

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Государственный Научный Центр Российской Федерации —
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики»
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

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

А В Т О Р Е Ф Е Р Е Р А Т
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва, 2014 г.

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Государственный Научный Центр Российской Федерации – Институт Теоретической и Экспериментальной Физики» Национального исследовательского центра «Курчатовский Институт», г. Москва.

Научный руководитель: Чистов Руслан Николаевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» НИЦ «КИ», г. Москва.

Официальные оппоненты: Куденко Юрий Григорьевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий отдела физики высоких энергий ФГБУН ИЯИ РАН, г. Троицк.

Лиходед Анатолий Константинович, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник ФГБУ «ГНЦ РФ – ИФВЭ» НИЦ «КИ», г. Протвино.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск.

Защита состоится 23 декабря 2014 г. в 14 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 при ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» НИЦ «КИ» по адресу: 117218 Москва, Б. Черёмушкинская, 25, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГБУ «ГНЦ РФ – ИТЭФ» НИЦ «КИ» и на сайте <http://www.iter.ru>.

Автореферат разослан 21 ноября 2014 г.

Учёный секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

В.В. Васильев

Общая характеристика работы

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

Экспериментальные данные, использованные для анализа, были получены на установке Belle [1], работавшей с 1998^{го} по 2010^{ый} годы на асимметричном e^+e^- ускорителе КЕКВ [2].

Актуальность темы диссертации

Этот год знаменует 40^{ую} годовщину открытия в 1974^{ом} году J/ψ — узкого мезонного резонанса с массой $3,1 \text{ ГэВ}/c^2$ [3]. С открытием J/ψ в физике элементарных частиц началась новая эра. В последующие годы это состояние было успешно объяснено как связанное состояние, скомпонованное 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 [4]. Вскоре за этим, в 1976^{ом} году, последовала идентификация очарованных мезонных состояний экспериментом Mark I на электрон-позитронном ускорителе SPEAR [5]. Оглядываясь назад, очарованные адроны, вероятно, могли быть обнаружены на несколько лет раньше во взаимодействиях космических лучей [6].

Открытие [7] 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 [8].

Проект японской B -фабрики КЕКВ 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 КЕКВ 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 взаимодействия, 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.

Цель диссертации

Самое точное на сегодняшний день измерение массы очарованного дважды странного бариона Ω_c^0 , подтверждение рождения ранее обнаруженного экспериментом BaBar возбуждённого состояния Ω_c^{*0} и измерение разницы масс Ω_c^{*0} и Ω_c^0 , а также обнаружение первого барионного распада B_s^0 -мезона и измерение его относительной вероятности.

Научная новизна

Была разработана методика, с помощью которой было получено наи-

более точное на сегодняшний день значение массы Ω_c^0 -бариона. Было подтверждено рождение его первого возбуждения, Ω_c^{*0} , в $c\bar{c}$ -фрагментации при e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \approx 10,6$ ГэВ. Кроме того, был обнаружен первый барионный распад B_s^0 -мезона, $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. В настоящее время этот процесс остаётся единственным экспериментально наблюдаемым барионным распадом B_s^0 .

Практическая полезность

Представляемая диссертационная работа проведена в рамках участия ИТЭФ в международном эксперименте Belle. Тема диссертации соответствует одному из направлений физической программы эксперимента.

Полученные в результате проведённого исследования значения массы Ω_c^0 и разности масс Ω_c^{*0} - и Ω_c^0 -барионов вошли в “Таблицу свойств элементарных частиц”, опубликованную Particle Data Group в 2010^{ом} году, а значение относительной вероятности распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ — в издание 2014^{го} года.

Положения, выносимые на защиту

- Методика 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 $\Omega^- \rightarrow \Lambda \pi^-$.
- Самое точное на сегодняшний день измерение массы Ω_c^0 -бариона в канале распада $\Omega^- \pi^+$.
- Подтверждение рождения Ω_c^{*0} в $c\bar{c}$ -фрагментации при e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \approx 10,6$ ГэВ.
- Измерение разности масс ($M_{\Omega_c^{*0}} - M_{\Omega_c^0}$).
- Методика 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 $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_s^0$.
- Обнаружение первого барионного распада B_s^0 -мезона.
- Измерение относительной вероятности распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

Апробация результатов и публикации

Материалы, представленные в диссертации, докладывались автором на совещаниях международного сотрудничества Belle, семинарах ИТЭФ, а также многочисленных международных конференциях и школах, включая ESHEP 2010 (г. Расеборг, Финляндия), TES 2010 (г. Изворани, Румыния), Excited QCD 2013 (г. Сараево, Босния и Герцеговина). Публикации автора по теме диссертации расположены в конце автореферата.

