигнальных событий использовался разработанный для восстановления B -мезонов метод выделения по кинематическим переменным. В большинстве случаев $\Upsilon(4S)$ распадается на две частицы с одинаковыми массами, B и \bar{B} , накладывая тем самым два ограничения в системе центра масс. Если B -мезон был восстановлен правильно, суммарная энергия продуктов его распада должна быть равна половине полной энергии в системе центра масс или энергии пучков в системе покоя $\Upsilon(4S)$, а его восстановленная масса должна быть равна массе B -мезона:

$$E_{\text{гес}} = E_{\text{пучка}} = \sqrt{s}/2,$$

$$M_{\text{гес}} = m_B.$$

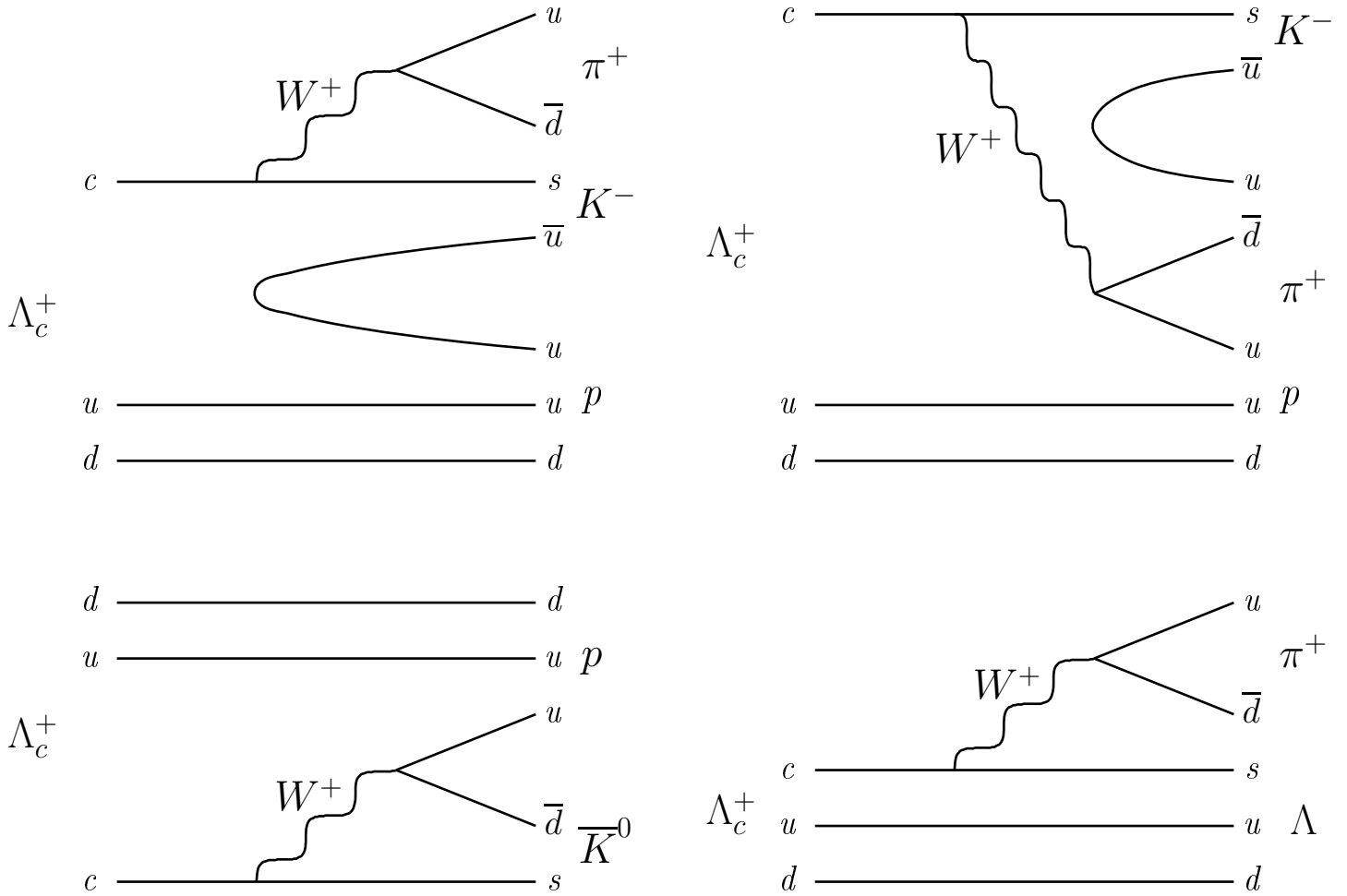


Рис. 35: Ведущий порядок нерезонансных диаграмм распада Λ_c^+ .

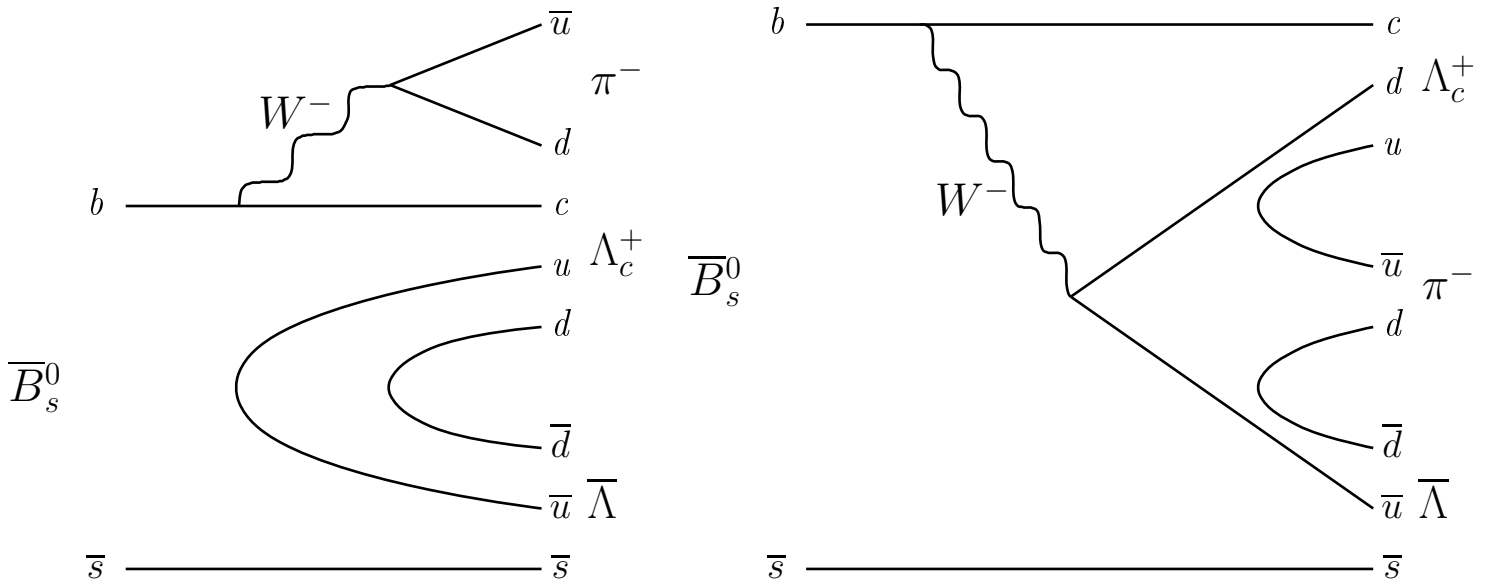
Для того чтобы использовать особенности кинематики B -мезонов, определяются две переменные: масса «с ограничением на энергию пучка» — M_{bc} — и разность энергий ΔE . Вместе они оптимальным образом применяют информацию, содержащуюся в уравнениях выше.

В системе центра масс ΔE имеет форму

$$\Delta E = E_B - E_{\text{пучка}},$$

где E_B — восстановленная энергия B -мезона в системе центра масс. Источниками погрешности в ΔE являются ошибка в измерении энергии B -мезона и разброс в энергии пучка. Несмотря на то, что второй источник вносит существенный вклад в разрешение по ΔE , в большинстве случаев доминирует вклад энергетического разрешения детектора.

Ошибка измерения энергии составляется из погрешностей абсолютных значений им-

Рис. 36: $\overline{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \overline{\Lambda} \pi^-$: ведущий порядок диаграмм распада.

пульсов продуктов распада. А импульсы продуктов распада можно скомбинировать во вторую переменную, которая только слабо скоррелирована с первой. Это возможно, если переменная зависит от маленького трёхмерного импульса B -мезона, складывающегося из больших импульсов продуктов распада B , которые в системе центра масс вносят вклад с противоположными знаками. Заменяя энергию B энергией пучка, получается величина, называемая массой с «ограничением на энергию пучка»:

$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{пучка}}^2 - \vec{p}_B^2},$$

где p_B — импульс B -мезона в системе центра масс, полученный из импульсов его продуктов распада; а энергия B -мезона заменена на $E_{\text{пучка}}$.

Смысл введения ΔE отличается и дополняет M_{bc} . Тогда как вторая переменная по построению не зависит от массовой гипотезы каждой из дочерних частиц, ΔE сильно от неё зависит. Например, если каон неправильно идентифицирован как пион, его энергия и, следовательно, энергия B -кандидата будут меньше их истинной энергии. Событие будет смещено в сторону негативных значений ΔE . И наоборот, распределение сигнальных событий имеет максимум в нуле, делая ΔE особенно полезной для отделения фоновых событий с ошибочной идентификацией. Зато значение M_{bc} мало изменится, если частица неправильно идентифицирована, приводя к пикующему фону от истинных B -событий с неправильно установленным типом частиц.

Стоит отметить, что вектор импульса B можно перевести из лабораторной системы отсчёта в систему центра масс только после определения масс, и результат зависит от этих масс, хотя и намного меньше, чем для ΔE . Поэтому доминирующим источником погрешности в M_{bc} является разброс в энергии пучка.

Для канала распада $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^0 \bar{B}_s^0$ сигнальные события группируются около точки с координатами $(m_{B_s^0}{}^7, 0)$ в плоскости M_{bc} от ΔE . В канале $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{*0} \bar{B}_s^0 [B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}]$ фотон, возникающий при распаде $B_s^{*0} \rightarrow B_s^0 \gamma$, не восстанавливается, и потому сигнальные события группируются около точки $((m_{B_s^0} + m_{B_s^{*0}})/2, (m_{B_s^0} - m_{B_s^{*0}})/2) [(m_{B_s^{*0}}, m_{B_s^0} - m_{B_s^{*0}})]$ в плоскости M_{bc} от ΔE . Для дальнейшего анализа были сохранены кандидаты B_s^0 -мезонов, имеющие $M_{bc} > 5,3 \text{ ГэВ}/c^2$ и $|\Delta E| < 0,3 \text{ ГэВ}$.

6.4 Подавление фона

Для фильтрации фонов, включающих смещённые треки (например, от невосстановленных распадов K_S^0 и Λ), было наложено условие на качество подобранной общей вершины Λ_c^+ , $\bar{\Lambda}$ и π^- : $\chi^2/n.d.f.$ для B_s^0 должно было быть меньше 1000.

Для подавления фона $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ было наложено ограничение на отношение R_2 второго и нулевого моментов Фокса-Вольфрама [108]. Также для этой цели был использован посчитанный в системе центра масс угол Θ_{thrust} между осями наклона⁹ импульсов дочерних частиц B_s^0 -кандидата и всех остальных частиц события. Для $B_s^{(*)0} \bar{B}_s^{(*)0}$ -события оба B_s -мезона в системе покоя $\Upsilon(5S)$ почти неподвижны, поэтому их дочерние частицы распределены изотропно, оси наклона распределены случайно, а, значит, $|\cos \Theta_{\text{thrust}}|$ имеет равномерное распределение в интервале от 0 до 1. В то же время для событий $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ импульсы частиц придерживаются направления струй в событиях, и, как следствие, оси наклона и B_s -кандидата, и остальной части события строго направлены и коллимированы, давая распределение $|\cos \Theta_{\text{thrust}}|$, пикующее около 1.

Ограничения на массовое окно Λ_c^+ -кандидата, R_2 и Θ_{thrust} были определены после процедуры оптимизации с использованием подканала $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ на маленькой выборке данных размером $23,4 \text{ фб}^{-1}$ (содержащей $(2,7 \pm 0,4) \times 10^6$ событий $B_s^{(*)0} \bar{B}_s^{(*)0}$). Сигналь-

⁷ $m_{B_s^0} = (5366,77 \pm 0,24) \text{ МэВ}/c^2$ [106].

⁸ $m_{B_s^{*0}} = (5415,4_{-2,1}^{+2,4}) \text{ МэВ}/c^2$; $m_{B_s^{*0}} - m_{B_s^0} = (48,7_{-2,1}^{+2,3}) \text{ МэВ}/c^2$ [106].

⁹Для набора из N импульсов \vec{p}_i ($i = 1, \dots, N$), ось наклона \vec{T} определяется как единичный вектор, вдоль которого их совокупная проекция максимальна.

ные события были разделены по интервалам изучаемой переменной, затем для каждого интервала был вычислен коэффициент добротности

$$\text{FOM} = \frac{N_{\text{сигнал}}}{\sqrt{N_{\text{фон}}}}, \quad (7)$$

где $N_{\text{сигнал}}$ и $N_{\text{фон}}$ — число ожидаемых сигнальных и фоновых событий соответственно. Вторая величина оценивалась как число событий на данных в отмасштабированном контрольном интервале (0; 48) МэВ по переменной ΔE ; в то время как для первой переменной использовалось отношение

$$N_{\text{сигнал}} = N_{\overline{B}_s^0} f_{B_s^* \overline{B}_s^*} \mathcal{B}(\overline{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \overline{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) \mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p \pi^-) \epsilon.$$

Здесь ϵ — эффективность восстановления, которая вычислялась из анализа событий, смоделированных по методу Монте-Карло, как отношение количества восстановленных и сгенерированных событий, $\epsilon = N_{\text{сигнал}}^{MC} / N_{\text{генератор}}^{MC}$. Для каждого из различных каналов рождения B_s^0 -мезона и распада Λ_c^+ было сгенерировано 121300 событий сигнального Монте-Карло, которые были использованы для оценки отклика детектора и определения его эффективности. События генерировались программой EvtGen [78], отклик детектора воспроизводился пакетом GEANT [79]. Исследуемый распад моделировался с гипотезой нерезонансного трёхчастичного распада.

