

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи

Иванов Кирилл Максимович

**Спектроскопия прелестно-странных Ξ_b барионов в
эксперименте CMS**

Специальность 1.3.15 —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Чистов Руслан Николаевич

Москва — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Обзор спектроскопии прелестно-странных барионов	13
1.1 Квантовая хромодинамика и эффективная теория тяжелого кварка	15
1.2 Кварковая модель Ξ_Q барионов	17
1.3 Теоретические модели, описывающие спектр Ξ_b барионов	23
1.3.1 Аналогии правила сумм и другие простейшие модели	24
1.3.2 Потенциальные и другие модели	27
1.4 Феноменология распадов Ξ_b барионов	31
1.4.1 Слабые распады основных состояний	31
1.4.2 Сильные распады Ξ_b резонансов	33
1.4.3 Естественная ширина Ξ_b резонансов	37
1.5 Экспериментальная спектроскопия Ξ_b барионов	38
1.5.1 Состояния Ξ'_b , Ξ_b^* и Ξ_b^{**}	39
1.5.2 Более тяжелые Ξ_b резонансы	44
Глава 2. Эксперимент CMS на Большом адронном коллайдере	46
2.1 Большой адронный коллайдер	46
2.2 Установка CMS	48
2.3 Трековая система	50
2.4 Электромагнитный калориметр	53
2.5 Адронный калориметр	55
2.6 Мюонная система	56
2.7 Триггерная система	60
Глава 3. Изучение Ξ_b барионов в эксперименте CMS	62
3.1 Содержание представляемого исследования	62
3.1.1 Об аппроксимации распределений	64
3.2 Используемые наборы данных и МК-моделирования	67
3.3 Реконструкция событий и критерии отбора	71
3.3.1 Восстановление кандидатов $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	77
3.3.2 Оптимизация критериев отбора	78
3.4 Изучение различных сигналов Ξ_b^- бариона	83

	Стр.
3.4.1 Сигнал Ξ_b^- в МК моделировании	83
3.4.2 Первое обнаружение распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и изучение сигнала Ξ_b^- на реальных данных	86
3.5 Изучение Ξ_b^{*0} бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+$	89
3.6 Поиск Ξ_b^{*-} бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	95
3.6.1 Изучение сигнала Ξ_b^{*-} в МК моделировании	95
3.6.2 Первое обнаружение нового $\Xi_b(6100)^-$ бариона	98
3.7 Вычисление эффективностей, отношений вероятностей и сечений	104
3.8 Оценка систематических погрешностей	109
3.8.1 Систематические погрешности в измеренных отношениях	110
3.8.2 Систематические погрешности при измерении массы и ширины Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ барионов	112
3.9 Результаты и обсуждение	116
Заключение	123
Список сокращений и условных обозначений	127
Словарь терминов	128
Список литературы	129

Введение

Актуальность исследования.

Современная физика высоких энергий посвящена во многом поискам различных частиц, эффектов и явлений, лежащих за пределами достаточно хорошо установленной Стандартной модели и в совокупности называемых Новой физикой. Тем не менее, весьма важным и интересным направлением является изучение спектроскопии тяжелых адронов (т.е. частиц, в составе которых есть очарованный c -кварк или прелестный b -кварк). В прошлом десятилетии с началом работы экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРНе (г. Женева, Швейцария) была начата новая глава этой истории — более 70 новых тяжелых адронов было открыто на экспериментах БАКа за период с 2011 по 2024 годы [1; 2]. На Рис. 1 приведен график со схематичным списком 75 новых элементарных частиц, обнаруженных по состоянию на июнь 2024 г.

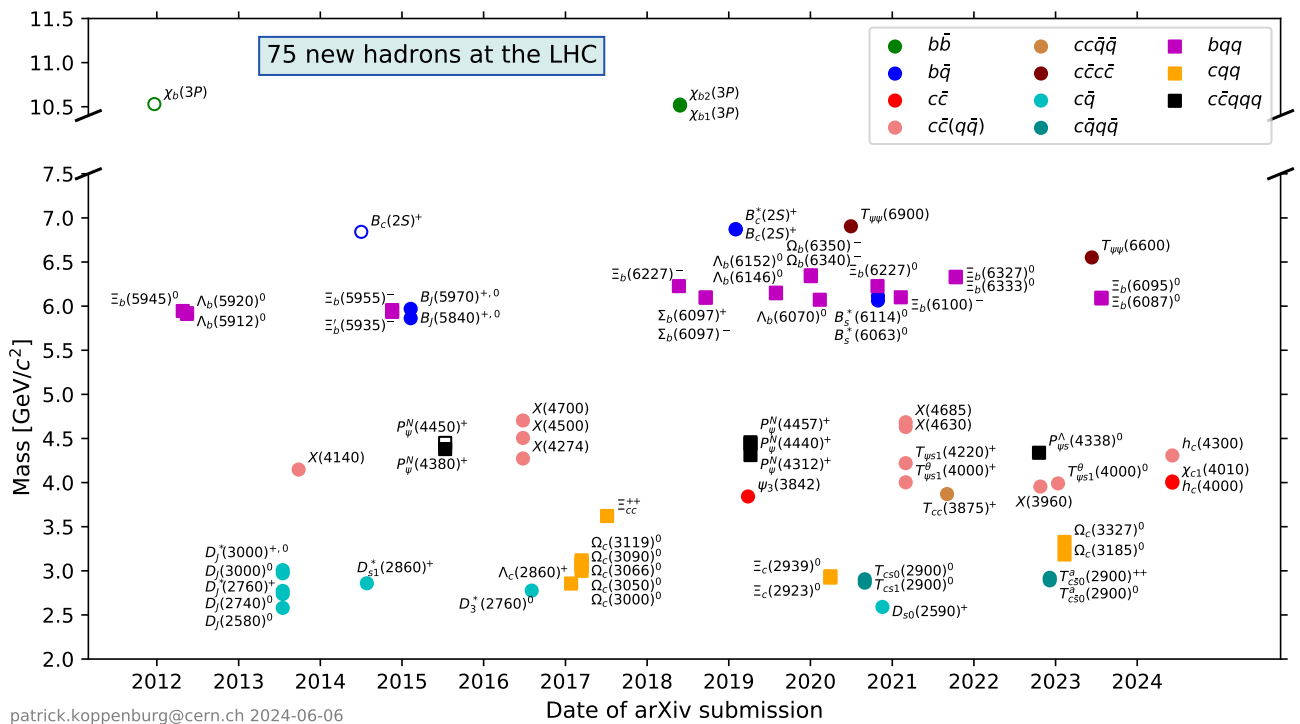


Рисунок 1 — Список новых тяжелых адронов, обнаруженных экспериментами БАК [2]. Точки разных цветов с подписями обозначают новую частицу, причем цвет и форма точки зависит от кваркового состава этой частицы. По оси абсцисс отложены даты выхода препринта, в котором заявляется об обнаружении новой частицы, а по ординате — масса новой частицы.

Данные по спектроскопии важны для дальнейшего развития теоретических подходов к описанию сильного взаимодействия и более глубокого понимания природы конфайнмента. Новые открытия и измерения позволяют проверять и уточнять теоретические модели сильного межкваркового взаимодействия в квантовой хромодинамике (КХД), что дает возможность в том числе проводить косвенные поиски Новой физики. В частности, важны точные измерения масс и времен жизни тяжелых адронов, вероятностей их различных распадов, а также поиск новых состояний и распадов. Так, обнаруженные значимые отклонения от расчетов предсказаний СМ могут служить свидетельством о влиянии предполагаемых частиц Новой физики на какой-то физический процесс и связанные с ним величины (например, при вычислении вероятности распада, происходящего посредством электрослабых петель), тем самым давая указания на дальнейшие поиски.

В рамках спектроскопии изучаются различные типы тяжелых адронов — «классические» мезоны с целым спином (пара кварк–антикварк) и барионы с полуцелым спином (три кварка), а также «экзотические состояния», во многом представленные тетракварками (два кварка и два антикварка) и пентакварками (четыре кварка и антикварк). Адроны, в том числе тяжелые, обычно принято дополнительно группировать в мультиплеты, исходя из их кваркового состава, (изотопического) спина и других квантовых чисел.

Спектроскопия прелестных барионов является в настоящий момент бурно развивающейся областью. До начала работы БАК эти частицы изучены достаточно слабо, так как из-за большой массы они могут рождаться лишь на коллайдерах с высокой энергией пучка (которые преимущественно протонные), что накладывает естественные ограничения на возможности по анализу таких частиц — в частности, они недоступны на так называемых «фабриках прелести» Belle на коллайдере KEK в Японии и BaBar в лаборатории SLAC (США). Дополнительными сложностями являются невысокая вероятность фрагментации b -кварка в барион и значительно большее разнообразие возможных комбинаций состояний этих адронов в зависимости от внутренней динамики трех (зачастую сильно отличающихся друг от друга) кварков внутри бариона, в результате чего сечения рождения прелестных барионов получаются малыми. При этом стоит отметить, что при работе на адронных коллайдерах весьма высок уровень фоновых событий, и для выделения значимого и надежного сигнала приходится

накладывать относительно жесткие критерии отбора, требующие большой статистики записанных столкновений.