Структура и объём работы

Диссертация состоит из Введения, шести глав и Заключения, а также

включает список использованной литературы, список иллюстраций и список таблиц. Объём диссертации — 119 страниц, включая 49 рисунков, 19 таблиц и библиографию из 111 наименований.

Краткое содержание работы

Во **Введении** даётся обоснование актуальности проблемы, формулируется тема исследования, и приводится план расположения материала.

В **первой главе** представлена современная классификация очарованных барионов; кратко описана кварковая модель для основных состояний и энергетические уровни возбуждённых состояний. Кроме того, в главе представлен обзор экспериментально наблюдаемых состояний очарованных барионов.

Вторая глава содержит обзор трёхчастичных барионных распадов $B_{u,d}$ -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 инвариантной 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 KEKB и детектора Belle.

Ускоритель KEKB был расположен в Научно-исследовательской организации ускорителей высоких энергий (КЕК), г. Цукуба, Япония. Технические характеристики B -фабрики в конце её работы приведены в таблице 1.

Детектор Belle [1], находившийся в точке столкновения пучков электрон-позитронного ускорителя KEKB [2], был первоначально спроектирован для изучения CP -нарушения [9] в области B -мезонов. Кроме того, он был нацелен на точное измерение параметров распадов прелестных мезонов, очарованных мезонов и τ -лептонов. Также им 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

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 1. Технические характеристики КЕКВ в конце его работы.

интегральной светимости, произведённой B -фабрикой КЕКВ, и отличной работе детектора, поддерживавшейся почти десять лет.

Светимости, набранные экспериментом Belle при разных энергиях в системе центра масс, перечислены в таблице 2.

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 (SVD), изготовленный из слоёв двусторонних кремниевых полосковых элементов, для восстановления треков заряженных частиц в непосредственной близости от трубы ускорителя;
 - дрейфовую камеру (CDC), 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.

Резонанс	Светимость, fb^{-1}		Количество Υ -резонансов
	в резонансе	вблизи резонанса	
$\Upsilon(5S)$	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 2. Краткая сводка светимости, набранной экспериментом Belle и разбитой по разным энергиям в системе центра масс.

- 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 цилиндрическую часть и передний регион;
 - 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.
- Калориметр (ECL), представлявший собой сильно сегментированные наборы кристаллов иодида цезия с примесью таллия — кратко CsI(Tl) — которые были собраны в проективную геометрию. Калориметр покрывал примерно 90% полного телесного угла. Кроме того, 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.
- Ядро магнита, оборудованное системой идентификации мюонов и обнаружения нейтральных адронов (KLM), для которой использовались перемежающиеся слои резистивных плоско-параллельных камер и стальных листов толщиной 4,7 см.