Таким образом, (7) приобретает вид:

$$\text{FOM} = \mathcal{B}(\overline{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \overline{\Lambda} \pi^-) \frac{N_{\overline{B}_s^0} f_{B_s^* \overline{B}_s^*} \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) \mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p \pi^-) N_{\text{сигнал}}^{MC}}{N_{\text{генератор}}^{MC} \sqrt{N_{\text{фон}}}}.$$

Форма полученной гистограммы не зависит от неизвестной относительной вероятности исследуемого процесса и определяется только отношением $N_{\text{сигнал}}^{MC} / \sqrt{N_{\text{фон}}}$. Максимум добротности был достигнут при массовом окне Λ -гиперона в 4 МэВ/ c^2 ($\approx 3\sigma$); массовом окне Λ_c^+ в 10 МэВ/ c^2 ($\approx 3\sigma$); для R_2 требовалось быть менее 0,5; для $|\cos \Theta_{\text{thrust}}|$ — менее 0,85 (рис. 37).

Действенность полученных критериев была проверена посредством вычисления эффективности условия отбора для сигнальных и фоновых событий. Для этого использовались сгенерированные и восстановленные при помощи той же процедуры, что и для данных, события сигнального и общего Монте-Карло¹⁰ соответственно. Эффективность

¹⁰Монте-Карло моделирование всех известных e^+e^- -процессов при энергии в системе центра масс, соответствующей массе $\Upsilon(5S)$. Интегральная светимость этого набора была эквивалентна как минимум шестикратной полной светимости набора данных.

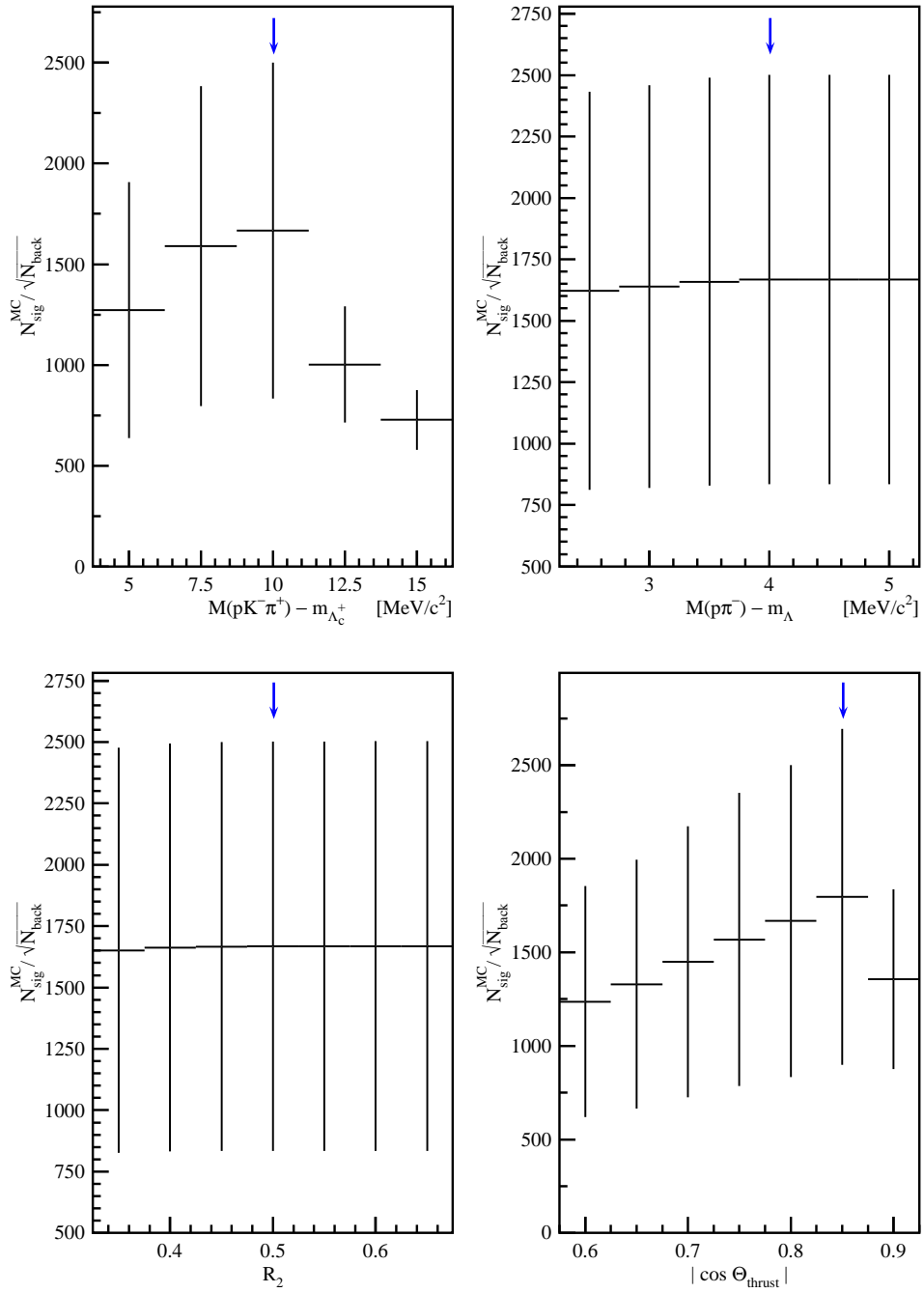


Рис. 37: Формы распределений добротности. Выбранные ограничения показаны стрелками.

Критерий	Эффективность для	
	сигнала	фона
Идентификационные условия	0,86	0,15
Топологические условия на Λ	0,89	0,51
Условие на треки Λ_c^+	1	0,9
Условие на вершину Λ_c^+	0,98	0,9
Массовое окно Λ	0,97	0,37
Массовое окно Λ_c^+	0,94	0,21
Условие на трек π из B_s^0	1	0,98
Условие на вершину B_s^0	0,98	0,94
Условие на $ \cos \Theta_{\text{thrust}} $	0,83	0,4
Условие на R_2	1	0,89

Таблица 17: Эффективности критериев отбора для сигнального и общего Монте-Карло.

критерия вычислялась как отношение количества восстановленных с применённым критерием и без него событий. Полученные значения приведены в таблице 17. Кроме того, для демонстрации разницы между распределениями для сигнальных и фоновых событий сравнивались события из моделированного Монте-Карло сигнала и фона из контрольного интервала на данных $5,30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 38).

6.5 Процедура аппроксимации

Основой получения исследуемых параметров \vec{p} из наблюдаемых данных \vec{x}_0 является *правдоподобие*, определяемое как плотность вероятности, которая вычисляется в точке измерения:

$$\mathcal{L}(\vec{p}) = f(\vec{x}_0; \vec{p}).$$

В дополнение к вычисляемым параметрам \vec{p} реалистичная модель часто содержит набор дополнительных «воздействующих параметров» \vec{q} , которые представляют собой величины, влияющие на соотношение между \vec{p} и \vec{x} , заранее неизвестные и выводимые из данных. Примерами таких «воздействующих параметров» являются разрешения и эф-

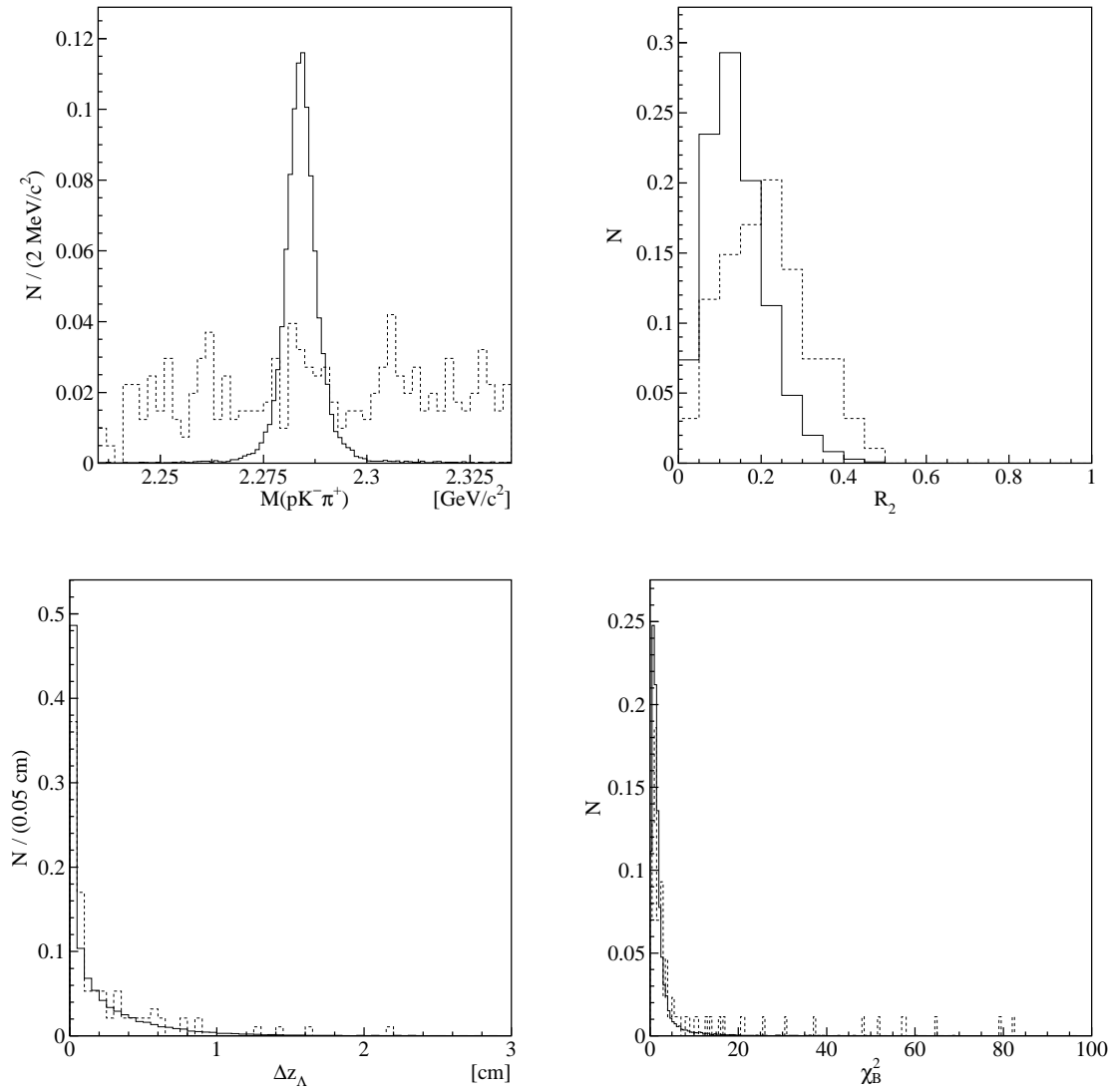


Рис. 38: Сравнение между смоделированными Монте-Карло сигнальными событиями (сплошная линия) и данными из контрольного интервала M_{bc} (пунктирная линия). В каждом случае гистограммы были масштабированы, чтобы представлять одинаковую светимость.

фективности. Поэтому правдоподобие определяется как

$$\mathcal{L}(\vec{p}, \vec{q}) = f(\vec{x}_0; \vec{p}, \vec{q})$$

и рассматривается как функция параметров \vec{p} и \vec{q} .

Для измерений, состоящих из множества точек, правдоподобием ансамбля является произведение правдоподобий каждого наблюдения:

$$\mathcal{L}(\vec{p}, \vec{q}) = \prod_{i=0, \dots, N} f(\vec{x}_i; \vec{p}, \vec{q}), \quad (8)$$

где \vec{x}_i — независимые и одинаково распределённые измерения наблюдаемого \vec{x} . На практике вместо правдоподобия часто используется отрицательный логарифм правдоподобия

$$-\log \mathcal{L}(\vec{p}, \vec{q}) = - \sum_{i=0, \dots, N} \log f(\vec{x}_i; \vec{p}, \vec{q}),$$

т. к. его проще вычислять.

Уравнение (8) определяет *безынтервальное* правдоподобие — правдоподобие, оцениваемое в каждой точке данных, а не по интервалам. Безынтервальная оценка наибольшим правдоподобием определяет значение вектора параметров \vec{p} , для которого правдоподобие максимально, или, что равнозначно, отрицательный логарифм правдоподобия минимален.

В формализме наибольшего *расширенного* правдоподобия [109] нормировка модели фиксирована не единицей, а параметром $N_{\text{ожид}}$. Таким образом, выражение для правдоподобия фактически принимает вид

$$L(\vec{p}, \vec{q}) = \left(\prod_{i=0, \dots, N_{\text{набл}}} f(\vec{x}_i; \vec{p}, \vec{q}) \right) \times P(N_{\text{набл}} | N_{\text{ожид}}(\vec{p}, \vec{q})),$$

где $N_{\text{набл}}$ — количество наблюдаемых событий, моделируемое распределением Пуассона с числом ожидаемых событий $N_{\text{ожид}}(\vec{p}, \vec{q})$ в качестве среднего. Правдоподобие составной модели с членами, описывающими сигнал и фон, можно переписать в формализме расширенного наибольшего правдоподобия, беря

$$m(\vec{x}; \vec{p}, \vec{q}) = \frac{N_{\text{сигнал}}}{N_{\text{сигнал}} + N_{\text{фон}}} s(\vec{x}; \vec{p}) + \frac{N_{\text{фон}}}{N_{\text{сигнал}} + N_{\text{фон}}} b(\vec{x}; \vec{q})$$

в качестве плотности вероятности и

$$N_{\text{ожид}} = N_{\text{сигнал}} + N_{\text{фон}}$$

как выражение для количества ожидаемых событий. Минимизация расширенного правдоподобия теперь будет иметь результатом числа сигнальных и фоновых событий $N_{\text{сигнал}}$ и $N_{\text{фон}}$.