Хотя первый прелестный барион Λ_b^0 был обнаружен коллаборацией UA1 на коллайдере $Sp\bar{p}S$ в ЦЕРНе [3] в 1991 г. (в протон-антипротонных столкновениях с $\sqrt{s} = 630$ ГэВ), более-менее стабильные результаты стали появляться только в 2000-ых на Тэватроне (FNAL) [1], энергия и светимость которого были довольно велики (протон-антипротонные столкновения с $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ). Однако по-настоящему серьезные и точные измерения новых состояний в области b -барионов начали поступать только в прошлом десятилетии с экспериментов БАК [1] (преимущественно, конечно, на специализированном для нужд флейворной физики детекторе LHCb). Так, до 2012 года предшественниками БАКа было обнаружено 8 состояний прелестных барионов, а именно:

- Прелестный Λ_b^0 барион в распаде на $J/\psi\Lambda$ [3];
- Прелестно-странный Ξ_b^- барион в распаде на $J/\psi\Xi^-$ [4; 5];
- Прелестно-странный Ξ_b^0 барион в распаде на $\Xi_c^+\pi^-$ [6];
- Прелестные Σ_b^\pm и $\Sigma_b^{*\pm}$ барионы в распаде на $\Lambda_b^0\pi^\pm$ [7];
- Прелестный дважды-странный Ω_b^- в распаде на $J/\psi\Omega^-$ [8; 9].

В то же время, коллаборации LHCb и CMS за 12 лет уже открыли целых 19 резонансов:

- Возбужденные состояния Ξ_b^{*0} [10; 11] и $\Xi_b'^-, \Xi_b^{*-}$ [12] в распадах на $\Xi_b^-\pi^+$ и $\Xi_b^0\pi^-$;
- Пять возбужденных состояний Λ_b^0 бариона в распаде на $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ [13–16];
- Изодублет $\Xi_b(6227)^-$ [17] и $\Xi_b(6227)^0$ [18] в распадах на $\Lambda_b^0K^-, \Xi_b^0\pi^-$ и $\Xi_b^-\pi^+$;
- Возбужденные состояния Σ_b^\pm барионов в распадах на $\Lambda_b^0\pi^\pm$ [19];
- Возбужденные состояния Ω_b^- бариона в распаде на $\Xi_b^0K^-$ [20];
- Возбужденные состояния $\Xi_b(6327)^0$ и $\Xi_b(6333)^0$ в распаде на $\Lambda_b^0K^-\pi^+$ [21];
- Возбужденные состояния $\Xi_b(6100)^-$ [22; 23] и $\Xi_b(6087)^0, \Xi_b(6095)^0$ [23] в распадах на $\Xi_b^-\pi^+\pi^-$ и $\Xi_b^0\pi^+\pi^-$, соответственно.

Можно подытожить, что изучение спектроскопии прелестных барионов является весьма молодой и горячей темой, и проведение экспериментальных работ по поиску и измерению параметров возбужденных состояний, а также поиск потенциальных новых распадов известных состояний представляются более чем актуальными направлениями исследований. Стоит также отметить, что

благодаря экспериментальному прогрессу в последние годы существенно активизировались теоретические исследования в этой области — появилось множество новых теоретических моделей и предсказаний, нуждающихся в подтверждении на реальных данных.

Цель и задачи исследования.

Целью данной работы являлось детальное изучение спектроскопии прелестно-странных Ξ_b барионов: их свойств, распадов, а также измерение параметров различных состояний Ξ_b с использованием экспериментальных данных, набранных детектором CMS на Большом адронном коллайдере в 2016–2018 годах в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра инерции $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Разработать алгоритмы и процедуры восстановления основного состояния Ξ_b^- бариона в различных конечных состояниях с участием димьюонного распада чармония (J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов). Используя разработанные алгоритмы и процедуры, провести изучение и поиск различных, в том числе новых (т.е. ранее не изучавшихся) распадов Ξ_b^- бариона. Для новых распадов в случае обнаружения провести измерение их вероятности относительно известных распадов.
2. Провести детальное изучение возбужденного состояния Ξ_b^{*0} , ранее обнаруженного коллаборацией CMS (и подтвержденного экспериментом LHCb), в его распаде на $\Xi_b^- \pi^+$, используя все возможные восстановленные моды распада Ξ_b^- бариона с целью максимального увеличения статистики данных. Выполнить измерение основных параметров Ξ_b^{*0} бариона: массы, естественной ширины, а также отношение сечений рождения Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов в протон-протонных столкновениях в доступных для CMS областях по p_T и η .
3. С использованием полученных результатов для Ξ_b^{*0} состояний, провести поиск нового, ранее не обнаруженного, P -волнового возбуждения Ξ_b^- бариона в распаде $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^{*0} \pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ по аналогии с известными резонансами в секторе очарованно-странных Ξ_c барионов. В случае положительного результата провести измерения его параметров: массы и естественной ширины.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Первое в мире обнаружение нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$.
2. Измерение вероятности распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ относительного нормировочного канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$.
3. Восстановление распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$. Это является подтверждением существования этого канала, ранее обнаруженного экспериментом LHCb.
4. Разработка методов и алгоритмов восстановления Ξ_b резонансов, распадающихся на $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$. Разработка метода учета частичного-восстановленного распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$). Разработка процедуры одновременной аппроксимации сигналов Ξ_b^{*0} и Ξ_b^{*-} с использованием распадов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$, $\psi(2S)\Xi^-$, $J/\psi\Lambda K^-$, $J/\psi\Sigma^0 K^-$.
5. Измерение разницы масс $M(\Xi_b^{*0}) - M(\Xi_b^-) - m^{\text{PDG}}(\pi^+)$ и естественной ширины Ξ_b^{*0} бариона в распаде $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ (где $m^{\text{PDG}}(\pi^+)$ означает известную массу пиона), а также измерение отношения сечений рождения Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов в протон-протонных столкновениях в доступных для CMS областях по p_T и η .
6. Первое в мире обнаружение нового возбужденного $\Xi_b(6100)^-$ бариона в распаде на $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$.
7. Измерение разницы масс $M(\Xi_b(6100)^-) - M(\Xi_b^-) - 2 \cdot m^{\text{PDG}}(\pi^\pm)$, а также вычисление верхнего предела на естественную ширину $\Xi_b(6100)^-$ бариона.

Научная новизна исследования.

Впервые в рамках работы эксперимента CMS проведено достаточно всестороннее изучение различных распадов основного состояния Ξ_b^- бариона, а также детальное изучение состояний Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ — предыдущие результаты коллаборации CMS [10] представляют из себя публикацию 2012 года об обнаружении нового Ξ_b^{*0} бариона в распаде $\Xi_b^- \pi^+$ и достаточно ограниченным по статистике измерением его массы с оценкой верхнего предела на его естественную ширину, причем при восстановлении Ξ_b^- бариона использовалась только мода $J/\psi\Xi^-$. В диссертационной работе используется многократно большая статистика данных, набранных в 2016–2018 годах, и сигнал Ξ_b^- бариона восстановлен в том числе посредством новых каналов $J/\psi\Lambda K^-$ и $J/\psi\Sigma^0 K^-$ (ранее изученных только в эксперименте LHCb [24]), а также заявляется о первом обнаружении новой моды распада $\psi(2S)\Xi^-$, причем $\psi(2S)$ восстанавливается в двух кана-

лах: $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $J/\psi\pi^+\pi^-$. Далее в системе $\Xi_b^-\pi^+$ проведено новое и достаточно точное измерение параметров Ξ_b^{*0} бариона, подтверждая предыдущие измерения коллаборации LHCb [11;23] и первую работу CMS [10]. Наконец, впервые в мире обнаружена новая элементарная частица — возбужденный барион $\Xi_b(6100)^-$ в распаде на систему $\Xi_b^-\pi^+\pi^-$ и проведено измерение его свойств. Новый резонанс совместим с гипотезой P -волнового состояния Ξ_b^{**} со спин-четностью $J^P = 3/2^-$, нулевым спином легкого дикварка ds и орбитальным моментом $L = 1$ между b -кварком и дикварком ds , распадающийся по цепочке $\Xi_b(6100)^- \rightarrow \Xi_b^{*0}\pi^- \rightarrow \Xi_b^-\pi^+\pi^-$. В этом случае новая частица является прелестным аналогом очарованного бариона $\Xi_c(2815)$ [25], распадающегося через $\Xi_c(2815) \rightarrow \Xi_c^*\pi \rightarrow \Xi_c\pi\pi$ и имеющего такие же квантовые числа.

Теоретическая и практическая значимость работы.