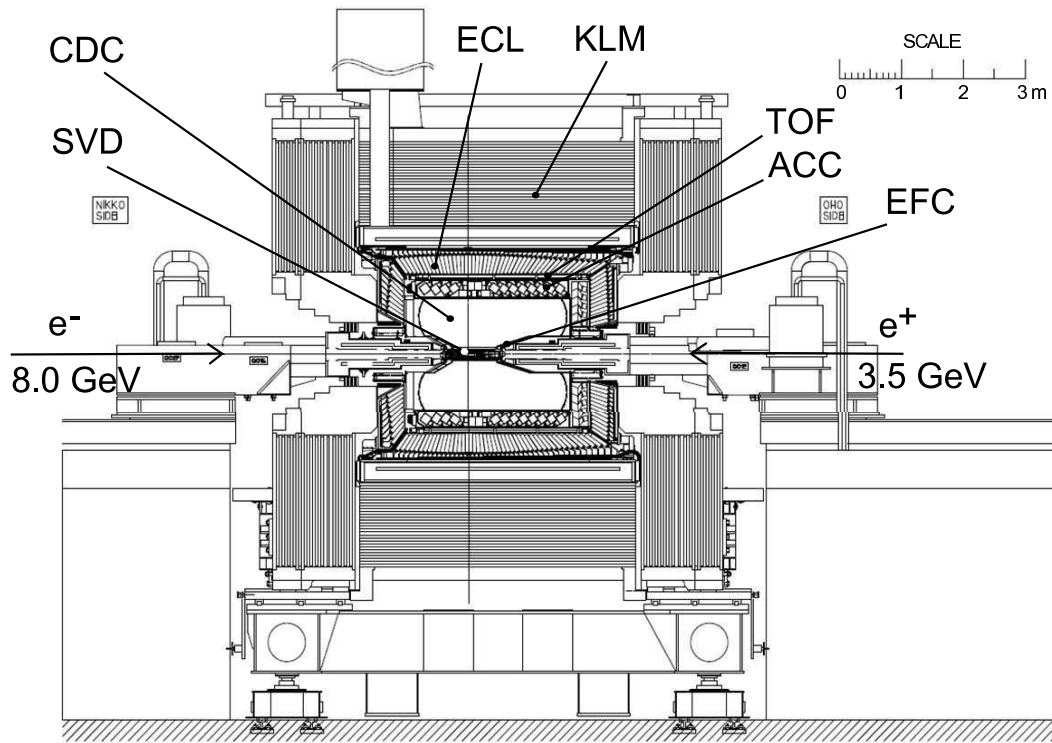


Рис. 1. Поперечное сечение детектора Belle.

- 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.

Схематическое поперечное сечение детектора Belle показано на рис. 1. Отдельные подсистемы, описанные выше, обозначены на рисунке. Сводка основных характеристик Belle расположена в таблице 3.

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 ($M(\Omega_c^{*0}) - M(\Omega_c^0)$).

$\Omega_c^0 (J^P = (\frac{1}{2})^+)$ 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. $\Omega_c^{*0} (J^P = (\frac{3}{2})^+)$ — спиновое возбуждение Ω_c^0 .

Данные, использованные для этого анализа, были набраны на детекторе

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 3. Сводка основных характеристик детектора Belle. ^a Число фотоэлектронов. ^b Для событий Баба.

Belle при энергии, соответствующей массе резонанса $\Upsilon(4S)$ (605 фб^{-1}), и в точке на 60 МэВ ниже (68 фб^{-1}).

Заряженные частицы типов A и B (A и B могли быть π , K или p) отделялись друг от друга на основании отношения правдоподобий $\mathcal{L}(A)$ и $\mathcal{L}(B)$, полученных из TOF- и ACC-систем, а также из измерений dE/dx в CDC. Эффективность наложенных 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 $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ 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 . Также были наложены требования на полученную при аппроксимации вершину.

Затем в канале распада $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ были восстановлены Ω^- -гипероны. Поскольку K^- рождается не в точке взаимодействия, 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 $1669 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Lambda K^-) - M(\Lambda) + m_\Lambda <$

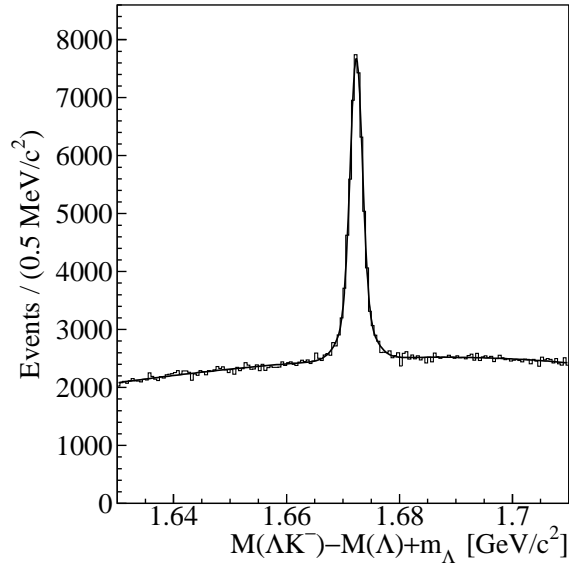


Рис. 2. $\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$: распределение инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций ΛK^- . Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте.

1677 МэВ/ c^2 ($\pm 3\sigma$). Затем треки Λ и K^- аппроксимировались в общую вершину, на которую был наложен ряд топологических условий.

На рис. 2 показано распределение инвариантной массы¹ 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 $(1672,363 \pm 0,012$ [стат.]) МэВ/ c^2 оказалось в отличном согласии с общемировым средним значением.

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

¹Здесь и далее в главе под распределением инвариантной массы частиц, распадающихся по каналу $X \rightarrow Y\pi$ [$X \rightarrow YK$], подразумевался 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.