К трём двумерным спектрам M_{bc} от ΔE (рис. 39(а)–(в)), соответствующим различным подканалам Λ_c^+ , была применена безынтервальная аппроксимация наибольшим расширенным правдоподобием. Сигнальное и фоновое распределения были параметризованы отдельно для каждого из подканалов, беря произведение форм для M_{bc} и ΔE в качестве двумерной плотности вероятности. Линейная корреляция между M_{bc} и ΔE для сигнальных событий оказалась меньше 0,002, а для фоновых событий не превысила 0,005.

Вклад канала рождения C (C может быть $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$, $B_s^{*0} \bar{B}_s^0$ или $B_s^0 \bar{B}_s^0$) описывался двумерным распределением Гаусса с параметрами, определёнными из моделирования Монте-Карло (табл. 18). Количество сигнальных событий для канала C можно записать как:

$$\begin{aligned} N_C^{pK\pi} &= N_{\bar{B}_s^0} f_C \mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) \mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \epsilon_C^{pK\pi} \\ N_C^{pK_S^0} &= N_{\bar{B}_s^0} f_C \mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0) \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \epsilon_C^{pK_S^0} \quad (9) \\ N_C^{\Lambda\pi} &= N_{\bar{B}_s^0} f_C \mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+) \mathcal{B}^2(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \epsilon_C^{\Lambda\pi}, \end{aligned}$$

где f_C — относительная вероятность, что B_s^0 -мезон был рождён по каналу C , а ϵ — эффективность восстановления, которая была определена из моделирования Монте-Карло. Для долей f_C использовались следующие значения [107]: $f_{B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}} = (87, 0 \pm 1, 7)\%$, $f_{B_s^{*0} \bar{B}_s^0} = (7, 3 \pm 1, 4)\%$ и $f_{B_s^0 \bar{B}_s^0} = 1 - f_{B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}} - f_{B_s^{*0} \bar{B}_s^0}$. Относительная вероятность распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ являлась общим для различных подканалов параметром, а для всех промежуточных распадов использовались общемировые средние значения [106].

Формы фона описывались пороговой функцией ARGUS [110] для переменной M_{bc} и линейной функцией для ΔE . Регион с $\Delta E < -150$ МэВ был исключён из процесса аппроксимации для того, чтобы избежать вкладов от возможных распадов $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^- \pi^0$, в которых π^0 не был восстановлен. Эта граница была проверена Монте-Карло моделированием процессов $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^- \pi^0$ и $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \rho^-$ (рис. 40). Для каждой моды было произведено 121300 сигнальных событий, которые затем были проанализированы с использованием той же самой процедуры восстановления и критериев отбора, описанных выше. В обоих случаях не было найдено значимых пиков, в то время как наблюдался значительный уровень их вклада в области $\Delta E < -200$ МэВ.

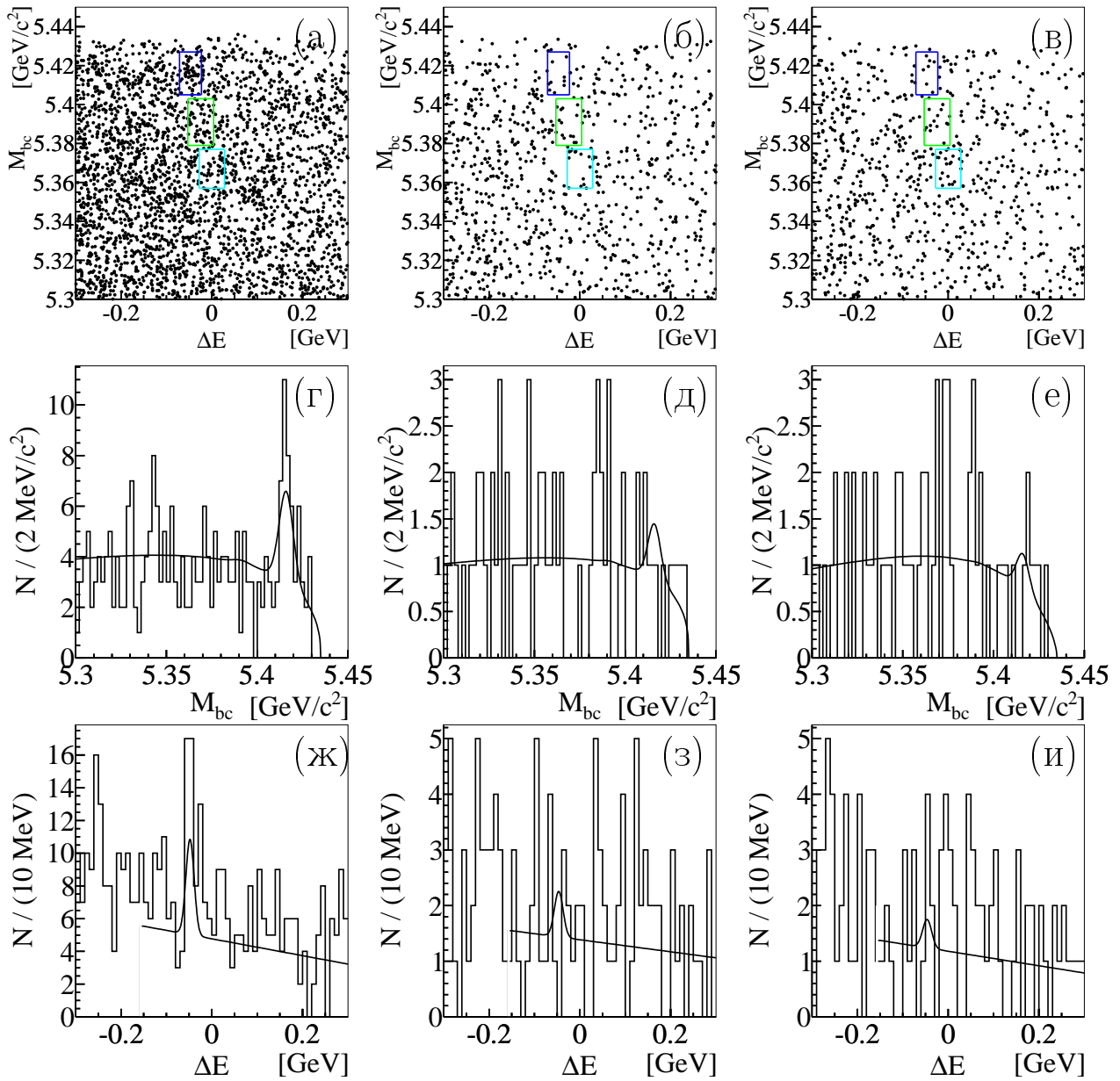


Рис. 39: $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ с последующим распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ (левая колонка), $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$ (центральная колонка) или $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ (правая колонка): распределение M_{bc} от ΔE (верхний ряд), спектр M_{bc} (центральный ряд) для событий из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$ ($-71 \text{ МэВ} < \Delta E < -23 \text{ МэВ}$) и спектр ΔE (нижний ряд) комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ для событий из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$ ($5,405 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,427 \text{ ГэВ}/c^2$). Синий, зелёный и голубой прямоугольники представляют сигнальные окна $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$, $B_s^{*0} \bar{B}_s^0$ и $B_s^0 \bar{B}_s^0$ соответственно.

Параметр		Единица	$B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$			$B_s^{*0} \bar{B}_s^0$			$B_s^0 \bar{B}_s^0$		
			$pK^- \pi^+$	pK_S^0	$\Lambda \pi^+$	$pK^- \pi^+$	pK_S^0	$\Lambda \pi^+$	$pK^- \pi^+$	pK_S^0	$\Lambda \pi^+$
M_{bc}	Среднее	МэВ/ c^2	5415,97	5416,05	5416,13	5391,26	5391,39	5391,56	5366,12	5366,46	5366,37
	Ширина	МэВ/ c^2	3,87	3,47	3,45	4,51	3,73	3,70	4,45	2,81	2,81
ΔE	Среднее	МэВ	-48,06	-46,49	-46,32	-23,35	-21,90	-21,81	1,37	2,81	3,27
	Ширина	МэВ	9,04	9,58	9,89	9,07	9,46	9,90	8,79	9,23	9,56
ϵ		%	12,61	5,89	8,82	12,34	5,83	8,59	12,61	5,84	8,80
$N_{\text{событий}}$			17,67	2,63	1,69	1,45	0,22	0,14	1,16	0,17	0,11

Таблица 18: Полученные из моделирования по методу Монте-Карло численные параметры, которые использовались для аппроксимации сигнальных распределений.

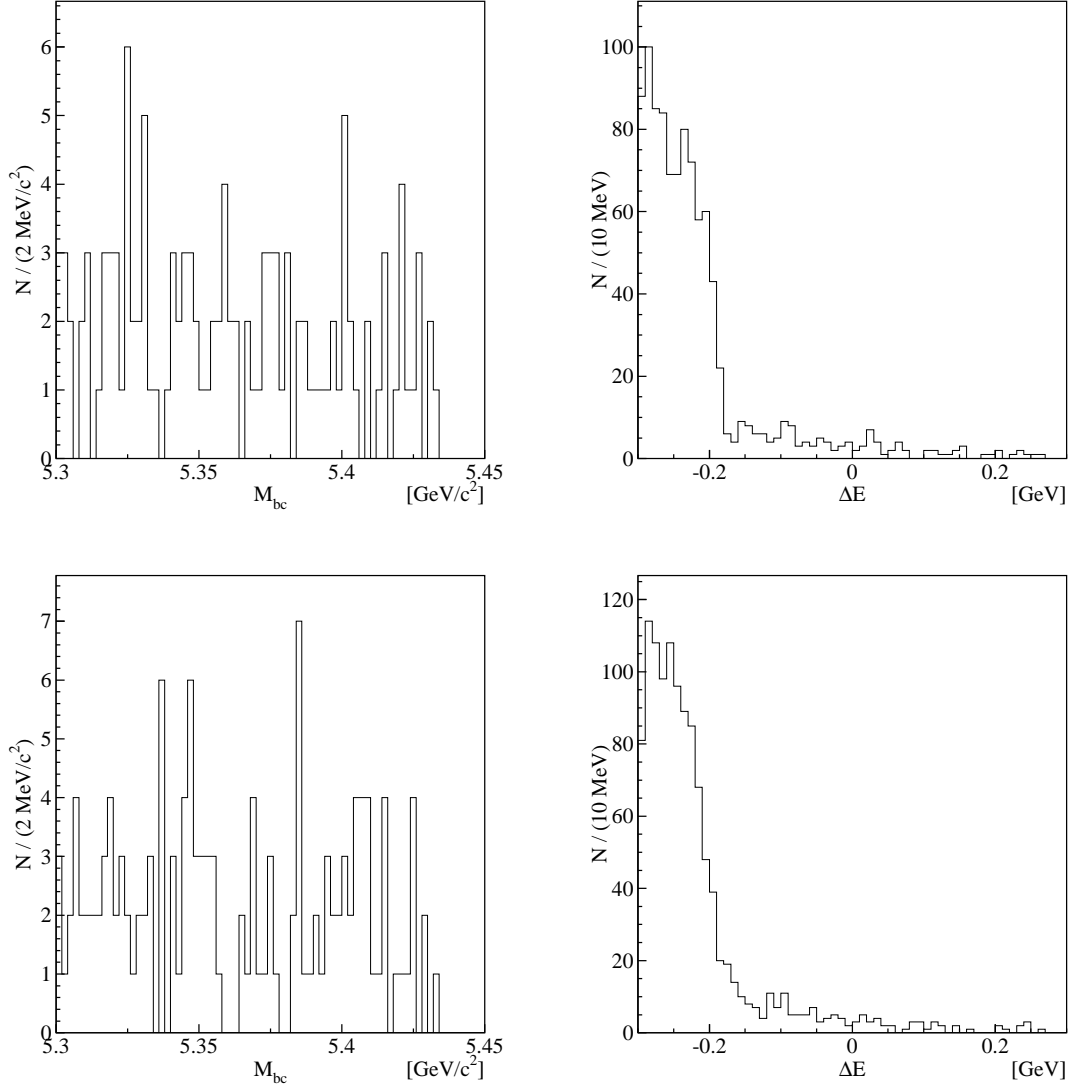


Рис. 40: Монте-Карло моделирование распадов $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^- \pi^0$ (верхний ряд) и $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \rho^-$ (нижний ряд): спектры по переменным M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. Условия, наложенные на событие, те же, что и для распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

Результатом процедуры аппроксимации стала относительная вероятность распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ величиной $(3,6 \pm 1,1) \times 10^{-4}$, что соответствует сигналу в $(20, 3 \pm 6, 1)$, $(3, 0 \pm 0, 9)$ и $(1, 9 \pm 0, 6)$ событий для $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ подканалов соответственно (табл. 18). На рисунках 39(г)–(е) и 39(ж)–(и) показаны одномерные проекции M_{bc} и ΔE для B_s^0 -кандидатов из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$. Статистическая значимость наблюдаемого сигнала составила $4,4\sigma$, что было посчитано как $\sqrt{-2 \ln(L_0/L)}$, где L_0 и L — значения правдоподобия при относительной вероятности распада, равной нулю и наилучшему аппроксимирующему значению соответственно. Этот результат является первым и на сегодняшний день остаётся единственным экспериментально обнаруженным барионным распадом B_s^0 .

6.6 Проверки полученного результата

Для этой части анализа использовался только подканал $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$, поскольку он, как и ожидалось, содержал наибольшую часть найденного сигнала.

На рисунке 41 отражены одномерные проекции M_{bc} и ΔE для B_s^0 -кандидатов из контрольных интервалов Λ_c^+ , $20 \text{ МэВ}/c^2 < |M(pK^- \pi^+) - m_{\Lambda_c^+}| < 50 \text{ МэВ}/c^2$, и Λ , $4 \text{ МэВ}/c^2 < |M(p\pi^-) - m_{\Lambda}| < 8 \text{ МэВ}/c^2$, соответственно. Эти спектры были описаны двумерным гауссианом с зафиксированными из моделирования Монте-Карло параметрами для сигнальных событий, пороговой функцией ARGUS [110] для фоновых событий M_{bc} и линейной функцией — для ΔE фона. Было найдено $(4, 2 \pm 2, 3)$ и $(0, 3 \pm 1, 8)$ событий соответственно, что отлично согласуется с нулевым вкладом.