В ходе настоящего исследования впервые обнаружен новый возбужденный прелестно-странный барион — $\Xi_b(6100)^-$ резонанс, совместимый с гипотезой P -волнового состояния Ξ_b^{**} со спин-четностью $J^P = 3/2^-$. Опираясь на аналогии с очарованными Ξ_c барионами [1], всего должно существовать четыре таких P -волновых состояний и для Ξ_b барионов, и обнаружение первого из них в полном соответствии с ожиданиями является важнейшим подтверждением справедливости кварковой модели в секторе тяжелых барионов [26–28]. Точное знание массы такого Ξ_b^{**} бариона и верхний предел на его естественную ширину имеют большое значение для различных теоретических моделей КХД, позволяют уточнить и улучшить подходы и методы, в рамках которых вычисляются параметры возбужденных прелестных адронов в целом. Стоит отметить и живой интерес к данному результату: за 3 года с момента публикации статья об обнаружении $\Xi_b(6100)^-$ бариона [22] набрала более 20 цитирований в Scopus и Web of Science от различных теоретических групп, занимающихся моделями КХД и предсказаниями свойств тяжелых адронов. Первое обнаружение нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и измерение его вероятности относительно канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$ вносит значимый вклад в понимание природы слабых распадов b -адронов — ранее аналогичные измеренные отношения для рождения $\psi(2S)$ и J/ψ из прелестных частиц показывали несогласованность с теорией (например, результат экспериментов ATLAS [29] и LHCb [30] для отношения вероятностей распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda$ к $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ значительно меньше предсказанного [31–34]). Таким образом, новое измерение для распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ крайне важно для проверки теоретических моделей, используемых для описания

слабых распадов прелестных адронов. Точное измерение параметров Ξ_b^{*0} бариона необходимо в качестве независимого подтверждения предыдущих результатов коллабораций LHCb [11; 23] и CMS [10] и позволит уменьшить погрешность мировых средних значений, используемых, опять же, в теоретических моделях КХД, а значит — позволяет надежнее верифицировать теоретические методы и подходы. Кроме того, измерение отношения сечений рождения Ξ_b^{*0} к Ξ_b^- барионов, проведенное в отличном от эксперимента LHCb кинематическом диапазоне по (p_T, η) важно для лучшего понимания механизмов рождения прелестных барионов в pp -столкновениях. Наконец, представленные в диссертации результаты показывают в практическом смысле превосходные возможности эксперимента CMS выполнять передовые исследования в области спектроскопии прелестных адронов несмотря на то, что экспериментальная установка не была спроектирована для работ в этой области в общем случае. С учетом невозможности изучения b -барионов на «фабриках прелести», настоящая работа демонстрирует возможность для коллаборации CMS долгие годы занимать достойную позицию в мире по вопросам экспериментального изучения таких частиц и играть значимую роль в области физики прелестных барионов.

Достоверность полученных результатов.

Один из главных результатов, а именно обнаружение нового возбужденного $\Xi_b(6100)^-$ бариона, в 2023 году был независимо подтвержден коллаборацией LHCb [23] — с использованием большей статистики они получили значимый сигнал этого состояния в том же канале, а также провели точное измерение его массы и естественной ширины, находящееся в прекрасном согласии с результатами настоящей работы. Теоретические предсказания для возможных параметров Ξ_b^{**} также находятся в хорошем соответствии с экспериментальными результатами. Достоверность первого обнаружения нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ подтверждается согласием измеренной относительной вероятности распада с аналогичными для других прелестных адронов, а остальные сигналы Ξ_b^- бариона для различных мод распада тоже находятся в соответствии с ожиданиями и предыдущими результатами коллабораций CMS и LHCb. Масса Ξ_b^- бариона, измеренная в различных модах распада, совпадает с мировым средним значением этой величины. Это показывает корректность работы алгоритмов восстановления и полученных результатов. Проведенные измерения массы, естественной ширины и отношения сечений для Ξ_b^{*0} бариона также находятся в

отличном согласии с предыдущими результатами CMS и LHCb и существенно дополняют их.

Личный вклад. Автор является членом коллаборации CMS и принимает активное участие в работе международной физической группы эксперимента CMS по физике тяжелых ароматов. Все представленные в диссертации и вынесенные на защиту результаты получены автором лично и полностью самостоятельно. Помимо разработки и написания необходимых для анализа набранных экспериментом CMS реальных данных алгоритмов восстановления Ξ_b^- барионов и их возбужденных состояний и последующего непосредственно физического анализа данных, автор также занимался генерацией данных компьютерного моделирования методом Монте-Карло и принимал участие в дежурствах на сеансах по набору данных эксперимента CMS.

Апробация работы. Результаты, полученные в настоящей диссертации, неоднократно обсуждалось на внутренних совещаниях коллаборации CMS и семинарах в ФИАН. Основные результаты также докладывались автором на следующих всероссийских и международных конференциях и школах:

- 55th Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories (Ла-Тюиль, Валле-д’Аоста, Италия, 21–27 марта 2021 г.)
- X молодежная конференция «Физика элементарных частиц и космология 2021» (г. Долгопрудный, Россия, 19–20 апреля 2021 г.)
- 64-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Долгопрудный, Россия, 21 ноября – 3 декабря 2021 г.)
- 21st Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics (г. Москва, Россия, 24–30 августа 2023 г.)
- Moscow International School of Physics 2024 (Московская обл., Россия, 28 февраля – 6 марта 2024 г.)
- 66-я Всероссийская научная конференция МФТИ (г. Долгопрудный, Россия, 1–6 апреля 2024 г.)
- 22nd Conference on Flavor Physics and CP Violation FPCP-2024 (г. Бангкок, Таиланд, 27–31 мая 2024 г.)

За работу по обнаружению нового $\Xi_b(6100)^-$ бариона автор в 2022 г. был удостоен премии им. Д.В. Скобельцына конкурса молодежных научных работ ФИАН и медали Российской академии наук для студентов образовательных организаций высшего образования России за лучшую научную работу.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в печатных работах [22; 35–38], из них публикации [22; 35] являются статьями коллаборации CMS в рецензируемых международных журналах, входящих в базы Web of Science и Scopus, работа [36] является публикацией по результатам выступления на конференции в рецензируемом журнале, индексируемом базой RSCI, а работы [37; 38] напечатаны в сборниках трудов конференций, причем работа [37] индексируется в базе Scopus.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав, и заключения. Полный объем диссертации составляет 141 страницу, включая 36 рисунков и 17 таблиц. Список литературы содержит 128 наименований. В первой главе приведено экспериментальное и теоретическое введение в вопросы спектроскопии прелестно-странных барионов. Во второй главе детально описан детектор CMS, на котором были набраны экспериментальные данные, используемые в настоящей работе. В третьей главе описан процесс обработки и анализа экспериментальных данных, включая процедуру реконструкции и отбора событий, аппроксимации распределений, вычисление эффективностей и оценку систематических погрешностей. В заключении обсуждаются полученные результаты и общие итоги работы.

Глава 1. Обзор спектроскопии прелестно-странных барионов

Обсуждая вопросы адронной спектроскопии, безусловно, есть смысл напомнить некоторые основные определения. Так, «классические» адроны делятся на две группы — состоящие из трех кварков барионы с полуцелым спином и состоящие из пары кварк-антикварк мезоны с целым спином. Экзотические адроны, множество которых было открыто за последние 20 лет, в простейшем приближении классифицируются как тетракварки (два кварка и два антикварка) и пентакварки (4 кварка и антикварк); однако для многих из них существуют несколько разных моделей, описывающих их свойства, таких как компактный тетракварк, молекулярное связанное состояние, адрочармоний и др. При этом единой, когерентной картины, надежно описывающей все известные к настоящему времени экзотические адроны пока не выработано — именно поэтому так актуально проводить исследования свойств различных адронов, чтобы находить и тестировать новые проявления квантовой хромодинамики. Адроны, в том числе тяжелые, обычно принято группировать в мультиплеты, исходя из их кваркового состава, (изотопического) спина и других квантовых чисел.

В рамках довольно широкой темы спектроскопии тяжелых адронов в целом можно выделить более узкую — спектроскопию тяжелых барионов (т.е. частиц, состоящих из трех кварков, причём хотя бы один должен быть s или b кварком). Классификация однократно тяжелых барионов (т.е. строго один тяжелый кварк) в зависимости от их кваркового состава организована следующим образом. Барионы с кварковым составом udQ и изотопическим спином $I = 0$ (изосинглет) представляют из себя Λ_Q барионы (где Q является s или b кварком для очарованного и прелестного бариона, соответственно), семейство ddQ , duQ и uuQ формирует изоспиновый триплет ($I = 1$) Σ_Q барионов, далее dsQ и usQ формируют изоспиновый дублет ($I = 1/2$) Ξ_Q барионов и, наконец, ssQ состояние представляют из себя Ω_Q изосинглет ($I = 0$). Возможны также дважды тяжелые барионы $\Xi_{Q_1Q_2}$ и $\Omega_{Q_1Q_2}$, а также трижды тяжелые $\Omega_{Q_1Q_2Q_3}$, образующиеся от однократно тяжелых путем замены легкого s кварка на тяжелый кварк Q_i . Сводка всех возможных комбинаций кварковых составов для различных прелестных барионов представлена в Таблице 1. Барионы, содержащие только

очарованные тяжелые кварки, полностью идентичны барионам с только прелестными тяжелыми кварками (с поправкой на заряд и замену B на C) и опущены в рамках таблицы для лучшей читаемости.

Таблица 1 — Список возможных прелестных барионов и их кваркового состава, где I , I_3 , S , C и B обозначают квантовые числа изоспин, проекцию изоспина, странность, очарованность и прелесть, соответственно.