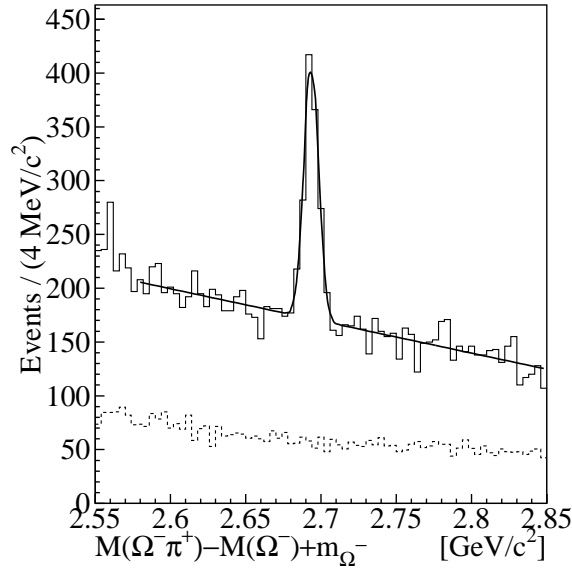


Рис. 3. $\Omega_c^0 \rightarrow \Omega^- \pi^+$: спектр инвариантной массы удовлетворивших критериям отбора комбинаций $\Omega^- \pi^+$. Наложенные условия и процедура аппроксимации описаны в тексте. Пунктирная гистограмма соответствует вкладу от событий из контрольного интервала Ω^- .

мый набор данных.

На рис. 3 показано распределение инвариантной массы полученных кандидатов Ω_c^0 — чёткий сигнал виден около $2700 \text{ МэВ}/c^2$. Пунктирная гистограмма на рис. 3 соответствует вкладу из контрольного интервала Ω^- и демонстрирует бесструктурное поведение. Аппроксимация 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.

Систематическая неопределённость измерения оценивалась следующим образом. Сигнальные события были разделены на три примерно одинаково заселённых интервала по 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 интервалах значений переменных. Поскольку некоторые из этих перемен-

ных 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 . 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 . Все источники систематической неопределённости приведены в таблице 4. Таким образом, получили:

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

Эта величина массы Ω_c^0 согласуется с предыдущими измерениями экспериментов CLEO и BaBar² и имеет лучшую точность.

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 $E_{\gamma} > 100 \text{ МэВ}$, а импульс Ω_c^{*0} -кандидата в системе центра масс e^+e^- должен был быть больше $2,5 \text{ ГэВ}/c$.

На рис. 4(а) 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 $70 \text{ МэВ}/c^2$. Пунктирная гистограмма соответствует распределению, которое построено из контрольного интервала Ω_c^0 и не имеет выраженных особенностей. Аппроксимация суммой функции Crystal Ball [11] с зафиксированной из моделирования Монте-Карло 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 $(70,7 \pm 0,9) \text{ МэВ}/c^2$. С учётом систематики от изменения параметризации описания сигнала и фона статистическая значимость сигнала составила

²Величина $(2693,3 \pm 0,6) \text{ МэВ}/c^2$ получена в работе [10], но поскольку исследование систематической неопределённости не проводилось, сотрудничество BaBar это значение не приводит как официальное.