Для проверки найденного сигнала $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ были восстановлены комбинации с «неправильным зарядом», $\Lambda_c^+ \Lambda \pi^-$ и $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^+$, которые потом были проанализированы с использованием той же самой процедуры, что и изучаемый распад. На рисунке 42 отображены не имеющие особенностей распределения по переменным M_{bc} и ΔE . Это доказывает, что полученный сигнал $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ не является исключительно результатом применения критериев отбора.

Монте-Карло выборка всех известных e^+e^- -процессов при энергии в системе центра масс, соответствующей массе $\Upsilon(5S)$, которая имела шестикратную статистику по сравнению с набором данных, была проанализирована с использованием той же процедуры восстановления и критериев отбора, которые были описаны выше. Указаний на сигнал в

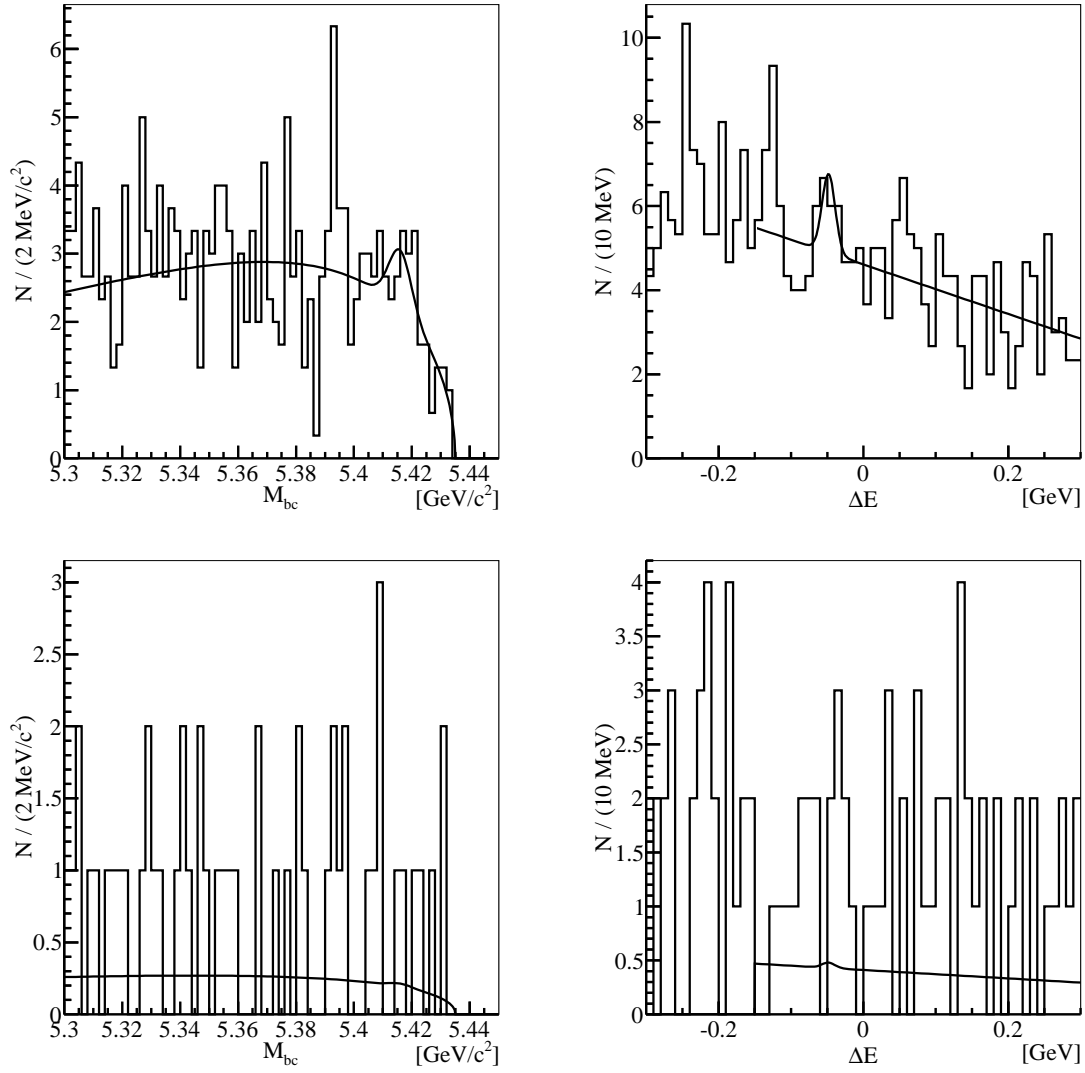


Рис. 41: Спектры M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших отбору комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ из контрольного интервала Λ_c^+ , $20 \text{ МэВ}/c^2 < |M(pK^- \pi^+) - m_{\Lambda_c^+}| < 50 \text{ МэВ}/c^2$, (верхний ряд) и контрольного интервала Λ , $4 \text{ МэВ}/c^2 < |M(p\pi^-) - m_{\Lambda}| < 8 \text{ МэВ}/c^2$, (нижний ряд).

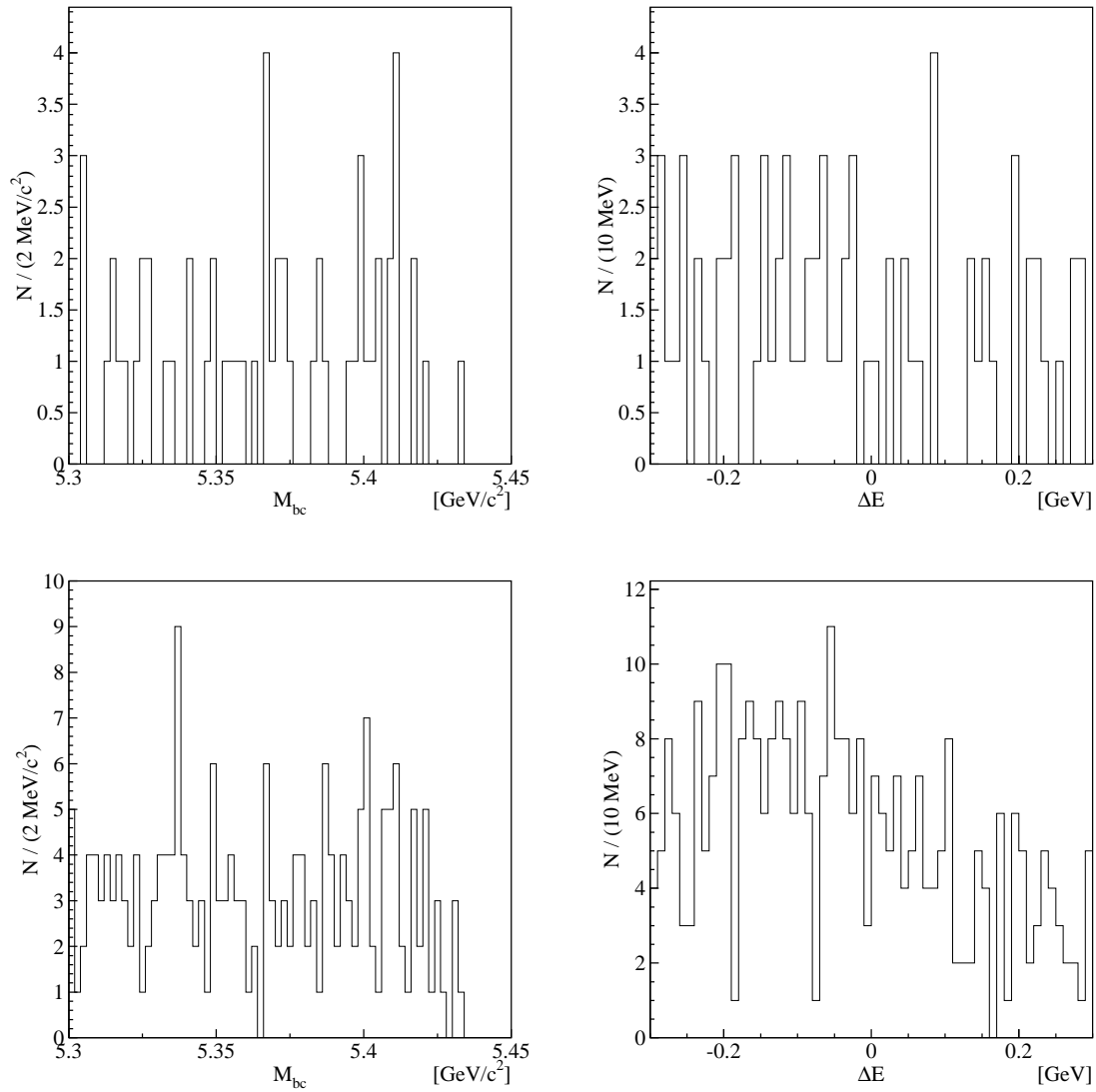
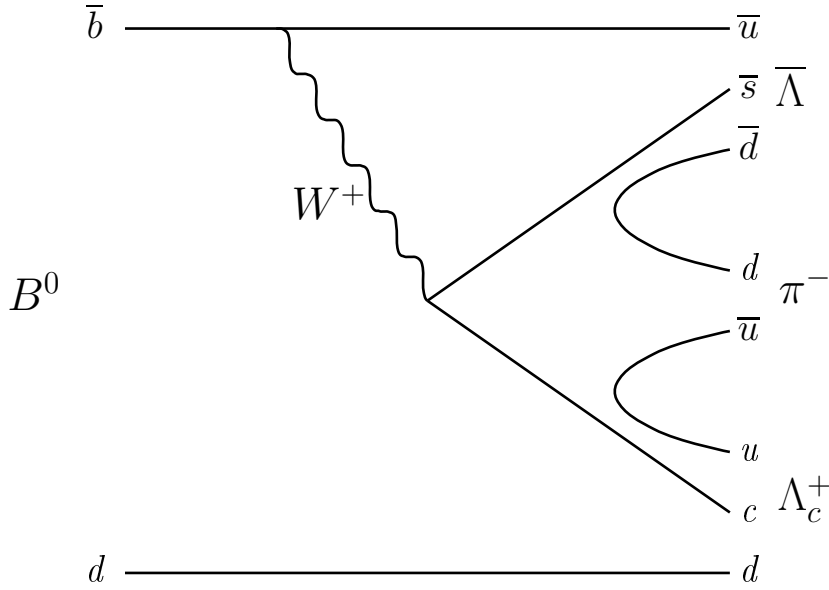


Рис. 42: Распределения по переменным M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших условиям отбора комбинаций с неправильным зарядом, $\Lambda_c^+ \Lambda \pi^-$ (верхний ряд) и $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^+$ (нижний ряд). Использовалась та же процедура восстановления и критерии отбора, что и для исследуемого распада.

Рис. 43: Ведущий порядок диаграмм распада $B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

распределениях по переменным M_{bc} и ΔE найдено не было (рис. 44). Следовательно, обнаруженные события $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ не являются отражением какого-либо известного канала или их комбинации.

В 76% случаев $\Upsilon(5S)$ распадается в состояние, содержащее B -мезон¹¹ [106]. Как видно из диаграммы рисунка 43, возможный канал $B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, имеющий то же конечное состояние, что и исследуемая мода, сильно подавлен. Тем не менее была проведена проверка процессов $\Upsilon(5S) \rightarrow B^{(*)} \bar{B}^{(*)} (\pi)$, в которых B^0 распадается на $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. Для этого было сгенерировано 121300 сигнальных Монте-Карло событий, которые затем были проанализированы с помощью той же процедуры восстановления и наложенных требований, что описаны выше. В сигнальном регионе $B_s^{(*)0} \bar{B}_s^{(*)0}$ события $B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ найдены не были.

Конечное состояние исследуемого процесса было проконтролировано путём проверки спектра инвариантной массы дочерних частиц. На рисунке 46(a) показан спектр $M(\Lambda_c^+) = M(pK^- \pi^+)$ для B_s^0 -кандидатов из сигнального региона — отчётливый пик виден около $2285 \text{ МэВ}/c^2$. Не имеющие структуры зелёные и синие гистограммы соответствуют масштабированным распределениям $M(pK^- \pi^+)$ для событий из контрольного

¹¹Исключая $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{(*)0} \bar{B}_s^{(*)0}$, остальные каналы $\Upsilon(5S)$ имеют относительные вероятности распада величиной в доли процента.