	Кварковый состав	I	I_3	S	C	B
Λ_b^0	u d b	0	0	0	0	1
Σ_b^-	d d b	1	-1	0	0	1
Σ_b^0	u d b	1	0	0	0	1
Σ_b^+	u u b	1	1	0	0	1
Ξ_b^-	d s b	1/2	-1/2	1	0	1
Ξ_b^0	u s b	1/2	1/2	1	0	1
Ω_b^-	s s b	0	0	2	0	1
Ξ_{bc}^0	d c b	1/2	-1/2	0	1	1
Ξ_{bc}^+	u c b	1/2	1/2	0	1	1
Ξ_{bb}^-	d b b	1/2	-1/2	0	0	2
Ξ_{bb}^0	u b b	1/2	1/2	0	0	2
Ω_{bc}^0	s c b	0	0	1	1	1
Ω_{bb}^0	s b b	0	0	1	0	2
Ω_{bcc}^+	c c b	0	0	0	2	1
Ω_{bbc}^0	c b b	0	0	0	1	2
Ω_{bbb}^0	b b b	0	0	0	0	3

Настоящая Глава организована следующим образом. В разделе 1.1 дается общее введение в некоторые понятия квантовой хромодинамики (КХД), в том числе вводится понятие эффективной теории тяжелого кварка (HQET). В подглаве 1.2 описывается устройство кварковой модели Ξ_Q барионов с точки зрения формирования $SU(3)$ мультиплетов и возможных квантовых чисел этих частиц. Далее в разделе 1.3 рассматриваются различные теоретические модели, описывающие спектр Ξ_b барионов — правила сумм, учет цветового сверхтонкого взаимодействия, потенциальные модели и иные, а также приводятся основные численные результаты для предсказаний значения масс резонансов Ξ_b^{*0} и Ξ_b^{*-} . В подглаве 1.4 обсуждается феноменология слабых и сильных распадов Ξ_b барионов; для последних проводится анализ с точки зрения законов сохранения

квантовых чисел, после чего рассматривается понятие естественной ширины сильного распада и приводятся теоретические предсказания для значений ширины резонансов Ξ_b^{*0} и Ξ_b^{*-} . Наконец, в разделе 1.5 дается обзор современного статуса Ξ_b барионов с точки зрения экспериментального изучения: обсуждаются все обнаруженные к настоящему времени резонансы и их место в спектре состояний, возможные квантовые числа.

Присутствие зарядово-сопряженных состояний подразумевается во всем тексте настоящей работы, если только явно не сказано иное — например, под символом Ξ_b^- имеется в виду как Ξ_b^- барион из кварков, так и его анти-партнер $\bar{\Xi}_b^+$ с кварковым составом $\bar{d}\bar{s}\bar{b}$.

1.1 Квантовая хромодинамика и эффективная теория тяжелого кварка

В настоящее время Стандартная модель, в частности сформулированная Гелл-Манном в 1964 г. кварковая модель [39] и квантовая хромодинамика (КХД), является общепризнанной теорией для описания процессов сильного взаимодействия адронов, их внутренней структуры и возможных распадов. Параметром квантовой теории поля, определяющим силу (интенсивность) взаимодействия кварков и глюонов в КХД, является константа связи (coupling constant) α_s . В ходе развития квантовой теории поля и обсуждения вопросов перенормировки было установлено, что для всех видов взаимодействия такие параметры на самом деле являются «бегущими», т.е. зависят от энергии (импульса) k , с которой происходит взаимодействие (k также называется энергетическим «масштабом» взаимодействия). Так, в абелевой теории квантовой электродинамики (КЭД) «бегущая» константа электромагнитного взаимодействия

$$\alpha = \frac{\alpha(0)}{1 - \Pi(k^2)}$$

модифицирует постоянную тонкой структуры $\alpha(0) = e^2/4\pi = 1/137$ за счет перенормировки фотонного пропагатора. В случае КХД, эффективная «бегущая» константа связи может быть выражена в следующем виде [40]

$$\alpha_s(k^2) \stackrel{def}{=} \frac{g_s^2(k^2)}{4\pi} = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(k^2/\Lambda_{QCD}^2)},$$

где $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$ — первый член ряда разложения бета-функции, n_f — число активных ароматов (флейворов) кварков на масштабе k , а Λ_{QCD} — так называемый параметр масштаба КХД, имеющий характерную величину порядка сотен МэВ. Так, в частности, для «классического» случая 3 легких кварков (т.е. при $n_f = 3$ и k порядка массы странного кварка s) этот параметр равен $\Lambda_{QCD} = (332 \pm 17)$ МэВ [41], т.е. сравним с масштабом k . Принципиально отличается ситуация для тяжелых c и b кварков — при масштабе порядка 1.5 ГэВ (т.е. $n_f = 4$ с добавлением очарованного кварка) $\Lambda_{QCD} = (292 \pm 16)$ МэВ [41], а при наличии еще и прелестного кварка ($n_f = 5$, $Q \sim 4$ ГэВ) масштаб КХД имеет значение $\Lambda_{QCD} = (210 \pm 14)$ МэВ [41]. С практической точки зрения это означает, что уже на масштабах порядка массы c и b кварков, величина k^2/Λ_{QCD}^2 принимает большое значение, и константа связи $\alpha_s(k^2)$ асимптотически уменьшается логарифмически (явление асимптотической свободы). Именно это и объясняет, почему первые три (по массе) кварка принято называть легкими, а очарованный и прелестный — тяжелыми. Таким образом, при изучении сильного взаимодействия тяжелых кварков, эффективная константа связи КХД мала (кварки слабо взаимодействуют между собой), и для расчетов физических процессов применима теория возмущений.

Обсужденное принципиальное отличие в массах кварков послужило мотивацией для разработки эффективной теории тяжелого кварка (Heavy Quark Effective Theory, HQET), подробно описанной в работах [26; 42–46]. По своей сути HQET является пределом КХД для c и b кварков (далее — Q), устремляя $m_Q \rightarrow \infty$ (что является вполне допустимым с учетом $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$) при фиксированной 4-скорости. В связанной системе из легкого кварка (легких кварков) и тяжелого кварка величина Λ_{QCD} соответствует характерному масштабу импульсов мягких глюонов, которыми обмениваются легкий и тяжелый кварки между собой в ходе взаимодействия. В силу того, что пространственный масштаб взаимодействия пропорционален $\sim 1/m$, на малом расстоянии порядка $1/m_Q$ тяжелый Q кварк окружает «облако» сильно взаимодействующих глюонов и так называемых «морских кварков» (постоянно рождающиеся и аннигилирующие пары кварк-антикварк), которые не оказывают значимого воздействия на легкий кварк, находящийся на много большем расстоянии порядка $1/\Lambda_{QCD}$. Это позволяет, перейдя в систему покоя тяжелого кварка, рассматривать динамику легкой системы независимо от аромата и спина последнего. Говорят также, что

в рамках HQET возникает симметрия тяжелого кварка (Heavy Quark Symmetry, HQS) $SU(2)_{flavour} \times SU(2)_{spin}$.

Обсужденное выше верно для различных тяжелых адронов — как для мезонов, состоящих из легкого (анти)кварка и тяжелого кварка, так и для барионов, состоящих из двух легких кварков и одного тяжелого кварка. В рамках конституэнтной кварковой модели, разумеется, описание динамики системы из трех частиц является принципиально более тяжелой задачей, однако при рассмотрении модели устройства тяжелого бариона благодаря HQS весьма продуктивным оказался следующий подход [26; 47]. Так как взаимодействие (константа связи) между легкими кварками и тяжелым слабое, то два легких кварка сначала взаимодействуют между собой и как бы «спариваются» (couple), а уже затем как связанная система (называемая далее легким дикварком) объединяются с тяжелым кварком в барион. Таким образом, это позволяет свести вопрос изучению динамики бариона к задаче лишь двух тел и сделать его почти полностью аналогичным системе мезона. При своей очевидной простоте, такой подход оказался невероятно эффективным и позволил существенно развить различные теоретические модели, описывающие спектроскопию тяжелых барионов и делать относительно точные предсказания.

1.2 Кварковая модель Ξ_Q барионов

Для классификации возможных конфигураций кварков, их спинов и ароматов внутри барионов, обычно принято использовать $SU(4)$ -мультиплетную симметрию, в рамках которой все состояния с одинаковой спин-четностью бариона J^P (где J — полный угловой момент бариона и P — его пространственная четность). На Рис. 1.1 изображены $SU(4)$ 20-плеты основных состояний барионов, состоящих из первых четырех кварков (т.е. u, d, s и c) для $J^P = 1/2^+$ и $3/2^+$ [1]. Формально говоря, эта симметрия является точной только для случая двух кварков (т.е. $SU(2)$ изоспиновая симметрия) и нарушается для случая $SU(3)$ при добавлении странного кварка и уж тем более для $SU(4)$ при добавлении тяжелого кварка, однако она оказывается достаточно удовлетворительной для представленной классификации основных состояний. Также в силу обсужденной симметрии тяжелого кварка, при замене очарованного c -кварка на прелестный b -кварк, структура и состояния таких мультиплетов никак не

изменяются (кроме, разумеется, массы и заряда барионов). Возможно также расширение этой симметрии до $SU(5)$, в рамках которой формируются 40-плеты из пяти кварков.