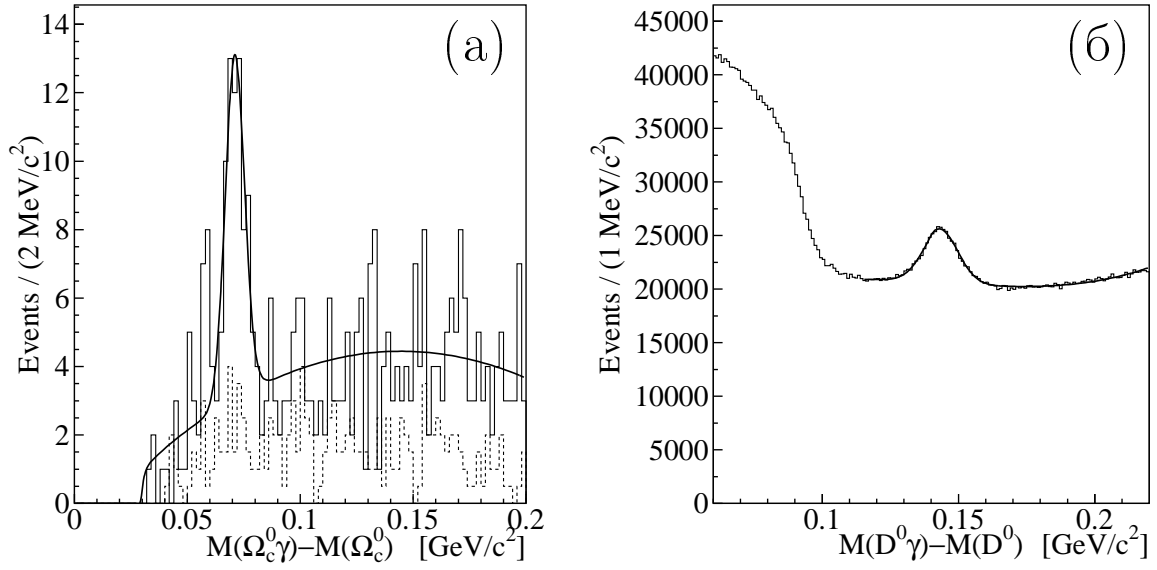


Рис. 4. (а): $\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$: спектр разности масс удовлетворивших критериям отбора Ω_c^{*0} и Ω_c^0 -кандидатов. Пунктирная гистограмма соответствует распределению из контрольного интервала Ω_c^0 . (б): $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$: аппроксимированное распределение разности масс удовлетворивших критериям отбора комбинаций $D^0 \gamma$. Наложённые требования и процедура аппроксимации описаны в тексте.

6, 4σ .

Для определения систематической неопределённости измерения разности масс Ω_c^{*0} и Ω_c^0 изменялись порядок многочлена и пороговый член в аппроксимирующей функции, а также ширина сигнала в пределах её ошибок. Сдвиг разности масс составил $+0,1 \text{ МэВ}/c^2$ и ${}_{-0,2}^{+0,1} \text{ МэВ}/c^2$ соответственно (табл. 4).

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} , был найден сдвиг в $+0,9 \text{ МэВ}/c^2$. В качестве дополнительной проверки этого числа на полном наборе данных была восстановлена цепочка распадов $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Помимо условий на идентификацию заряженных частиц, 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, 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 $50 \text{ МэВ}/c^2 < M(\Omega_c^0 \gamma) - M(\Omega_c^0) < 90 \text{ МэВ}/c^2$ показал, что 82% всех фотонов принадлежат интервалу энергий

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

Таблица 4. Вклады различных источников в систематическую ошибку восстановленных частиц.

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 рис. 4(б) показано распределение $(M(D^0\gamma) - M(D^0))$ для оставшихся после применения всех условий кандидатов $D^0\gamma$. Из аппроксимации суммой функции Crystal Ball [11] для сигнальных событий и многочлена третьего порядка для фона была получена разность масс $M(D^0\gamma) - M(D^0) = (143,03 \pm 0,09)$ МэВ/ c^2 . Это значение на 0,91 МэВ/ c^2 выше, чем общемировое среднее значение, что находится в соответствии с результатом исследования Монте-Карло. Таким образом, ошибка вследствие неопределённости калибровок была установлена равной -0,9 МэВ/ c^2 .

Комбинируя полученные числа (табл. 4), получаем:

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

Это значение разности масс согласуется с предыдущим измерением сотрудничества BaBar.

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.

Этот анализ был проведён на данных, которые были получены на детекторе Belle при энергии, соответствующей массе резонанса $\Upsilon(5S)$. Интегральная светимость набора составила 121,4 фб $^{-1}$, что эквивалентно $(14,1 \pm 2,6) \times 10^6$ B_s^0 -мезонов, рождённых в процессах $\Upsilon(5S)$: $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^0 \bar{B}_s^0$, $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{*0} \bar{B}_s^0$ и $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$.

Для отбора событий использовались стандартные критерии, ранее применявшиеся в эксперименте Belle при восстановлении барионных распадов B -мезонов. 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^- .

K_S^0 -мезоны (Λ -гипероны) были восстановлены в каналах распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ($\Lambda \rightarrow p\pi^-$) аппроксимацией пионных (p и π) треков в общую вершину, требуя инвариантную массу полученной частицы в пределах $\pm 10 \text{ МэВ}/c^2$ [$\approx 3\sigma$] ($\pm 4 \text{ МэВ}/c^2$ [$\approx 3\sigma$]) от номинального значения массы K_S^0 (Λ). На полученную вершину были наложены стандартные требования.

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

Векторы импульса Λ_c^+ и $\bar{\Lambda}$, а также трек π были аппроксимированы в общую вершину B_s^0 . 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^- .

Для подавления фона $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ было наложено ограничение на отношение R_2 второго и нулевого моментов Фокса-Вольфрама [12]. Также для этой цели был использован посчитанный в системе центра масс угол Θ_{thrust} между осями наклона³ импульсов дочерних частиц B_s^0 -кандидата и всех остальных частиц события. Ограничения на массовое окно Λ_c^+ -кандидата, R_2 и Θ_{thrust} были определены после процедуры оптимизации коэффициента добротности сигнала.