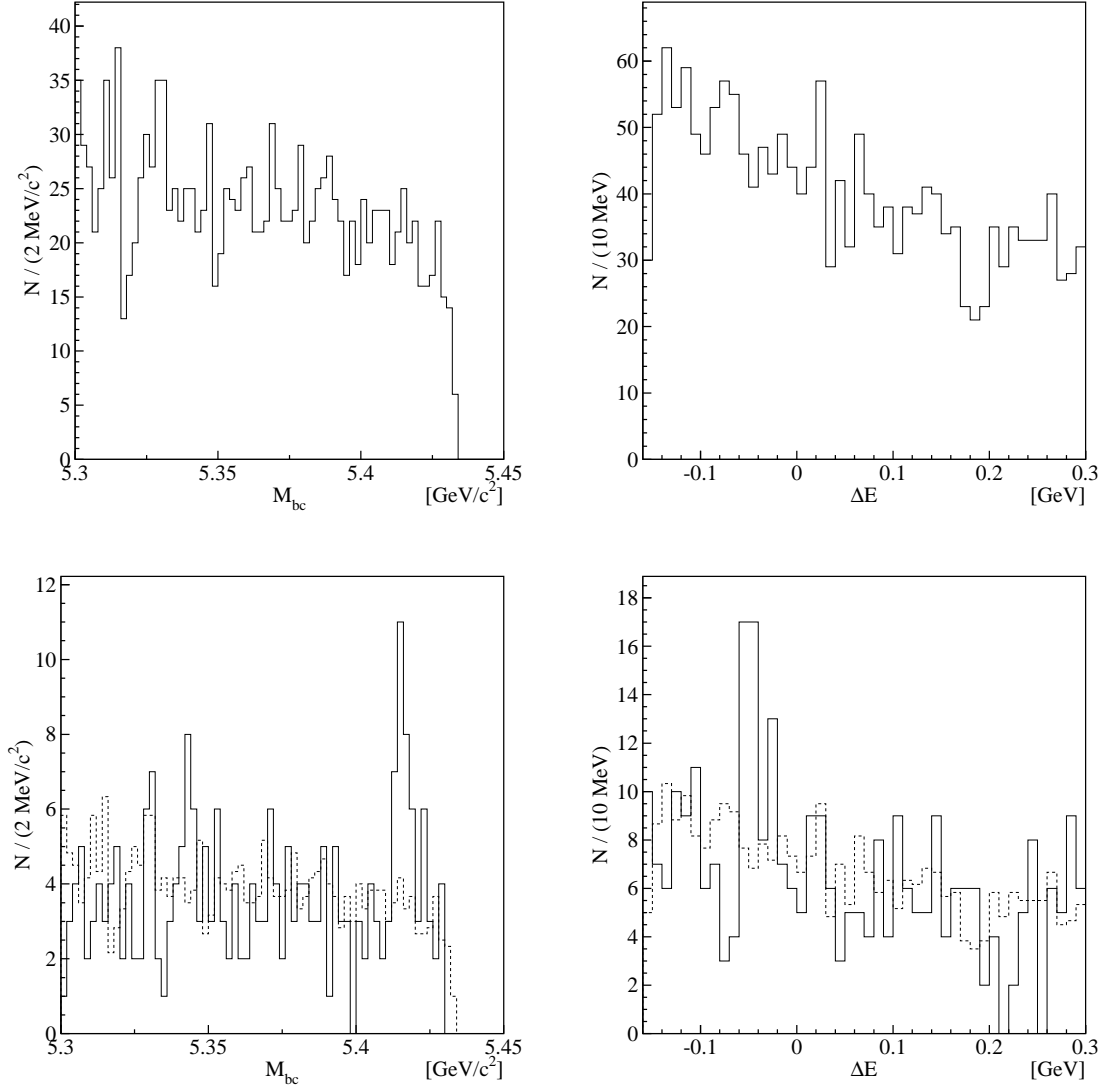


Рис. 44: Спектры M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, восстановленных на общем Монте-Карло (верхний ряд) и на данных (нижний ряд). Наложенная пунктирная гистограмма отображает соответствующие распределения общего Монте-Карло, масштабированные на светимость данных. Критерии отбора описаны в тексте.

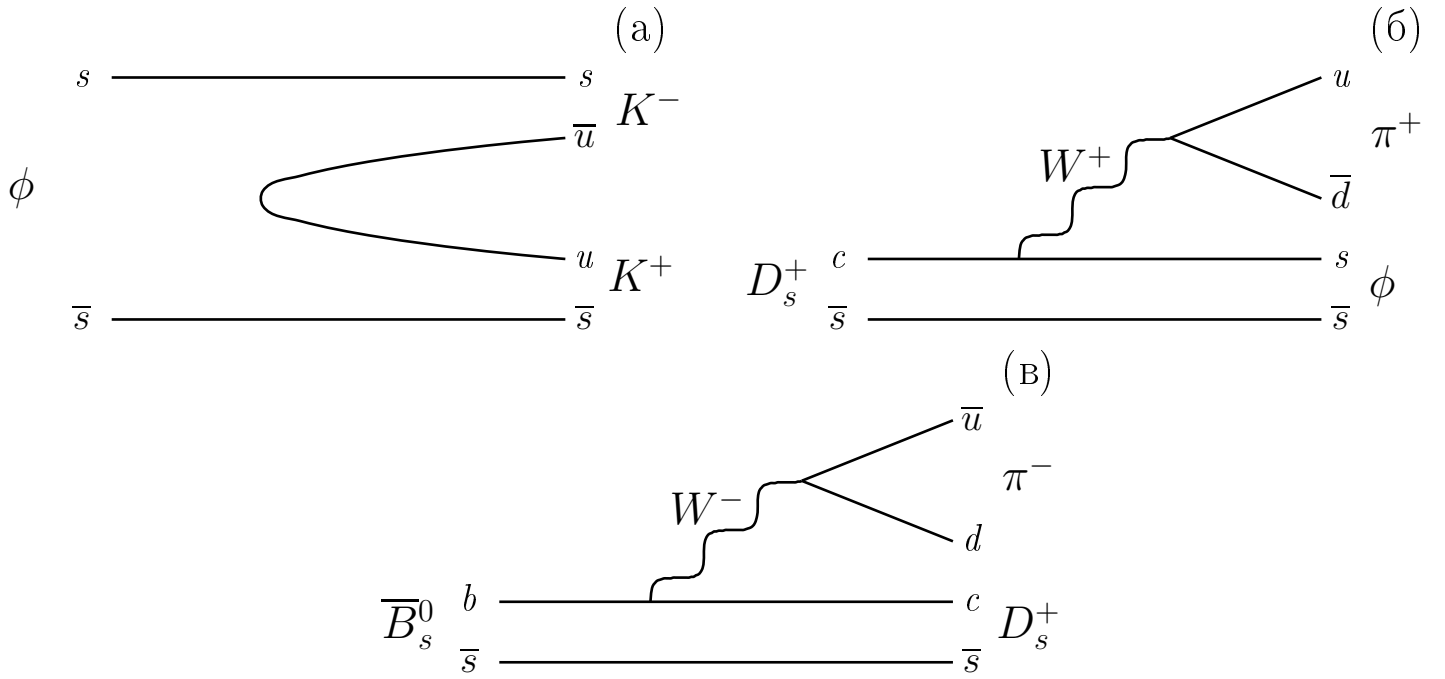


Рис. 45: Ведущий порядок диаграмм распада $\phi \rightarrow K^- K^+$ (а), $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ (б) и $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ (в).

интервала по M_{bc} ($5,30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$) и по ΔE ($0 \text{ МэВ} < \Delta E < 240 \text{ МэВ}$) соответственно. Аналогично на рисунке 46(б) показан спектр $M(\bar{\Lambda}) = M(\bar{p}\pi^+)$, на котором виден сигнал около $1116 \text{ МэВ}/c^2$.

Чтобы изучить возможность, что исследуемый распад прошёл через промежуточный резонанс, были построены спектры инвариантной массы для каждой пары дочерних частиц. На рисунке 47(а) изображён спектр $M(\Lambda_c^+ \pi^-)$, а на рисунке 47(б) — спектр $M(\bar{\Lambda} \pi^-)$. Обе гистограммы не имеют выраженных пиков.

На основании описанных выше проверок был сделан вывод, что найденный сигнал действительно обусловлен распадом $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

Для того чтобы удостовериться, что измерение относительной вероятности распада верно в интервале энергий, соответствующем массе $\Upsilon(5S)$ -резонанса, была измерена относительная вероятность известного и хорошо изученного распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$. Для этой моды был использован набор данных, интегральная светимость которых составила $50,6 \text{ фб}^{-1}$. Согласно отношению (6) такой набор соответствует $(5,9 \pm 1,1) \times 10^6 B_s$ -мезонов.

Благодаря чистоте канала $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ на треки его частиц были наложены слабые идентификационные требования: $P(A/B) > 0,1$ для любых A и B (A и B могли быть π , K или p). Сначала в распаде $\phi \rightarrow K^- K^+$ (рис. 45(а)) были восстановлены ϕ -мезоны. На

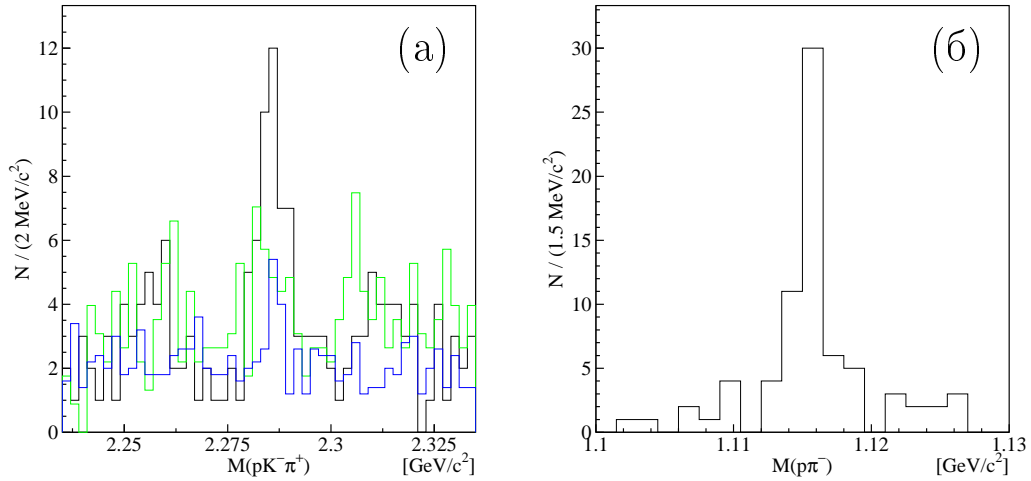


Рис. 46: (а): Спектр $M(pK^-\pi^+)$ удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$. Зелёной гистограммой отображено масштабированное распределение $M(pK^-\pi^+)$ из контрольного интервала по M_{bc} ($5,30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$), в то время как синяя гистограмма соответствует такому же распределению событий из контрольного интервала по ΔE ($0 \text{ МэВ} < \Delta E < 240 \text{ МэВ}$). (б): Спектр $M(\bar{p}\pi^-)$ удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$.

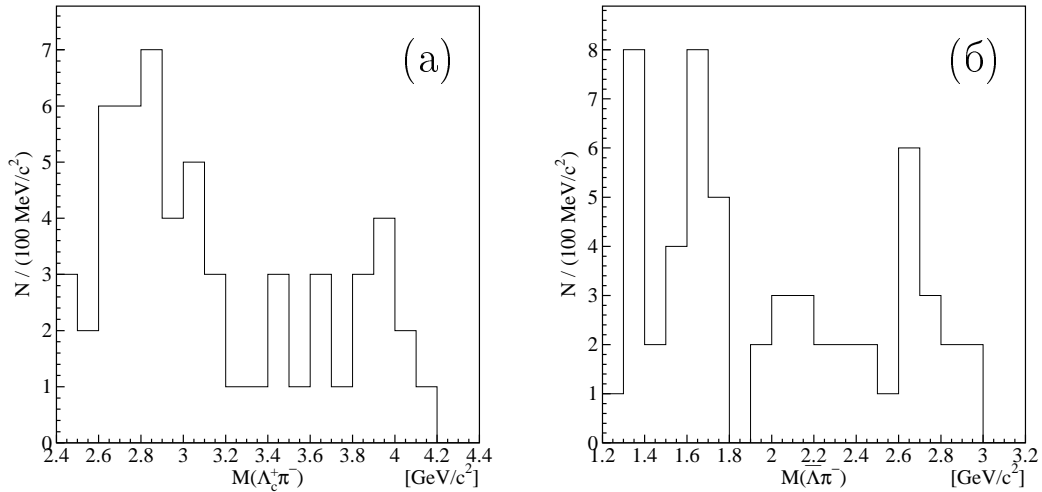


Рис. 47: Распределения инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \pi^-$ (а) и $\bar{\Lambda} \pi^-$ (б), выбранных из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$.

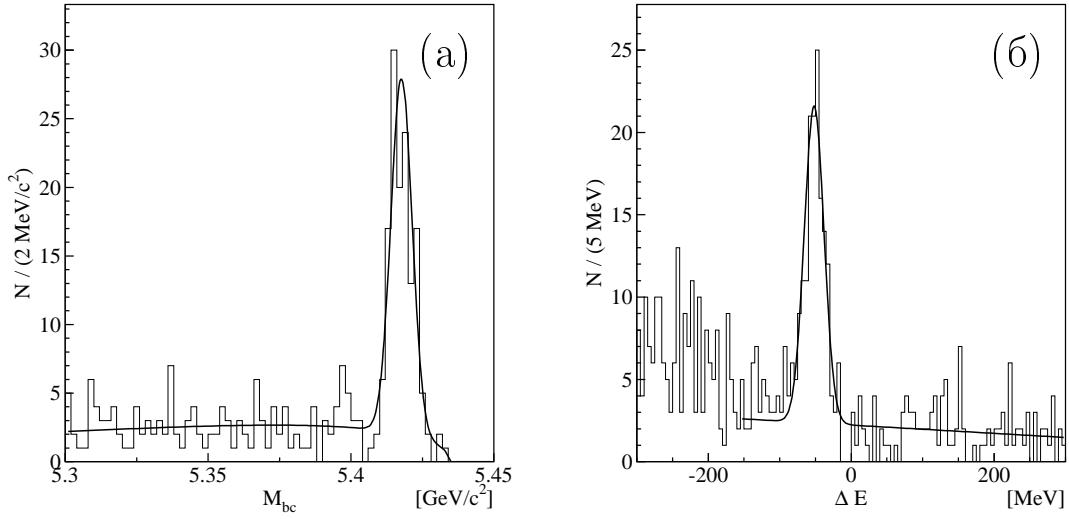


Рис. 48: Спектры M_{bc} (а) и ΔE (б) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $D_s^+ \pi^-$. Условия отбора и процедура аппроксимации описаны в тексте.

инвариантную массу пары противоположно заряженных каонов было наложено требование $|M(K^+ K^-) - m_\phi| < 10 \text{ МэВ}/c^2$, где m_ϕ — номинальное значение массы ϕ -мезона [106]. Затем ϕ -мезоны комбинировались с пионами соответствующего заряда для построения выборки $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ (рис. 45(б)). Инвариантная масса дочерних частиц D_s^+ должна была быть внутри интервала величиной в $10 \text{ МэВ}/c^2$, построенного вокруг номинального значения массы D_s^+ [106]. И, наконец, используя этот набор, \overline{B}_s^0 был восстановлен по каналу $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ (рис. 45(в)).