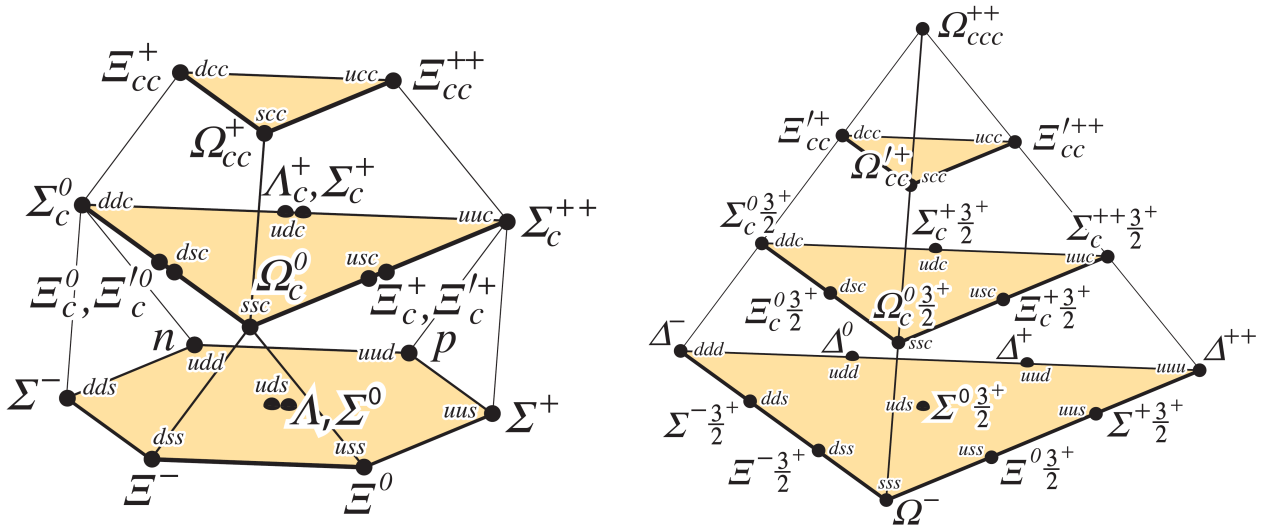


Рисунок 1.1 — $SU(4)$ 20-плеты для основных состояний барионов со спин-четностью $J^P = 1/2^+$ (слева) и $3/2^+$ (справа), классифицируемые по очарованию C , странности S и проекции изоспина I_3 .

Так как в настоящей диссертации изучаются Ξ_b барионы, стоит подробнее остановиться на спектроскопии однократно тяжелых (single heavy) частиц, т.е. на втором снизу «уровне» представленных на Рис. 1.1 диаграмм. Необходимо обратить внимание на то, что для состояний с $J^P = 1/2^+$ присутствуют «сдвоенные точки», т.е. это барионы, имеющие одинаковые спин-четность и кварковый состав (т.е. странность, очарование и проекцию изоспина), однако являющиеся разными частицами. Как было ранее сказано при обсуждении HQET, тяжелый барион можно представить в виде объединения легкого дикварка и тяжелого кварка, и симметрия тяжелого кварка (HQS) позволяет классифицировать тяжелые барионы по дополнительному квантовому числу — полному угловому моменту легкого дикварка j [26]. Этот момент j определяется как сумма спина легкого дикварка $s_{q_1q_2}$ и орбитального момента бариона L , т.е. $\vec{j} = \vec{s}_{q_1q_2} + \vec{L}$, тогда полный угловой момент бариона складывается из момента дикварка и спина тяжелого кварка: $\vec{J} = \vec{j} + \vec{s}_Q$.

При описании спектроскопии барионов и формировании мультиплетов необходимо учитывать следующее. Как частица, состоящая из трех кварков, имеющих спин $1/2$ каждый и положительную P -четность, барион является

фермионом, подчиняющимся статистике Ферми-Дирака и имеющим антисимметричную полную волновую функцию при перестановке кварков. Цветовая волновая функция является $SU(3)$ синглетом, т.е. полностью антисимметрична. Спиновая волновая функция легкого дикварка симметрична при $s_{q_1q_2} = 1$ и антисимметрична при $s_{q_1q_2} = 0$. Пространственная волновая функция в основном состоянии (орбитальный угловой момент $L = 0$) является положительно четной, т.е. симметричной. Тогда необходимо, чтобы произведение спиновой и флейворной волновых функций было также симметрично. Отсюда следует, что флейворная волновая функция может быть либо антисимметричной, обозначается $\bar{3}_F$, либо симметричной, 6_F (в зависимости от спина $s_{q_1q_2}$).

На Рис. 1.2 представлены основные состояния однократно тяжелых прелестных барионов (т.е. состояния со второго снизу уровня $SU(4)$ 20-плетов), сгруппированные по моменту j и спин-четности J^P с учетом всего вышесказанного.

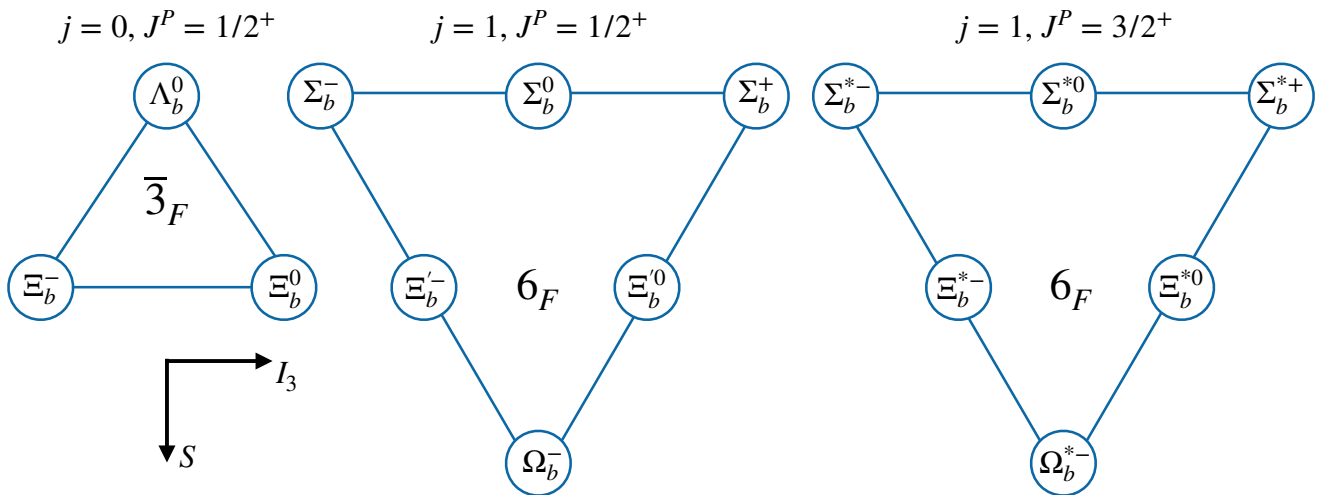


Рисунок 1.2 — $SU(3)$ мультиплеты основных состояний прелестных барионов, сгруппированные по моменту j легкого дикварка и спин-четности J^P бариона.

Такой подход к классификации тяжелых барионов оказался весьма продуктивным и позволил сделать множество достаточно точных предсказаний для различных состояний, многократно подтвержденных экспериментально. Наиболее простым и очевидным следствием является то, что для каждого бариона с ненулевым спином дикварка j существует расщепление на дублет с полным моментом $J_{\pm} = j \pm \frac{1}{2}$, и появляются вырожденные состояния. Еще одно следствие HQS [26] — для одного аромата сумма парциальных ширин сильного распада каждого состояния из одного такого дублета J_{\pm} в состояния другого дублета J'_{\pm}

должна быть одинаковой, а также можно сделать предсказания для отношения парциальных ширин, описывающих четыре возможных перехода между состояниями из дублета J_{\pm} в состояния дублета J'_{\pm} .

Помимо обсужденных основных состояний тяжелых барионов, существуют также возбужденные состояния — орбитальные (L) и радиальные (n). В литературе обозначают возбуждения в виде $(n+1)L$: например, основное состояние с $n=0$, $L=0$ записывается как $1S$, состояние с добавлением орбитального возбуждения $L=1$ обозначается за $1P$, а для радиального $n=1$ — как $2S$ и т.д. Также существует более полная спектроскопическая нотация вида $(n+1)^{2s+1}L_J$ с добавлением информации о спине s и полном угловом моменте J адрона. Несмотря на удобство представления тяжелого бариона в виде суммы дикварка и тяжелого кварка, при рассмотрении возбужденных состояний все же необходимо учитывать две степени свободы, возникающие в трехчастичной системе; они в нотации координат Якоби обычно обозначаются λ (возбуждение между дикварком и тяжелым кварком) и ρ (возбуждение внутри системы легкого дикварка), как схематично изображено на Рис. 1.3. В таком случае к квантовым числам, обозначающим возбуждение, добавляются индексы: $L = l_{\lambda} + l_{\rho}$, $n = n_{\lambda} + n_{\rho}$.