Для идентификации сигнальных событий использовался разработанный для восстановления B -мезонов метод выделения по кинематическим переменным, вычисляемым в системе центра масс: массе с «ограничением на энергию пучка» — $M_{bc} = \sqrt{E_{\text{пучка}}^2 - \vec{p}_{B_s^0}^2}$ — и разности энергий $\Delta E = E_{B_s^0} - E_{\text{пучка}}$, где $p_{B_s^0}$ и $E_{B_s^0}$ — импульс и энергия восстановленного B_s^0 -мезона в системе центра масс. Для канала распада $\Upsilon(5S) \rightarrow B_s^0\bar{B}_s^0$ сигнальные события группируются около точки с координатами $(m_{B_s^0}^4, 0)$ в плоскости M_{bc}

³Для 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.

⁴ $m_{B_s^0} = (5366, 77 \pm 0, 24) \text{ МэВ}/c^2$.

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 $((m_{B_s^0} + m_{B_s^{*0}})^5)/2, (m_{B_s^0} - m_{B_s^{*0}})/2) [(m_{B_s^{*0}}, m_{B_s^0} - m_{B_s^{*0}})]$ в плоскости M_{bc} от ΔE . Для дальнейшего анализа были сохранены кандидаты B_s^0 -мезонов, имеющие $M_{bc} > 5,3$ ГэВ/ c^2 и $|\Delta E| < 0,3$ ГэВ.

К трём двумерным спектрам M_{bc} от ΔE , 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. Количество сигнальных событий для канала C можно записать как:

$$\begin{aligned} N_C^{pK\pi} &= N_{\bar{B}_s^0} f_C \mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+) \mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \epsilon_C^{pK\pi} \\ N_C^{pK_S^0} &= N_{\bar{B}_s^0} f_C \mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0) \mathcal{B}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \cdot \\ &\quad \cdot \mathcal{B}(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \epsilon_C^{pK_S^0}, \\ N_C^{\Lambda\pi} &= N_{\bar{B}_s^0} f_C \mathcal{B}(\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-) \mathcal{B}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+) \mathcal{B}^2(\Lambda \rightarrow p\pi^-) \epsilon_C^{\Lambda\pi}, \end{aligned} \quad (1)$$

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 [13]: $f_{B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}} = (87,0 \pm 1,7)\%$, $f_{B_s^{*0} \bar{B}_s^0} = (7,3 \pm 1,4)\%$ 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. Средняя эффективность восстановления составила 12,5% для подканала $pK\pi$, 5,9% для подканала pK_S^0 и 8,7% — для $\Lambda\pi$.

Формы фона описывались пороговой функцией ARGUS [14] 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

⁵ $m_{B_s^{*0}} = (5415, 4_{-2,1}^{+2,4})$ МэВ/ c^2 ; $m_{B_s^{*0}} - m_{B_s^0} = (48, 7_{-2,1}^{+2,3})$ МэВ/ c^2 .