На рисунках 48(а) и 48(б) показаны одномерные проекции, включающие события из сигнальных интервалов ΔE и M_{bc} соответственно, двумерной гистограммы M_{bc} от ΔE , которая была аппроксимирована двумерным гауссовым распределением для описания сигнала, пороговую функцию ARGUS [110] для описания фоновых событий по переменной M_{bc} и линейной функцией — для ΔE фона. Так же, как и ранее, во избежание возможных вкладов от распадов B_s^0 , где один из пионов не был восстановлен, из процедуры была исключена область слева от -150 МэВ . Количество сигнальных событий было подсчитано аналогично распаду $\overline{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \overline{\Lambda} \pi^-$:

$$N_{\text{событий}} = N_{\overline{B}_s^0} f_{B_s^*0} \overline{B}_s^*0 \mathcal{B}(\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-) \mathcal{B}(D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+) \mathcal{B}(\phi \rightarrow K^- K^+) \epsilon,$$

где эффективность восстановления ϵ была вычислена из анализа моделирования Монте-

Карло как отношение количества сгенерированных и восстановленных с помощью той же самой процедуры событий, $\epsilon = (26, 2 \pm 0, 3) \%$.

Результатом процедуры аппроксимации стала относительная вероятность распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$, равная $(4, 6 \pm 0, 4) \times 10^{-3}$, при массе «с ограничением на массу пучка» в $(5417, 8 \pm 0, 2)$ МэВ/ c^2 и разности энергий в $(-51, 8 \pm 1, 5)$ МэВ с ширинами $(3, 7 \pm 0, 3)$ МэВ/ c^2 и $(13, 8 \pm 1, 3)$ МэВ соответственно.

Полученная относительная вероятность распада в пределах ошибок согласуется с предыдущим измерением Belle, $\mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-) = (3, 67_{-0,33}^{+0,35} [\text{стат.}]_{-0,42}^{+0,43} [\text{сист.}] \pm 0, 49(f_s)) \times 10^{-3}$ [111].

6.7 Систематическая ошибка измерения и результат

Для вычисления систематической неопределённости $\mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-)$ варьировались в пределах их ошибок параметры аппроксимирующей функции, эффективности восстановления, а также доли f_C . Кроме того, изменялась граница области, исключённой из процедуры аппроксимации. Наблюдаемые после аппроксимации отклонения значения относительной вероятности принимались за соответствующие ошибки. Ни одна из этих вариаций не снизила значимость сигнала в пределах точности округления. Кроме того, на каждый использованный трек была включена ошибка в 0,35% для учёта неопределённостей восстановления. Коррелированная систематическая погрешность в 2% на каждый p и 1% на каждый π или K была приписана для подсчёта ошибки идентификации частиц. Неопределённость, возникающая вследствие различий между данными и моделированием Монте-Карло для смещённых от IP треков, составила $_{-6,8}^{+0,0} \%$. Также были учтены ошибки всех переменных, входящих в (9). Все упомянутые погрешности приведены в таблице 19 и были просуммированы в квадратурах.

Окончательно была получена следующая относительная вероятность распада:

$$\mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) = \left(3, 6 \pm 1, 1 [\text{стат.}]_{-0,5}^{+0,3} [\text{сист.}] \pm 0, 9 [\Lambda_c^+] \pm 0, 7 [N_{\bar{B}_s^0}] \right) \times 10^{-4},$$

где неопределённости, связанные со значением относительной вероятности распада Λ_c^+ [106] и с полным числом B_s^0 -мезонов, указаны отдельно. Канал $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ (его диаграмма получается из диаграммы 3б заменой \bar{s} -кварка на \bar{u} -кварк), который является топологически подобной модой в секторе $B_{u,d}$ -мезонов, имеет относительную вероятность

Источник	Относительная ошибка, %
Параметры аппроксимации	+1,1 -1,2
Граница исключённой области	+0,4 -0,3
Восстановление треков	$\pm 2,1$
Идентификация частиц	$\pm 8,0$
Смещённые частицы	+0,0 -6,8
$\mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$	$\pm 0,1$
$\mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p \pi^-)$	$\pm 0,8$
Всего	+8,4 -12,8

Таблица 19: Вклады в систематическую погрешность $\mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-)$.

распада $(2,8 \pm 0,8) \times 10^{-4}$ [106]. Оба значения согласуются друг с другом в пределах ошибок, что говорит о незначительном участии кварка-наблюдателя b в образовании конечного состояния.

6.8 Изучение двухчастичных инвариантных масс

На рисунке 49(а) показан спектр $M(\Lambda_c^+ \bar{\Lambda})$ для B_s^0 -кандидатов из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$. В отличие от распада $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ [87], который является аналогом $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ в $B_{u,d}$ -секторе, распределение не имеет пика около порога. Вместо этого видно поведение, похожее на события континуума, пунктирную гистограмму на рисунке 49(а), на которой представлен масштабированный спектр $M(\Lambda_c^+ \bar{\Lambda})$ для событий из контрольного интервала $M_{bc}, 5,30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$.

Для дальнейшего изучения эффекта был извлечён выход сигнала по интервалам барион-антибарионной массы. После корректировки на эффективность восстановления была получена зависимость дифференциальной относительной вероятности распада от $M(\Lambda_c^+ \bar{\Lambda})$, которая показана на рисунке 49(б). Аппроксимация ($\chi^2/n.d.f. = 6,093/4$) соответствующим гипотезе нерезонансного трёхчастичного распада распределением (полученным из моделирования Монте-Карло) с отпущенной нормировкой показала статистическую совместимость в 19%. Та же самая процедура была повторена и для других двухчастичных масс: $\Lambda_c^+ \pi^-$ (рис. 49(в)) и $\bar{\Lambda} \pi^-$ (рис. 49(г)), дав 41% и 22% совместимости

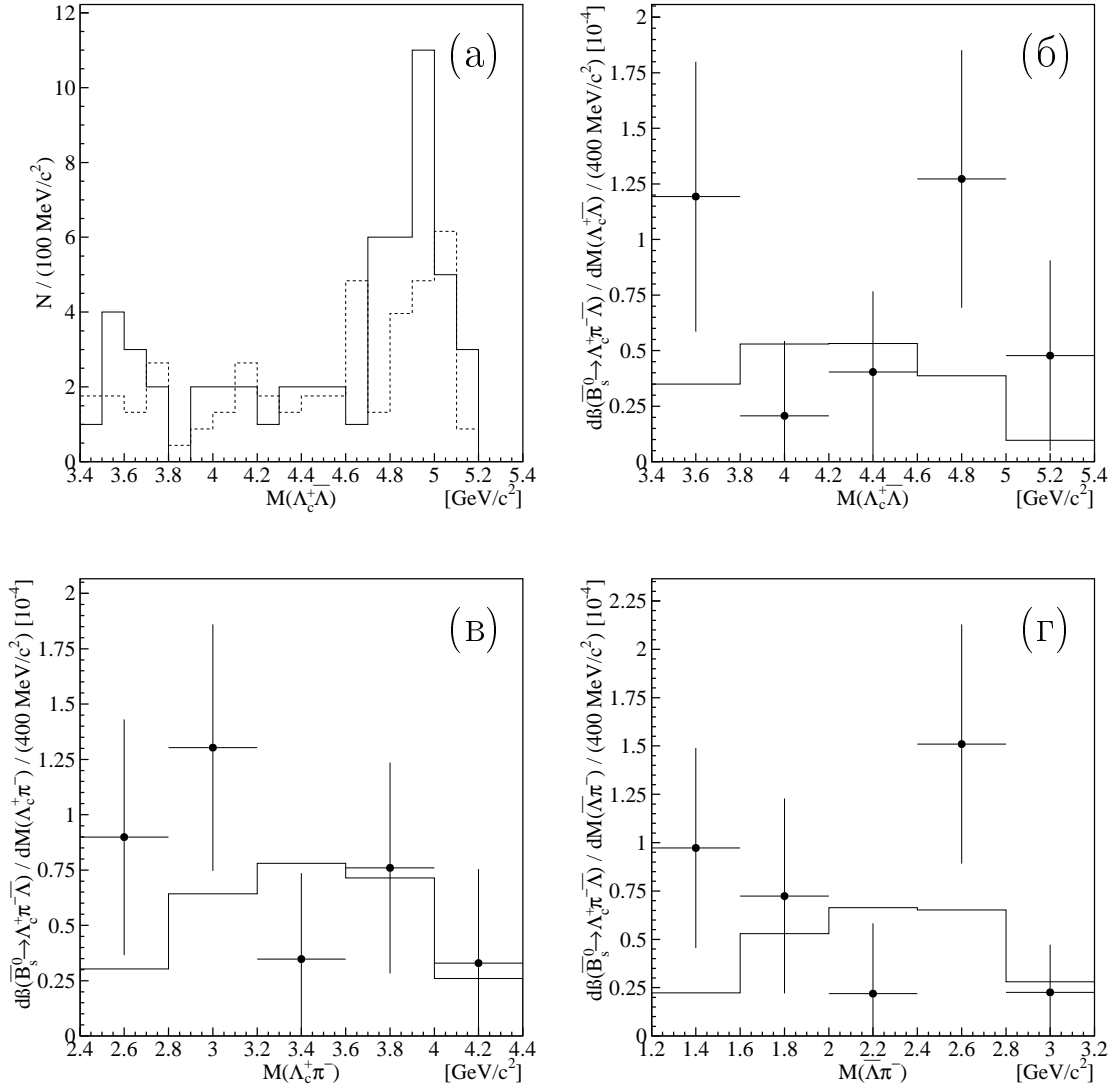


Рис. 49: (а): Распределение инвариантной массы $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}$ удовлетворивших критериям отбора событий из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$. Пунктирная линия соответствует аналогичному масштабированному распределению событий из контрольного интервала M_{bc} ($5, 30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5, 35 \text{ ГэВ}/c^2$). (б)–(г): Зависимость дифференциальной относительной вероятности распада от $M(\Lambda_c^+ \bar{\Lambda})$ (б), $M(\Lambda_c^+ \pi^-)$ (в), $M(\bar{\Lambda} \pi^-)$ (г). Точки соответствуют данным, а сплошная линия — результату аппроксимации гистограммой нерезонансного трёхчастичного распада.

с гипотезой нерезонансного трёхчастичного распада. Таким образом, имеющейся на данный момент статистики B_s^0 -мезонов не хватает для изучения потенциального околопорогового эффекта в распаде $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

Заклучение

В диссертации было проведено исследование очарованного дважды странного бариона Ω_c^0 и его первого возбуждения Ω_c^{*0} , а также первого распада B_s^0 -мезона с очарованными барионами в конечном состоянии. Получены следующие результаты:

- Разработаны методы отбора событий, содержащих радиационные распады $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$ и слабые распады $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$, в которых гиперон Ω^- в свою очередь распадается по каналу $\Omega^- \rightarrow \Lambda \pi^-$.
- Используя наибольшую доступную статистику, проведено самое точное на сегодняшний день измерение массы Ω_c^0 -бариона в канале распада $\Omega^- \pi^+$ с результатом $(2693,6 \pm 0,3 [\text{стат.}]_{-1,5}^{+1,8} [\text{сист.}]) \text{ МэВ}/c^2$. Это значение согласуется с общемировой средней величиной массы Ω_c^0 и имеет значительно меньшую неопределенность.
- На наборе восстановленных $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ со значимостью $6,4\sigma$ подтверждено рождение Ω_c^{*0} в $c\bar{c}$ -фрагментации при e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \approx 10,6 \text{ ГэВ}$.
- Методом Монте-Карло определено разрешение по разности масс Ω_c^{*0} - и Ω_c^0 -барионов.
- Измерена разность масс $(M_{\Omega_c^{*0}} - M_{\Omega_c^0})$, которая оказалась равной $(70,7 \pm 0,9 [\text{стат.}]_{-0,9}^{+0,1} [\text{сист.}]) \text{ МэВ}/c^2$. Полученное значение согласуется с предыдущим измерением, выполненным сотрудничеством BaBar [28].
- Разработан метод отбора событий, содержащих распады $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, где Λ_c^+ распадается по каналам $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_s^0$.
- Методом Монте-Карло определена эффективность регистрации и разрешение по массе с «ограничением на энергию пучка» и разности энергий для распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ при различных каналах Λ_c^+ .
- В применении к процессу $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ разработана процедура одновременной безынтервальной аппроксимации нескольких двумерных спектров методом наибольшего расширенного правдоподобия.
- Со статистической значимостью в $4,4\sigma$ экспериментально обнаружен распад $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. Этот процесс был первым и остаётся на данный момент единственным найденным барионным распадом B_s^0 -мезона.
- Измерена относительная вероятность распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, оказавшаяся равной $(3,6 \pm 1,1 [\text{стат.}]_{-0,5}^{+0,3} [\text{сист.}] \pm 0,9 [\Lambda_c^+] \pm 0,7 [N_{\bar{B}_s^0}]) \times 10^{-4}$.
- Проведено подробное исследование двухчастичных масс дочерних частиц распада

$$\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-.$$

Благодарности

Хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю Руслану Николаевичу Чистову за постановку интересных задач, создание стимулирующей научной атмосферы и постоянное внимание к моей работе.

Я благодарна своим коллегам из ИТЭФ — Т. А.-Х. Аушеву, М. В. Данилову, А. Г. Друцкому, П. В. Катренко, Д. В. Ливенцеву, Р. В. Мизюку, П. Н. Пахлову, Г. В. Пахловой, С. В. Семёнову, И. Н. Тихомирову, К. А. Чиликину, Т. В. Углову — за многочисленные полезные обсуждения и помощь.

Мне бы хотелось также поблагодарить коллег из сотрудничества Belle — С. И. Эйдельмана, В. Golob, Р. Krizan, W.S. Hou, S. Lange, Y. Sakai, M. Sevier, S. Tanaka, M.-Z. Wang, J. Wicht, K. Trabelsi, L. Piilonen, — за полезные обсуждения полученных результатов и помощь в подготовке статей к печати.

Также хочу поблагодарить моих родителей, без помощи и поддержки которых эта работа не увидела бы свет.