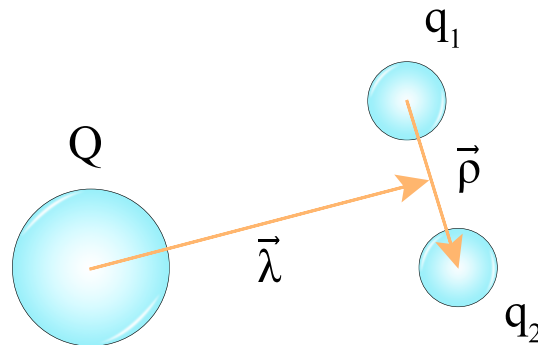


Рисунок 1.3 — Координаты Якоби λ и ρ для системы тяжелого бариона [48].

В то время как радиальное возбуждение не меняет значение углового момента, орбитальное возбуждение приводит к появлению состояний с новыми спин-четностями, которые могут дополнительно расщепляться; причем состояния с орбитальными моментами l_{λ} и l_{ρ} различаются. Наглядно схема возбужденных состояний для тяжелых барионов с L равным 0, 1 и 2 представлена на Рис. 1.4. Наиболее простейший пример орбитального возбуждения — у бариона с $J^P = 1/2^+$ и $j = 0$ добавляется $l_{\lambda} = 1$; в таком случае $j = 1$ и появляется P -волновой дублет с $J^P = 1/2^-$ и $3/2^-$; еще другой $1P$ дублет будет для $l_{\rho} = 1$. В случае наличия P -возбуждения для дублета барионов с $j = 1$ (т.е.

(a) S-wave charmed baryons (L=0)

$$\bar{3}_C(\mathbf{A}) \otimes \begin{matrix} l_\rho = 0 (\mathbf{S}) \\ l_\lambda = 0 \end{matrix} \begin{cases} s_l = 0 (\mathbf{A}) \longrightarrow \bar{3}_F(\mathbf{A}) \longrightarrow j_l = 0 : \Lambda_{c0}(\frac{1^+}{2}) & \Xi_{c0}(\frac{1^+}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{0}, \mathbf{0}] \\ s_l = 1 (\mathbf{S}) \longrightarrow 6_F(\mathbf{S}) \longrightarrow j_l = 1 : \Sigma_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Xi'_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Omega_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & [6_F, \mathbf{1}, \mathbf{1}] \end{cases}$$

(b) P-wave charmed baryons (L=1)

$$\bar{3}_C(\mathbf{A}) \begin{cases} \begin{matrix} l_\rho = 1 (\mathbf{A}) \\ l_\lambda = 0 \end{matrix} \begin{cases} s_l = 0 (\mathbf{A}) \longrightarrow 6_F(\mathbf{S}) \longrightarrow j_l = 1 : \Sigma_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & \Xi'_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & \Omega_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & [6_F, \mathbf{1}, \mathbf{0}, \rho] \\ s_l = 1 (\mathbf{S}) \longrightarrow \bar{3}_F(\mathbf{A}) \begin{cases} j_l = 0 : \Lambda_{c0}(\frac{1^-}{2}) & \Xi_{c0}(\frac{1^-}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{0}, \mathbf{1}, \rho] \\ j_l = 1 : \Lambda_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & \Xi_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{1}, \mathbf{1}, \rho] \\ j_l = 2 : \Lambda_{c2}(\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}) & \Xi_{c2}(\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \rho] \end{cases} \end{cases} \\ \begin{matrix} l_\rho = 0 (\mathbf{S}) \\ l_\lambda = 1 \end{matrix} \begin{cases} s_l = 0 (\mathbf{A}) \longrightarrow \bar{3}_F(\mathbf{A}) \longrightarrow j_l = 1 : \Lambda_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & \Xi_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{1}, \mathbf{0}, \lambda] \\ s_l = 1 (\mathbf{S}) \longrightarrow 6_F(\mathbf{S}) \begin{cases} j_l = 0 : \Sigma_{c0}(\frac{1^-}{2}) & \Xi'_{c0}(\frac{1^-}{2}) & \Omega_{c0}(\frac{1^-}{2}) & [6_F, \mathbf{0}, \mathbf{1}, \lambda] \\ j_l = 1 : \Sigma_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & \Xi'_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & \Omega_{c1}(\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2}) & [6_F, \mathbf{1}, \mathbf{1}, \lambda] \\ j_l = 2 : \Sigma_{c2}(\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}) & \Xi'_{c2}(\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}) & \Omega_{c2}(\frac{3^-}{2}, \frac{5^-}{2}) & [6_F, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \lambda] \end{cases} \end{cases} \end{cases}$$

(c) D-wave charmed baryons (L=2)

$$\bar{3}_C(\mathbf{A}) \begin{cases} \begin{matrix} l_\rho = 2 (\mathbf{S}) \\ l_\lambda = 0 \end{matrix} \begin{cases} s_l = 0 (\mathbf{A}) \longrightarrow \bar{3}_F(\mathbf{A}) \longrightarrow j_l = 2 : \Lambda_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Xi_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{2}, \mathbf{0}, \rho\rho] \\ s_l = 1 (\mathbf{S}) \longrightarrow 6_F(\mathbf{S}) \begin{cases} j_l = 1 : \Sigma_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Xi'_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Omega_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & [6_F, \mathbf{1}, \mathbf{1}, \rho\rho] \\ j_l = 2 : \Sigma_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Xi'_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Omega_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & [6_F, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \rho\rho] \\ j_l = 3 : \Sigma_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & \Xi'_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & \Omega_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & [6_F, \mathbf{3}, \mathbf{1}, \rho\rho] \end{cases} \end{cases} \\ \begin{matrix} l_\rho = 1 (\mathbf{A}) \\ l_\lambda = 1 \end{matrix} \begin{cases} s_l = 0 (\mathbf{A}) \longrightarrow 6_F(\mathbf{S}) \longrightarrow j_l = 2 : \Sigma_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Xi'_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Omega_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & [6_F, \mathbf{2}, \mathbf{0}, \rho\lambda] \\ s_l = 1 (\mathbf{S}) \longrightarrow \bar{3}_F(\mathbf{A}) \begin{cases} j_l = 1 : \Lambda_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Xi_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{1}, \mathbf{1}, \rho\lambda] \\ j_l = 2 : \Lambda_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Xi_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \rho\lambda] \\ j_l = 3 : \Lambda_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & \Xi_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{3}, \mathbf{1}, \rho\lambda] \end{cases} \end{cases} \\ \begin{matrix} l_\rho = 0 (\mathbf{S}) \\ l_\lambda = 2 \end{matrix} \begin{cases} s_l = 0 (\mathbf{A}) \longrightarrow \bar{3}_F(\mathbf{A}) \longrightarrow j_l = 2 : \Lambda_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Xi_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & [\bar{3}_F, \mathbf{2}, \mathbf{0}, \lambda\lambda] \\ s_l = 1 (\mathbf{S}) \longrightarrow 6_F(\mathbf{S}) \begin{cases} j_l = 1 : \Sigma_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Xi'_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & \Omega_{c1}(\frac{1^+}{2}, \frac{3^+}{2}) & [6_F, \mathbf{1}, \mathbf{1}, \lambda\lambda] \\ j_l = 2 : \Sigma_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Xi'_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & \Omega_{c2}(\frac{3^+}{2}, \frac{5^+}{2}) & [6_F, \mathbf{2}, \mathbf{1}, \lambda\lambda] \\ j_l = 3 : \Sigma_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & \Xi'_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & \Omega_{c3}(\frac{5^+}{2}, \frac{7^+}{2}) & [6_F, \mathbf{3}, \mathbf{1}, \lambda\lambda] \end{cases} \end{cases} \end{cases}$$

Рисунок 1.4 — Классификация первых орбитальных возбуждений (S , P и D) очарованных барионов (для прелестных — полностью аналогична) [48].

когда $s_{q_1q_2} = 1$), момент дикварка j принимает значения 0, 1 и 2, где последние два расщепляются еще на два, образуя суммарно пять $1P$ -состояний (для каждого λ и ρ возбуждения): $j = 0$ и $J^P = 1/2^-$, $j = 1$ и $J^P = 1/2^-, 3/2^-$, $j = 2$ и $J^P = 3/2^-, 5/2^-$. В случае же наличия D -волны, картина, очевидно, становится еще более сложной.

В настоящей работе предметом изучения являются легчайшие состояния Ξ_b (прелестно-странных) барионов. Наглядное изображение кварковой структуры этих изодублетов представлено на Рис. 1.5. Как было сказано ранее, семейство Ξ_b барионов представляет собой изодублеты с кварковым составом $qs b$, где q обозначает u -кварк или d . Таким образом, для каждой комбинации значений момента легкого qs дикварка j_{qs} и спин-четности J^P есть два бариона — нейтральный Ξ_b^0 и отрицательно-заряженный Ξ_b^- , т.е. существует изоспиновое расщепление, дополнительное к тому, что было обсуждено при рассмотрении полного момента $J_{\pm} = j \pm \frac{1}{2}$. Как показано на Рис. 1.2, в соответствии с теоретическими предсказаниями [27; 28] и хорошо установленными состояниями очарованных барионов Ξ_c [1], должно существовать три изодублета, которые не являются ни орбитально, ни радиально возбужденными. Их принято обозначать следующим образом: основное состояние Ξ_b с квантовыми числами $j_{qs} = 0, J^P = 1/2^+$, распадающееся слабым образом, состояние Ξ_b' с $j_{qs} = 1, J^P = 1/2^+$ и Ξ_b^* с $j_{qs} = 1, J^P = 3/2^+$.