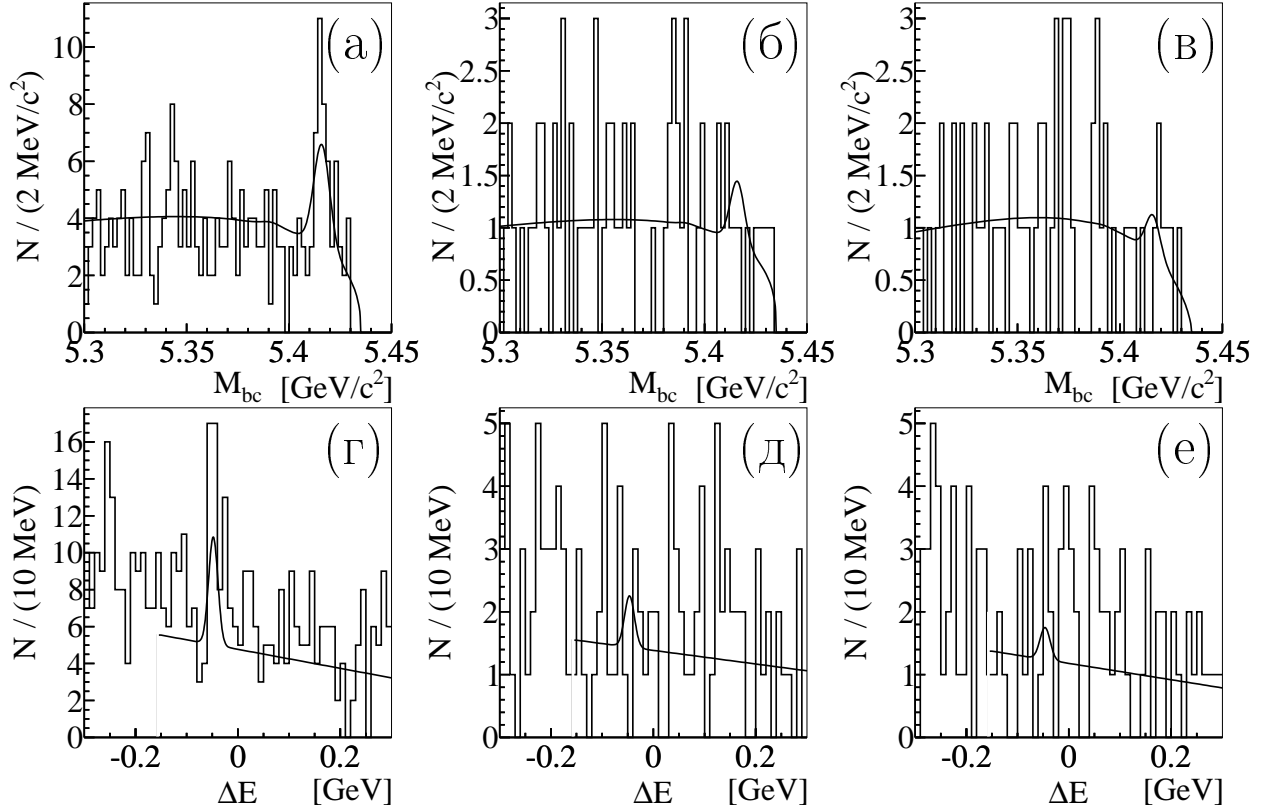


Рис. 5. $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ с последующим распадом $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ (левая колонка), $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$ (центральная колонка) или $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \pi^+$ (правая колонка): спектр M_{bc} (верхний ряд) для событий из 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 $B_s^{*0} \bar{B}_s^{*0}$ ($5,405 \text{ ГэВ}/c^2 < M_{bc} < 5,427 \text{ ГэВ}/c^2$).

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

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. На рис. 5(а)–(в) и 5(г)–(е) 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 .

Для изучения наблюдаемых форм сигнала и фона использовался только подканал $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$, поскольку он, как и ожидалось, содержал наибольшую часть найденного сигнала. Сначала были проверены распределения 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 , $4 \text{ МэВ}/c^2 < |M(p\pi^-) - m_\Lambda| < 8 \text{ МэВ}/c^2$, которые не содержали особенностей в сигнальной области. 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 распределениях по переменным M_{bc} и ΔE найдено не было. Наконец, были проверены возможные процессы $\Upsilon(5S) \rightarrow B^{(*)}\bar{B}^{(*)}(\pi)$, 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. 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 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 точки взаимодействия треков, составила ${}_{-6,8}^{+0,0}\%$. Также были учтены ошибки всех переменных, входящих в (1). Все упомянутые погрешности приведены в таблице 5 и были квадратично просуммированы.

Окончательно была получена следующая относительная вероятность рас-

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

пада:

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

где неопределённости, связанные со значением относительной вероятности распада Λ_c^+ и с полным числом B_s^0 -мезонов, указаны отдельно. Канал $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$, который является топологически подобной модой в секторе $B_{u,d}$ -мезонов, имеет относительную вероятность распада $(2,8 \pm 0,8) \times 10^{-4}$. Оба значения согласуются друг с другом в пределах ошибок, что говорит о незначительном участии кварка-наблюдателя b в образовании конечного состояния.

Для изучения распространённого в $B_{u,d}$ -секторе эффекта усиления сигнала у порога 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 рис. 6(а). Аппроксимация 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. 6(б)) и $\bar{\Lambda} \pi^-$ (рис. 6(в)), дав 41% и 22% совместимости 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 $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