Список литературы

- [1] J.J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974);
J.E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).
- [2] E.G. Cazzoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **34**, 1125 (1975).
- [3] G. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 255 (1976);
I. Peruzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 569 (1976).
- [4] K. Niu, E. Mikumo, and Y. Maeda, Prog. Theor. Phys. **46**, 1644 (1971).
- [5] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977);
W.R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1240, 1640(E) (1977).
- [6] S. Behrends *et al.*, Phys. Rev. Lett. **50**, 881 (1983);
R. Giles *et al.*, Phys. Rev. D **30**, 2279 (1984);
H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **185**, 218 (1987).
- [7] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **479**, 117 (2002);
J. Brodzicka *et al.* (Belle Collaboration), PTEP **2012**, 04D001 (2012).
- [8] S. Kurokawa and E. Kikutani, Nucl. Instr. Meth. A **499**, 1 (2003) и остальные статьи, включённые в этот том;
T. Abe *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2013) 03A001 и последующие статьи вплоть до 03A011.
- [9] E. Solovieva, R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **672**, 1 (2009).
- [10] E. Solovieva, R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **726**, 206 (2013).
- [11] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964);
G. Zweig, CERN-TH-401;
G. Zweig, CERN-TH-412, Developments in the Quark Theory of Hadrons **1**, 22, (1980).
- [12] S. Okubo, Prog. Theor. Phys. **27**, 949 (1962);
M. Gell-Mann, Phys. Rev. **125**, 1067 (1962).
- [13] A. De Rujula, H. Georgi, and S. Glashow, Phys. Rev. D **12**, 147 (1975).
- [14] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [15] E. Klempt and J.-M. Richard, Rev. Mod. Phys. **82**, 1095 (2010).

- [16] N. Isgur and M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. **66**, 1130 (1991).
- [17] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 012003 (2011).
- [18] M. Artuso *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 4479 (2001).
- [19] R. Mizuk *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 262001 (2007).
- [20] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 012001 (2007).
- [21] H.-Y. Cheng and C.-K. Chua, Phys. Rev. D **75**, 014006 (2007).
- [22] S.-H. Lee, B.R. Ko, and E. Won *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **89**, 091102 (RC) (2014).
- [23] R. Mizuk *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 122002 (2005).
- [24] L. Copley, N. Isgur, and G. Karl, Phys. Rev. D **20**, 768 (1979);
D. Pirjol and T.-M. Yan, Phys. Rev. D **56**, 5483 (1997).
- [25] R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 162001 (2006).
- [26] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 012002 (2008).
- [27] Y. Kato, T. Iijima *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **89**, 052003 (2014).
- [28] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 232001 (2006).
- [29] X. Fu *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **79**, 3125 (1997).
- [30] S. Anderson *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 2732 (2001).
- [31] P. Chen *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 071501 (2011).
- [32] Y.-W. Chang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 052006 (2009).
- [33] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 231801 (2003).
- [34] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), JHEP **1309**, 006 (2013).
- [35] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **81**, 031102 (2010).
- [36] S.A. Dytman *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **66**, 091101 (2002).
- [37] J.P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 092004 (2013).
- [38] K.S. Park *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **75**, 011101 (2007).
- [39] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 202003 (2006).

- [40] J.-T. Wei *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **659**, 80 (2008).
- [41] M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 052004 (2007).
- [42] C.Q. Geng and Y.-K. Hsiao, Phys. Rev. D **74**, 094023 (2006).
- [43] W.-S. Hou and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **86**, 4247 (2001).
- [44] A. Datta and P.J. O'Donnell, Phys. Lett. B **567**, 273 (2003).
- [45] A. Sibirtsev, J. Haidenbauer, S. Krewald, and U.-G. Meissner, and A.W. Thomas, Phys. Rev. D **71**, 054010 (2005);
V. Laporta, Int. J. Mod. Phys. A **22**, 5401 (2007).
- [46] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 012001 (2009).
- [47] S. Ono, A. Sanda, and N. Tornqvist, Phys. Rev. Lett. **55**, 2938 (1985);
L. Lellouch, L. Randall, and E. Sather, Nucl.Phys. B **405**, 55 (1993);
A.F. Falk and A.A. Petrov, Phys. Rev. Lett. **85**, 252 (2000);
D. Atwood and A. Soni, Phys. Lett. B **533**, 37 (2002).
- [48] M. Artuso *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 261801 (2005);
G. Bonvicini *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **96**, 022002 (2006);
G. Huang *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **75**, 012002 (2007).
- [49] A. Drutskoy *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 052001 (2007);
A. Drutskoy *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 012002 (2007).
- [50] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [51] A. Piwinski, DESY 77/18 (1977).
- [52] K. Hirata, Phys. Rev. Lett. **74**, 2228 (1995).
- [53] K. Hosoyama, K. Hara, A. Honma, A. Kabe, Y. Kojima, Y. Morita, H. Nakai, K. Nakanishi, K. Akai, K. Ebihara, T. Furuya, S. Mitsunobu, M. Ono, Y. Yamamoto, K. Okubo, K. Sennyu, H. Hara, T. Yanagisawa, Conf. Proc. **C0806233**, THXM02 (2008).
- [54] M.T. Cheng *et al.* (Belle Collaboration), KEK-94-2 (1994).
- [55] H. Aihara *et al.* (Belle Collaboration), Nuclear Science Symposium Conf. Record, IEEE **2**, 9/213 (2000).

- [56] R. Abe, T. Abe, H. Aihara, Y. Asano, T. Aso *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **535**, 558 (2004).
- [57] M. Yokoyama *et al.* (Belle Collaboration), IEEE Trans. Nucl. Sci. **48**, 440 (2001).
- [58] R. Abe, T. Abe, H. Aihara, Y. Asano, T. Aso *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **535**, 379 (2004).
- [59] W. Dungen *et al.* (Belle Collaboration), Belle Internal Note 1176 (2007).
- [60] H. Kichimi, Y. Yoshimura, T. Browder, B. Casey, and M. Jones *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **453**, 315 (2000).
- [61] H. Kichimi *et al.* (Belle Collaboration), JINST **5**, P03011 (2010).
- [62] T. Iijima, I. Adachi, R. Enomoto, R. Suda, and T. Sumiyoshi *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **453**, 321 (2000).
- [63] K. Hanagaki, H. Kakuno, H. Ikeda, T. Iijima, and T. Tsukamoto, Nucl. Instr. Meth. A **485**, 490 (2002).
- [64] A. Abashian, K. Abe, P.K. Behera, F. Handa *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **491**, 69 (2002).
- [65] E. Jenkins, Phys. Rev. D **54**, 4515 (1996).
- [66] B. Roncaglia, D.B. Lichtenberg, and E. Predazzi, Phys. Rev. D **52**, 1722 (1995).
- [67] D. Izatt, C. DeTar, and M. Stephenson, Nucl. Phys. B **199**, 269 (1982);
S. Samuel and K.J.M. Moriarty, Phys. Lett. B **175**, 197 (1986);
M. Rho, D.O. Riska, and N.N. Scoccola, Phys. Lett. B **251**, 597 (1990);
A. Martin and J.-M. Richard, Phys. Lett. B **355**, 345 (1995).
- [68] P.L. Frabetti *et al.* (E687 Collaboration), Phys. Lett. B **338**, 106 (1994).
- [69] D. Cronin-Hennessy *et al.* (CLEO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 3730 (2001).
- [70] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [71] P.L. Frabetti *et al.* (E687 Collaboration), Phys. Lett. B **300**, 190 (1993).
- [72] J.M. Link *et al.* (FOCUS Collaboration), Phys. Lett. B **561**, 41 (2003).
- [73] L.Y. Glozman and D. Riska, Nucl. Phys. A **603**, 326 (1996).

- [74] L. Burakovsky, J.T. Goldman, and L. Horwitz, *Phys. Rev. D* **56**, 7124 (1997).
- [75] J.L. Rosner, *Phys. Rev. D* **52**, 6461 (1995);
M.J. Savage, *Phys. Lett. B* **359**, 189 (1995);
D.B. Lichtenberg, R. Roncaglia, and E. Predazzi, *Phys. Rev. D* **53**, 6678 (1996);
A. Zalewska and K. Zalewski, hep-ph/9608240;
N. Mathur, R. Lewis, and R.M. Woloshyn, *Phys. Rev. D* **66**, 014502 (2002).
- [76] R.M. Woloshyn, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **93**, 38 (2001).
- [77] T. Skwarnicki, Ph.D. Thesis, Institute for Nuclear Physics, Krakow 1986; DESY Internal Report, DESY F31-86-02 (1986).
- [78] D.J. Lange, *Nucl. Instr. Meth. A* **462**, 152 (2001);
A. Ryd *et al.*, CERN Report DD/EE/84-1, 1984.
- [79] R. Brun *et al.*, GEANT 3.21, CERN Report DD/EE/84-1, 1984.
- [80] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **65**, 091103 (2002);
N. Gabyshev and H. Kichimi *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 121802 (2003);
M.C. Chang *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **71**, 072007 (2005);
R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **74**, 111105 (RC) (2006);
Y-T. Tsai and P. Chang *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **75**, 111101 (RC) (2007);
Y. Uchida, H. Ozaki, and H. Kichimi *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **77**, 051101 (RC) (2008).
- [81] N. Gabyshev and H. Kichimi *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **66**, 091102 (RC) (2002).
- [82] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **89**, 151802 (2002).
- [83] T. Medvedeva and R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **76**, 051102 (2007).
- [84] Q.L. Xie *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **72**, 051105 (RC) (2005).
- [85] N. Gabyshev *et al.* (Belle Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97**, 242001 (2006).

- [86] K. Abe *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 181803 (2002);
M.-Z. Wang and Y.-J. Lee *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 201802 (2003);
M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 131801 (2004);
Y.-J. Lee and M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 211801 (2004);
Y.-J. Lee and M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 061802 (2005);
K.S. Park and H. Kichimi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **75**, 011101 (2007);
M.-Z. Wang and Y.-J. Lee *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 052004 (2007);
J.-T. Wei and M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **659**, 80 (2008);
J.-H. Chen and M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 251801 (2008);
H.-O. Kim and H. Kichimi *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Lett. B **669**, 287 (2008);
Y.-W. Chang and M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 052006 (2009);
P. Chen, M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 071501 (2011).
- [87] N. Gabyshev *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 202003 (2006).
- [88] P. Chen, M.-Z. Wang *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 111103 (2009).
- [89] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **69**, 091503 (RC) (2004).
- [90] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **78**, 112003 (2008).
- [91] J.P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **84**, 071102 (RC) (2011).
- [92] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **77**, 031101 (RC) (2008).
- [93] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **72**, 051101 (RC) (2005);
B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **76**, 092004 (2007);
B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **79**, 112009 (2009);
B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **82**, 031102 (RC) (2010).
- [94] P. del Amo Sanchez *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **85**, 092017 (2012).
- [95] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **80**, 051105 (RC) (2009).

- [96] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 051101 (RC) (2006).
- [97] J.P. Lees *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **86**, 091102 (RC) (2012).
- [98] M. Suzuki, J. Phys. G **34**, 283 (2007).
- [99] J.L. Rosner, Phys. Rev. D **68**, 014004 (2003).
- [100] B. Kerbikov, A. Stavinsky, and V. Fedotov, Phys. Rev. C **69**, 055205 (2004);
J. Haidenbauer, U.-G. Meissner, and A. Sibirtsev, Phys. Rev. D **74**, 017501 (2006).
- [101] H.-Y. Cheng and K.-C. Yang, Phys. Rev. D **66**, 014020 (2002).
- [102] C.-K. Chua, W.-S. Hou, and S.-Y. Tsai, Phys. Rev. D **66**, 054004 (2002).
- [103] C.-K. Chua and W.-S. Hou, Eur. Phys. J. C **29**, 27 (2003).
- [104] H.-Y. Cheng and K.-C. Yang, Phys. Rev. D **67**, 034008 (2003).
- [105] N. Deshpande, J. Trampetic, and A. Soni, Mod. Phys. Lett. A **3**, 749 (1988);
V. Chernyak and I. Zhitnitsky, Nucl. Phys. B **345**, 137 (1990);
M. Jarfi *et al.*, Phys. Lett. B **237**, 513 (1990);
M. Jarfi *et al.*, Phys. Rev. D **43**, 1599 (1991);
C.-K. Chua, W.-S. Hou, and S.-Y. Tsai, Phys. Rev. D **65**, 034003 (2002);
H.-Y. Cheng and K.-C. Yang, Phys. Rev. D **66**, 094009 (2002);
C.-K. Chua, W.-S. Hou, and S.-Y. Tsai, Phys. Lett. B **528**, 233 (2002);
D.R. Entem and F. Fernandez, Phys. Rev. D **75**, 014004 (2007).
- [106] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [107] S. Esen, A.J. Schwartz *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 031101 (RC) (2013).
- [108] G.C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [109] R.J. Barlow, Nucl. Instr. Meth. A **297**, 456 (1990).
- [110] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **241**, 278 (1990).
- [111] R. Louvot, J. Wicht, and O. Schneider *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 021801 (2009).