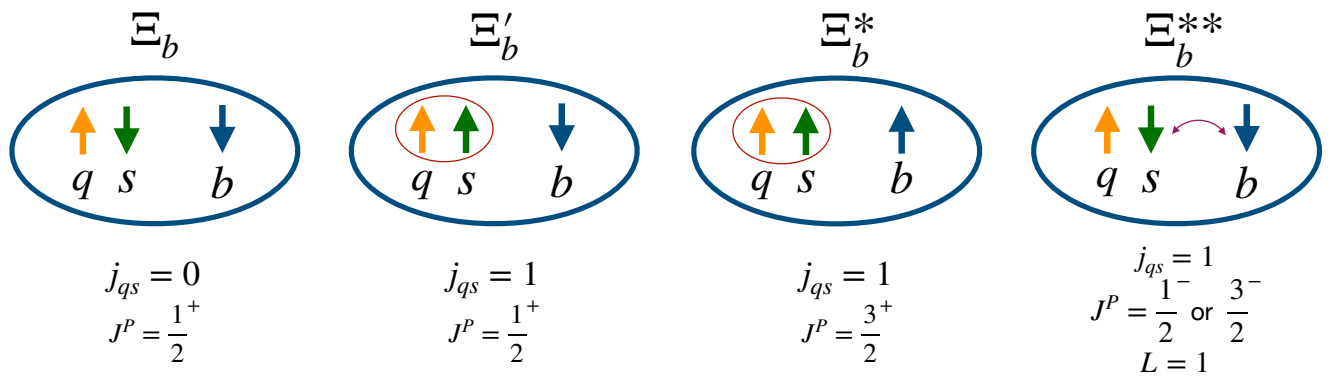


Рисунок 1.5 — Кварковая структура и угловые моменты состояний $\Xi_b, \Xi_b', \Xi_b^*, \Xi_b^{**}$ (слева направо), где q кварк является u или d для Ξ_b^0 и Ξ_b^- , соответственно.

Следующие очевидные изодублеты, в соответствии с аналогами в секторе очарованных барионов, это орбитально возбужденные Ξ_b^{**} барионы, представляющие из себя $1P$ -волновые состояния с $j_{qs} = 1$ и $J^P = 1/2^-$ или $J^P = 3/2^-$ (в

зависимости от ориентации орбитального момента $L = 1$ относительно спина тяжелого кварка), причем предполагается (как объяснено далее), что это λ -возбуждение, т.е. между легким дикварком qs и b -кварком.

1.3 Теоретические модели, описывающие спектр Ξ_b барионов

В КХД и HQET существуют различные теоретические модели, описывающие свойства тяжелых адронов — в частности, предсказывающие в первую очередь их массы, время жизни (или естественную ширину), а также обсуждающие возможные каналы распада. Для лучшего понимания принципов конкретных предсказаний параметров различных изодублетов Ξ_b барионов, в настоящей подглаве сначала будут рассмотрены несколько примеров, после чего будут кратко представлены и сведены для наглядности воедино существующие предсказания для изучаемых в диссертации состояний Ξ_b^* и Ξ_b^{**} .

Наиболее простейшим принципом является сформулированное еще в 1960-ых годах правило сумм Гелл-Манна-Окубо и его дополнения [49–51] для легких барионов:

$$\begin{aligned} 2(m_N + m_\Xi) &= 3m_\Lambda + m_\Sigma, \\ m_\Delta - m_{\Sigma^*} &= m_{\Sigma^*} - m_{\Xi^*} = m_{\Xi^*} - m_\Omega, \\ m_{\Sigma^*} - m_\Sigma &= m_{\Xi^*} - m_\Xi. \end{aligned}$$

Интерпретация таких выражений заключается в том, что массу бариона можно представить как складывающуюся из масс конституэнтных кварков и энергии, связанной со спин-спиновым (сверхтонким) расщеплением. Последнюю можно параметризовать численно (для легких адронов описание приводится, например, в работе [51]). Несмотря на кажущуюся простоту, эти формулы оказываются удивительно правдивы и достаточно точны, позволяя хорошо описывать адронную спектроскопию. Такого рода «правила сумм» легко обобщаются и для тяжелых барионов (да и тяжелых адронов в целом). Например, в работах [28; 52] представлены следующие выкладки:

$$\begin{aligned} \frac{2m_\Delta + m_N}{3} - m_N &= \frac{2m_{\Sigma^*} + m_\Sigma}{3} - m_\Lambda = \frac{2m_{\Sigma_c^*} + m_{\Sigma_c}}{3} - m_{\Lambda_c} = \frac{2m_{\Sigma_b^*} + m_{\Sigma_b}}{3} - m_{\Lambda_b}, \\ \frac{m_{\Sigma_b^*} - m_{\Sigma_b}}{m_{\Sigma_c^*} - m_{\Sigma_c}} &= \frac{m_c}{m_b}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Подробного рода соотношения, во-первых, показывают обсужденную симметрию тяжелого кварка и разбиение масс на равные промежутки вне зависимости от аромата, а во-вторых, указывают на возможность делать достаточно точные теоретические предсказания, опираясь всего лишь на различие (отношение) масс s - и b -кварков. Исторически, сначала (еще в конце прошлого века) был экспериментально исследован именно очарованный сектор барионов (очевидно, в силу их меньшей массы и большего сечения рождения этих частицы). Выполненные измерения масс очарованных барионов позволили сформировать хорошие предсказания для множества барионов прелестного сектора, и экспериментальные результаты, полученные за последние 15–20 лет на Тэватроне и БАК, показывают прекрасное согласие с представленными выше формулами — если подставить современные табличные значения масс из Particle Data Group [1], формулы не будут показывать несогласия большего, чем пара десятков МэВ, что на фоне массы тяжелых адронов в несколько тысяч МэВ является весьма точным результатом для настолько простой модели.

1.3.1 Аналоги правила сумм и другие простейшие модели

Для предсказаний масс легчайших изодублетов Ξ_b (представленных на Рис. 1.5), можно использовать модель цветового сверхтонкого (hyperfine, далее — HF) взаимодействия [28], где последнее добавляется к массам конституэнтных кварков в виде

$$V_{ij}^{HF} = v \frac{\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j}{m_i m_j} \langle \delta(r_{ij}) \rangle, \quad (1.2)$$

где m_i — масса i -того конституэнтного кварка, σ_i — его спин, r_{ij} соответствует расстоянию между кварками и v является параметром силы взаимодействия. Для основного состояния Ξ_Q (т.е. $j_{qs} = 0$, $J^P = 1/2^+$), из-за нулевого спина легкого дикварка его взаимодействие с b -кварком зануляется, и масса Ξ_Q бариона задается в виде

$$m_{\Xi_Q} = m_Q + m_s + m_q - \frac{3v \langle \delta(r_{qs}) \rangle}{m_q m_s},$$

тогда масса Ξ_b бариона может быть предсказана с опорой на известную массу Ξ_c , делая поправку на разницу масс тяжелых кварков и HF-взаимодействий:

$$m_{\Xi_b} = m_{\Xi_c} + (m_b - m_c) - \frac{3v}{m_q m_s} \left(\langle \delta(r_{qs}) \rangle_{\Xi_b} - \langle \delta(r_{qs}) \rangle_{\Xi_c} \right).$$

Для определения разницы масс $m_b - m_c$ можно использовать уже измеренные экспериментально различия масс для, например, Λ_b^0 и Λ_c^+ барионов или других барионов или мезонов. Также представленная выше модель HF взаимодействия может быть незначительно скорректирована, опираясь на известные измерения параметров Ξ_c барионов. Полученные в работе [28] предсказания для массы Ξ_b в зависимости от метода определения $m_b - m_c$ или деталей поправки HF лежат в диапазоне 5790–5800 МэВ, что прекрасно согласуется с современным значением мирового среднего [1] — $m_{\Xi_b^0} = 5791.9 \pm 0.5$ МэВ, $m_{\Xi_b^-} = 5797.0 \pm 0.6$ МэВ.

Можно также обратить внимание на изоспиновое расщепление между Ξ_b^- и Ξ_b^0 , т.е. разницу масс изоспиновых партнеров, отличающихся друг от друга конфигурацией u и d кварков. В обсуждаемой работе [28] приводятся 4 основных фактора, приводящих к различию в массе адрона ΔI из-за различий в массе и заряде u и d кварков: различие конститuentных масс $\Delta M = m_d - m_u$, Кулоновское взаимодействие V^{EM} , и два зависящих от спина взаимодействия V^{spin} — как магнитное, так и хромомангнитное (т.е. сильное цветовое). Выписывая явный вид зависящих от этих членов ($\Delta M, V^{EM}, V^{spin}$) величин изоспинового расщепления для известных барионов: $\Delta I(\Xi) = 6.9 \pm 0.2$ МэВ, $\Delta I(\Xi^*) = 3.2 \pm 0.7$ МэВ, $\Delta I(\Xi_c) = 3.1 \pm 0.5$ МэВ, $\Delta I(\Xi'_c)$ и $\Delta I(\Xi_c^*) = -0.5 \pm 1.8$ МэВ, авторы экстраполируют их и двумя методами получают предсказания для изоспинового расщепления для Ξ_b барионов [28]:

$$\Delta I(\Xi_b) = 6.24 \pm 0.21 \text{ МэВ} \quad \text{или} \quad \Delta I(\Xi_b) = 6.4 \pm 1.6 \text{ МэВ}$$

Данный результат отлично совпадает с современным мировым средним PDG: $m_{\Xi_b^-} - m_{\Xi_b^0} = 5.9 \pm 0.6$ МэВ [1]. В ходе дальнейших обсуждений различных моделей и формул не будет рассматриваться изоспиновое расщепление — как было только что показано, его величина составляет несколько МэВ, что много меньше разброса между возбужденными состояниями и зачастую значительно меньше точности модели; поэтому такое расщепление обычно опускается при предсказании спектра возбужденных состояний. Однако, как будет показано при обсуждении экспериментального статуса легчайших Ξ_b барионов в разделе 1.5.1, зачастую эти несколько МэВ разницы могут сыграть важную роль с точки зрения возможности экспериментального обнаружения того или иного резонанса.