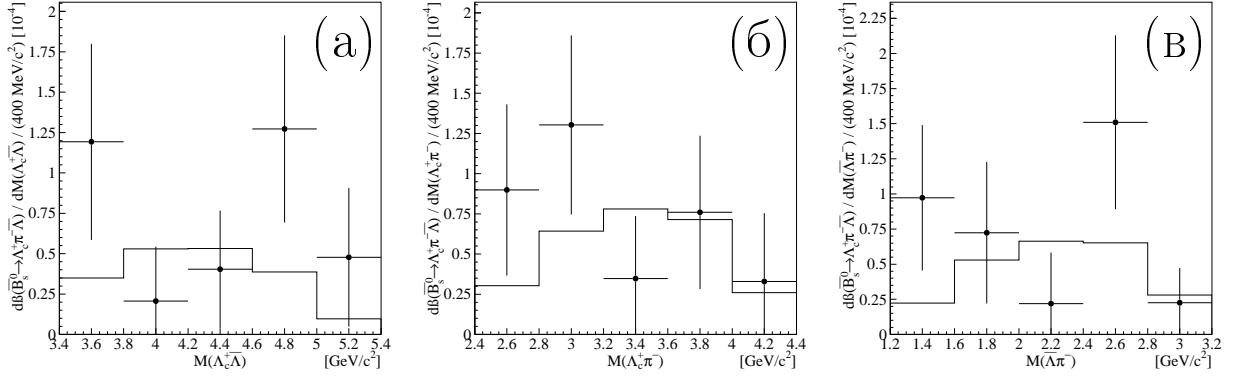


Рис. 6. Зависимость дифференциальной относительной вероятности распада от $M(\Lambda_c^+\bar{\Lambda})$ (а), $M(\Lambda_c^+\pi^-)$ (б), $M(\bar{\Lambda}\pi^-)$ (в). Точки соответствуют данным, а сплошная линия — результату аппроксимации гистограммой нерезонансного трёхчастичного распада.

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты диссертации:

- Разработаны методики 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 $(2693, 6 \pm 0, 3 [\text{стат.}]_{-1,5}^{+1,8} [\text{сист.}])$ МэВ/с². 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 $\sqrt{s} \approx 10, 6$ 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 $(70, 7 \pm 0, 9 [\text{стат.}]_{-0,9}^{+0,1} [\text{сист.}])$ МэВ/с². Полученное значение согласуется с предыдущим измерением, выполненным сотрудничеством ВаВар.
- Разработана методика 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 раз-

решение 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 $4, 4\sigma$ обнаружен распад $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$. Этот процесс был первым и на данный момент остаётся единственным найденным барионным распадом B_s^0 -мезона.
- Измерена относительная вероятность распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$, оказавшаяся равной $\left(3, 6 \pm 1, 1[\text{стат.}]_{-0,5}^{+0,3}[\text{сист.}] \pm 0, 9[\Lambda_c^+] \pm 0, 7[N_{\bar{B}_s^0}]\right) \times 10^{-4}$.
- Проведено подробное исследование двухчастичных масс дочерних частиц распада $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$.

Публикации автора по теме диссертации

1. E. Solovieva, R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), “Study of Ω_c^0 and Ω_c^{*0} Baryons at Belle”, Phys. Lett. B **672**, 1 (2009).
2. E. Solovieva, R. Chistov *et al.* (Belle Collaboration), “Evidence for $\bar{B}_s^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda} \pi^-$ ”, Phys. Lett. B **726**, 206 (2013).
3. E. Solovieva (for the Belle Collaboration), “Recent Results on $\Upsilon(5S)$ Decays at Belle”, Proceedings of Excited QCD Conference, 3–9 February 2013, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina.

Список литературы

- [1] A. Abashian *et al.* (Belle Collaboration), Nucl. Instr. Meth. A **479**, 117 (2002);
J. Brodzicka *et al.* (Belle Collaboration), PTEP **2012**, 04D001 (2012).
- [2] 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. 03A001 (2013) и последующие статьи вплоть до 03A011.
- [3] J.J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974);
J.E. Augustin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).

- [4] E.G. Cazzoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **34**, 1125 (1975).
- [5] G. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 255 (1976);
I. Peruzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 569 (1976).
- [6] K. Niu, E. Mikumo, and Y. Maeda, Prog. Theor. Phys. **46**, 1644 (1971).
- [7] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977);
W.R. Innes *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1240, 1640(E) (1977).
- [8] 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).
- [9] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [10] B. Aubert *et al.* (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **97**, 232001 (2006).
- [11] T. Skwarnicki, Ph.D. Thesis, Institute for Nuclear Physics, Krakow 1986;
DESY Internal Report, DESY F31-86-02 (1986).
- [12] G.C. Fox and S. Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41**, 1581 (1978).
- [13] S. Esen, A.J. Schwartz *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **87**, 031101 (RC) (2013).
- [14] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. B **241**, 278 (1990).