Список иллюстраций

- 1 Мультиплеты $SU(3)$, которые содержат основные состояния очарованных барионов, сгруппированные в соответствии с полным угловым моментом j лёгкого дикварка и угловой чётностью J^P бариона. 10
- 2 Мультиплеты $SU(4)$, которые содержат основные состояния барионов, расположенные по угловой чётности (J^P), проекции изоспина (I_3), странности (S) и очарованию (C). Сдвоенные точки означают, что два состояния имеют одни и те же квантовые числа J^P , I_3 , S и C , но разные полные угловые моменты лёгкого дикварка. 10
- 3 Диаграмма уровней известных состояний очарованных барионов и переходов между ними. 14
- 4 Диаграммы для трёхчастичных распадов $B \rightarrow \mathfrak{B}_1 \bar{\mathfrak{B}}_2 M$, соответствующие «типу 1» и представляющие факторизуемые вклады внешнего испускания W -бозона. Здесь и на последующих диаграммах этой главы цвет кварковых линий важен. 21
- 5 Диаграммы трёхчастичных барионных распадов $B \rightarrow \mathfrak{B}_1 \bar{\mathfrak{B}}_2 M$ с W -обменом (верхний ряд), с W -аннигиляцией (в), а также с петлевым вкладом (г). 21
- 6 Диаграммы для трёхчастичных барионных распадов B -мезонов «типа 2»: факторизуемое (г, д) и нефакторизуемое (а–в, е–з) внутреннее испускание W -бозона. 22
- 7 Дифференциальные относительные вероятности распада в интервалах барион-антибарионной инвариантной массы для трёх характерных каналов: $B^+ \rightarrow p \bar{p} K^+$ [40] (а), $B^+ \rightarrow p \bar{p} \pi^+$ [40] (б), $B^+ \rightarrow p \bar{\Lambda} \pi^-$ [41] (в). Два региона, соответствующих вкладам чармония, показаны закрашенными на гистограммах (а) и (б); для гистограммы (в) закрашенная гистограмма соответствует распределению нерезонансного трёхчастичного распада из моделирования по методу Монте-Карло, которое заметно отличается от измеренного распределения. Кривые обозначают теоретические предсказания [42], нормированные на измеренную относительную вероятность распада. 23

- 8 Количество B -мезонов (точки с ошибками) как функция барион-антибарионной массы для распадов $\bar{B}^0 \rightarrow p\bar{p}D^0$ [82] (а), $B^+ \rightarrow J/\psi p\bar{\Lambda}$ [84] (б), $B^+ \rightarrow p\bar{\Lambda}_c^- \pi^+$ [85] (в), $B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^- K^+$ [39] (г), $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c \bar{\Lambda} K^-$ [91] (д) и $\bar{B}^0 \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p} \pi^+$ [37] (е). 25
- 9 Диаграммы «типа 2», иллюстрирующие элементарную картину для увеличения сигнала инвариантной массы $\mathfrak{B}_1 \bar{\mathfrak{B}}_2$ у порога. 26
- 10 Картина близкогодействия для кварков и антикварков в случае двухчастичного (а) и трёхчастичного (б) барионного распада. Медленный спектаторный кварк обозначен короткой линией \bar{q}_s 27
- 11 Измеренное отношение адронного и $e^+e^- \rightarrow \mu\mu$ поперечных сечений, R_b , как функция энергии в системе центра масс, которая была получена из энергетического сканирования, проведённого экспериментом BaBar [46]. Результаты аппроксимации функцией, включающей фон и резонансы $\Upsilon(5S)$ и $\Upsilon(6S)$, показаны сплошной линией. 30
- 12 Принципиальная схема ускорителя КЕКВ. Оба пучка находились в одной плоскости, рядом друг с другом и пересекались в экспериментальной зоне Tsukuba, где был расположен детектор Belle. 33
- 13 Продольное (вверху) и поперечное (внизу) сечения детектора Belle. 41
- 14 Продольное и поперечное сечения SVD2. Также отображены модули первого и четвёртого слоёв. Радиусы слоёв с первого по четвёртый: 20, 44, 70 и 88 мм соответственно. SVD2 охватывала полный угол покрытия Belle ($17^\circ < \theta < 150^\circ$), показанный пунктирной линией. Показана и центральная часть трубы ускорителя (внутренний и внешний радиусы SVD2 составляют 15 и 16,5 мм соответственно). 43
- 15 Структура CDC. 45
- 16 Отдельный модуль TOF, состоявший из двух TOF-счётчиков и TSC. Размеры указаны в миллиметрах. 47
- 17 Схема системы АСС, состоявшей из 16 модулей в цилиндрической части и пятислойных модулей в торцах. 48
- 18 Относительная высота импульса как функция интегральной светимости. 50
- 19 Общая конфигурация ECL. 51

- 20 Развёрнутое поперечное сечение суперслоя модуля RPC с двойным зазором. 53
- 21 Диаграмма значения массы Ω_c^0 -бариона, полученного различными экспериментами в разных каналах до работы Belle. 57
- 22 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$: ведущий порядок диаграмм распада. 59
- 23 $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$: распределение инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций ΛK^- . Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте. 60
- 24 $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$ и $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$: ведущий порядок диаграмм распада. 61
- 25 $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$: спектр инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^- \pi^+$ (а) и комбинаций с неправильным знаком $\Omega^- \pi^-$ (б). Наложённые условия и процедура аппроксимации описаны в тексте. Пунктирная гистограмма соответствует вкладу от событий из контрольного интервала Ω^- 62
- 26 $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$: спектр инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^- K^+$. Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте. 65
- 27 $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$: спектр разности масс удовлетворивших критериям отбора Ω_c^{*0} и Ω_c^0 -кандидатов. Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте. Пунктирная гистограмма соответствует распределению из контрольного интервала Ω_c^0 66
- 28 $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$: возможная диаграмма распада. 67
- 29 (а): Монте-Карло моделирование цепочки распадов $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$, $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$: распределение разности масс удовлетворивших критериям отбора Ω_c^{*0} и Ω_c^0 -кандидатов, аппроксимированные суммой двойной функции Crystal Ball [77] для описания вклада сигнала и многочлена второго порядка, умноженного на арктангенс, для описания фоновых событий; (б): данные $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$: аппроксимированное распределение разности масс удовлетворивших критериям отбора комбинаций $D^0 \gamma$; спектр энергии фотона из удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega_c^0 \gamma$ (в) и $D^0 \gamma$ (г) из сигнальных интервалов на данных $50 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Omega_c^0 \gamma) - M(\Omega_c^0) < 90 \text{ МэВ}/c^2$ и $130 \text{ МэВ}/c^2 < M(D^0 \gamma) - M(D^0) < 155 \text{ МэВ}/c^2$ соответственно. 68

- 30 Ведущий порядок диаграмм распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ 71
- 31 $\Xi_c^{\prime 0} \rightarrow \Xi_c^0\gamma$, $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$ (а) и $\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+$ (б): спектр ($M(\Xi_c^0\gamma) - M(\Xi_c^0)$) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Xi_c^0\gamma$. Критерии отбора и процедура аппроксимации описаны в тексте. 71
- 32 Импульсный спектр удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^- \pi^+$. Каждая точка представляет полученное в процессе аппроксимации число событий в соответствующем столбцу гистограммы интервале импульсов. 72
- 33 $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0\gamma$: распределение ($M(\Omega_c^0\gamma) - M(\Omega_c^0)$) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega_c^0\gamma$ с различными условиями на импульс Ω_c^{*0} в системе центра масс e^+e^- 74
- 34 $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Lambda \rightarrow p\pi^-$: ведущий порядок диаграмм распада. 77
- 35 Ведущий порядок нерезонансных диаграмм распада Λ_c^+ 78
- 36 $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}\pi^-$: ведущий порядок диаграмм распада. 79
- 37 Формы распределений добротности. Выбранные ограничения показаны стрелками. 82
- 38 Сравнение между смоделированными Монте-Карло сигнальными событиями (сплошная линия) и данными из контрольного интервала M_{bc} (пунктирная линия). В каждом случае гистограммы были масштабированы, чтобы представлять одинаковую светимость. 84
- 39 $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}\pi^-$ с последующим распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ (левая колонка), $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$ (центральная колонка) или $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda\pi^+$ (правая колонка): распределение M_{bc} от ΔE (верхний ряд), спектр M_{bc} (центральный ряд) для событий из сигнального региона $B_s^{*0}\bar{B}_s^{*0}$ ($-71 \text{ МэВ} < \Delta E < -23 \text{ МэВ}$) и спектр ΔE (нижний ряд) комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda}\pi^-$ для событий из сигнального региона $B_s^{*0}\bar{B}_s^{*0}$ ($5,405 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,427 \text{ ГэВ}/c^2$). Синий, зелёный и голубой прямоугольники представляют сигнальные окна $B_s^{*0}\bar{B}_s^{*0}$, $B_s^{*0}\bar{B}_s^0$ и $B_s^0\bar{B}_s^0$ соответственно. 87

- 40 Монте-Карло моделирование распадов $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^- \pi^0$ (верхний ряд) и $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \rho^-$ (нижний ряд): спектры по переменным M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. Условия, наложенные на событие, те же, что и для распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ 89
- 41 Спектры M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших отбору комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ из контрольного интервала Λ_c^+ , $20 \text{ МэВ}/c^2 < |M(pK^- \pi^+) - m_{\Lambda_c^+}| < 50 \text{ МэВ}/c^2$, (верхний ряд) и контрольного интервала Λ , $4 \text{ МэВ}/c^2 < |M(p\pi^-) - m_{\Lambda}| < 8 \text{ МэВ}/c^2$, (нижний ряд). 91
- 42 Распределения по переменным M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших условиям отбора комбинаций с неправильным зарядом, $\Lambda_c^+ \Lambda \pi^-$ (верхний ряд) и $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^+$ (нижний ряд). Использовалась та же процедура восстановления и критерии отбора, что и для исследуемого распада. 92
- 43 Ведущий порядок диаграмм распада $B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ 93
- 44 Спектры M_{bc} (левая колонка) и ΔE (правая колонка) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, восстановленных на общем Монте-Карло (верхний ряд) и на данных (нижний ряд). Наложённая пунктирная гистограмма отображает соответствующие распределения общего Монте-Карло, масштабированные на светимость данных. Критерии отбора описаны в тексте. 94
- 45 Ведущий порядок диаграмм распада $\phi \rightarrow K^- K^+$ (а), $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ (б) и $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-$ (в). 95
- 46 (а): Спектр $M(pK^- \pi^+)$ удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$. Зелёной гистограммой отображено масштабированное распределение $M(pK^- \pi^+)$ из контрольного интервала по M_{bc} ($5, 30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5, 35 \text{ ГэВ}/c^2$), в то время как синяя гистограмма соответствует такому же распределению событий из контрольного интервала по ΔE ($0 \text{ МэВ} < \Delta E < 240 \text{ МэВ}$). (б): Спектр $M(\bar{p}\pi^-)$ удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ из сигнального региона $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$ 96

- 47 Распределения инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Lambda_c^+\pi^-$ (а) и $\bar{\Lambda}\pi^-$ (б), выбранных из сигнального региона $B_s^{*0}\bar{B}_s^{*0}$. 96
- 48 Спектры M_{bc} (а) и ΔE (б) удовлетворивших критериям отбора комбинаций $D_s^+\pi^-$. Условия отбора и процедура аппроксимации описаны в тексте. . . . 97
- 49 (а): Распределение инвариантной массы $\Lambda_c^+\bar{\Lambda}$ удовлетворивших критериям отбора событий из сигнального региона $B_s^{*0}\bar{B}_s^{*0}$. Пунктирная линия соответствует аналогичному масштабированному распределению событий из контрольного интервала M_{bc} ($5,30 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,35 \text{ ГэВ}/c^2$). (б)–(г): Зависимость дифференциальной относительной вероятности распада от $M(\Lambda_c^+\bar{\Lambda})$ (б), $M(\Lambda_c^+\pi^-)$ (в), $M(\bar{\Lambda}\pi^-)$ (г). Точки соответствуют данным, а сплошная линия — результату аппроксимации гистограммой нерезонансного трёхчастичного распада. 100

Список таблиц

1	Типы барионных состояний, их изоспин и кварковый состав. Символ q обозначает u - или d -кварк.	8
2	Краткая сводка основных состояний барионов с одним очарованным кварком. S обозначает волновую функцию, которая полностью симметрична при перестановке любых двух кварков; M_S и M_A обозначают смешанную полную симметрию при являющейся симметричной или антисимметричной перестановке двух лёгких кварков соответственно.	9
3	Краткая сводка возбужденных состояний барионов семейства Λ_c^+ [14]. . . .	13
4	Краткая сводка возбужденных состояний барионов семейства Σ_c [14]. . . .	15
5	Краткая сводка возбужденных состояний барионов семейства Ξ_c и Ω_c^0 [14].	16
6	Относительные вероятности экспериментально наблюдаемых трёхчастичных барионных распадов B -мезонов с очарованным мезоном в конечном состоянии. Вносящие вклад диаграммы (аннигиляционного типа А (рис. 5(в)), с внешним [«тип 1»] (рис. 4) и внутренним [«тип 2»] (рис. 6) испусканием W -бозонов указаны в квадратных скобках.	19
7	Относительные вероятности экспериментально наблюдаемых трёхчастичных распадов B -мезонов с очарованным барионом в конечном состоянии. Все каналы имеют не включённую в систематическую погрешность дополнительную ошибку в 26% вследствие зависимости от $\mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = 0,050 \pm 0,013$. Знак † показывает, что должны быть линейно (вследствие корреляции) добавлены две такие ошибки. Распады, идущие через промежуточные резонансные состояния, отмечены •. Вносящие вклад диаграммы (аннигиляционного типа А (рис. 5(в)), с внешним [«тип 1»] (рис. 4) и внутренним [«тип 2»] (рис. 6) испусканием W -бозонов указаны в квадратных скобках.	20
8	Различные интерпретации порогового эффекта в барионных распадах B -мезонов.	28
9	Технические характеристики КЕКВ в конце его работы.	36
10	Краткая сводка светимости, набранной экспериментом Belle и разбитой по разным энергиям в системе центра масс.	37

11	Энергии пучков, соответствующий коэффициент Лоренца и угол пересечения пучков КЕКВ при номинальной работе ускорителя на энергии $\Upsilon(4S)$.	38
12	Сводка основных характеристик детектора Belle. ^a Число фотоэлектронов. ^b Для событий Баба́.	54
13	Систематические неопределённости определения массы $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$. Числа, находящиеся в последней ячейке, являются квадратичной суммой максимальных отклонений в следующих парах переменных: $\Delta r_{\Omega^-}^{xy}$ и Δr_{Λ}^{xy} , $\cos \alpha_{\Omega^-}$ и $\cos \alpha_{\Lambda}$, $p^*(\Omega_c^0)$ и $p(\pi^+)$.	63
14	Систематические неопределённости определения массы $\Xi_c^0 \rightarrow \Omega^- K^+$. Числа, находящиеся в последней ячейке, являются квадратичной суммой максимальных отклонений в следующих парах переменных: $\Delta r_{\Omega^-}^{xy}$ и Δr_{Λ}^{xy} , $\cos \alpha_{\Omega^-}$ и $\cos \alpha_{\Lambda}$ — и $p^*(\Xi_c^0)$.	64
15	Сравнение с другими экспериментами (только сигнал $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$).	69
16	Вклады различных источников в систематическую ошибку восстановленных частиц.	70
17	Эффективности критериев отбора для сигнального и общего Монте-Карло.	83
18	Полученные из моделирования по методу Монте-Карло численные параметры, которые использовались для аппроксимации сигнальных распределений.	88
19	Вклады в систематическую погрешность $\mathcal{B}(\overline{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \overline{\Lambda} \pi^-)$.	99