При вычислении массы для изодублетов Ξ'_b и Ξ_b^* , из-за наличия $j = 1$ в V_{ij}^{HF} члене появляются дополнительные слагаемые, связанные с взаимодействием

ем легкого дикварка и b-кварка [28]:

$$m_{\Xi_Q^*} = m_Q + m_s + m_q + v \left(\frac{\langle \delta(r_{Qs}) \rangle}{m_Q m_s} + \frac{\langle \delta(r_{Qq}) \rangle}{m_Q m_q} + \frac{\langle \delta(r_{qs}) \rangle}{m_q m_s} \right),$$

$$m_{\Xi'_Q} = m_Q + m_s + m_q + v \left(-2 \frac{\langle \delta(r_{Qs}) \rangle}{m_Q m_s} - 2 \frac{\langle \delta(r_{Qq}) \rangle}{m_Q m_q} + \frac{\langle \delta(r_{qs}) \rangle}{m_q m_s} \right).$$

Можно вычислить спин-усредненную массу этих двух изодублетов в виде:

$$\frac{2m_{\Xi_Q^*} + m_{\Xi'_Q}}{3} = m_Q + m_s + m_q + \frac{v \langle \delta(r_{qs}) \rangle}{m_q m_s},$$

что существенно упрощает формулу и практически сводит ее к виду для Ξ_Q . Тогда аналогично можно получить спин-усредненную массу для Ξ_b через Ξ_c :

$$\frac{2m_{\Xi_b^*} + m_{\Xi'_b}}{3} = \frac{2m_{\Xi_c^*} + m_{\Xi'_c}}{3} + (m_b - m_c) + \frac{2m_{\Xi_c^*} + m_{\Xi'_c} - 3m_{\Xi_c}}{12} \left(\frac{\langle \delta(r_{qs}) \rangle_{\Xi_b}}{\langle \delta(r_{qs}) \rangle_{\Xi_c}} - 1 \right).$$

Численные вычисления [28] дают результаты порядка 5950–5960 МэВ. Однако, в очарованном секторе разница масс между Ξ_c^* и Ξ'_c барионами составляет около 70 МэВ; поэтому с экспериментальной точки зрения достаточно важным является понимание величины расщепления $m_{\Xi_b^*} - m_{\Xi'_b}$. Из ур. (1.1) в целом понятно, что из-за большой массы b-кварка такая разница должна быть примерно в $m_b/m_c \sim 3$ раза меньше, чем для Ξ_c барионов. Численно через НФ взаимодействие такая разница задается в виде

$$m_{\Xi_Q^*} - m_{\Xi'_Q} = 3v \left(\frac{\langle \delta(r_{Qs}) \rangle}{m_Q m_s} + \frac{\langle \delta(r_{Qq}) \rangle}{m_Q m_q} \right),$$

откуда можно получить отношение для разницы масс:

$$\frac{m_{\Xi_b^*} - m_{\Xi'_b}}{m_{\Xi_c^*} - m_{\Xi'_c}} = \frac{m_c \left(\langle \delta(r_{bs}) \rangle_{\Xi_b} + \frac{m_s}{m_q} \langle \delta(r_{bq}) \rangle_{\Xi_b} \right)}{m_b \left(\langle \delta(r_{cs}) \rangle_{\Xi_c} + \frac{m_s}{m_q} \langle \delta(r_{cq}) \rangle_{\Xi_c} \right)}$$

Численные результаты [28], в соответствии с ожиданиями, дают величину расщепления 29 ± 6 МэВ. Измерения коллабораций CMS [10] и LHCb [11; 12; 23], обнаруживших эти состояния, достаточно хорошо согласуются с представленными предсказаниями: в частности, в работе [23] получено $M(\Xi_b^{*-}) - M(\Xi_b'^-) = 20.61 \pm 0.04$ МэВ.

Относительно похожие результаты и «правила сумм» получаются в моделях, называемых $1/m_Q$ и $1/N_c$ расширениями (expansion) и описанных,

например, в работах [53; 54], которые используют объединенный предел $m_Q \rightarrow \infty$, $N_c \rightarrow \infty$ и разложения по малому параметру для вычислений.

При этом несколько иной подход предлагается для предсказания массы орбитального возбуждения Ξ_b^{**} ($j_{qs} = l_\lambda = 1$, $J^P = 1/2^-$ или $3/2^-$). Предполагается, что разница масс между спин-усредненным Ξ_Q^{**} и основным состоянием бариона Ξ_Q обусловлено исключительно энергией орбитального возбуждения дикварка [28]:

$$\Delta E_L(\Xi_Q) = \frac{2m_{\Xi_Q^{**[3/2]}} + m_{\Xi_Q^{**[1/2]}}}{3} - m_{\Xi_Q}$$

При этом спин-орбитальное расщепление (разница масс $m_{\Xi_Q^{**[3/2]}} - m_{\Xi_Q^{**[1/2]}}$) должно так же подчиняться ур. (1.1), т.е. его величина обратно пропорционально массе тяжелого кварка. Можно показать (например, согласно работе [55]), что отношение этих энергий ΔE_L должно относиться по закону пропорции приведенных масс ($\mu_{\Xi_Q} = m_{qs}m_Q/(m_{qs} + m_Q)$) в некой степени p , где для орбитального возбуждения значение этого параметра можно определить равным $p = -0.23 \pm 0.01$ из известного отношения энергий и масс для Λ_c и Λ барионов. Тогда опять, опираясь на измеренные параметры для очарованных Ξ_c , в работе [28] получают:

$$\Delta E_L(\Xi_b) = \Delta E_L(\Xi_c) \left(\frac{\mu_{\Xi_b}}{\mu_{\Xi_c}} \right)^p = \Delta E_L(\Xi_c) \left(\frac{m_{\Xi_c} m_b}{m_{\Xi_b} m_c} \right)^p = (332 \pm 2) \text{ МэВ}.$$

Определяя спин-орбитальное расщепление равным

$$m_{\Xi_b^{**[3/2]}} - m_{\Xi_b^{**[1/2]}} = \frac{m_c}{m_b} \left(m_{\Xi_c^{**[3/2]}} - m_{\Xi_c^{**[1/2]}} \right) = (9.1 \pm 0.9) \text{ МэВ},$$

получаются следующие значения для масс орбитальных возбуждений Ξ_b :

$$m_{\Xi_b^{**[1/2]}} = (6106 \pm 4) \text{ МэВ}, \quad m_{\Xi_b^{**[3/2]}} = (6115 \pm 4) \text{ МэВ}.$$

1.3.2 Потенциальные и другие модели

Несколько более универсальный подход для теоретического описания тяжелых барионов представляют из себя так называемые «потенциальные» модели. Их основным принципом является построение эффективного гамильтониана взаимодействия вида

$$H = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{p_i^2}{2m_i} \right) + V(r),$$

где последний член характеризует взаимодействие (т.е. потенциал). Далее, при решении стационарного уравнения Шредингера получающиеся собственные значения будут характеризовать спектр состояний. Потенциал можно задать различными способами, простым примером является модель, предсказывающая энергетические уровни орбитальных (L) и радиальных (n) возбуждений на основе гармонического осциллятора [27]:

$$E = \sqrt{\frac{K}{m_q}} (3 + 2l_\rho + 4n_\rho) + \sqrt{\frac{K}{\mu}} (3 + 2l_\lambda + 4n_\lambda)$$

где орбитальное и радиальное квантовые числа разделены на уровни по ρ - и λ -возбуждениям, K — константа взаимодействия, а $\mu = 3/(2m_Q^{-1} + m_q^{-1})$ — приведенная масса, причем в пределе $m_Q \rightarrow \infty$ она стремится к $3m_q$. Последнее означает, что λ -возбуждения должны иметь примерно в 3 раза меньше энергии, чем ρ . Именно поэтому считается, что у легчайших возбужденных состояний тяжелых барионов L или n связано с возбуждением между легким дикварком и тяжелым кварком, а не внутри системы легкого дикварка.

Очень часто потенциальные модели основаны на так называемом феноменологическом потенциале Корнелла [56], который является общепризнанным при описании сильного взаимодействия кварков. В общем виде он представляет из себя модифицированный Кулоновский потенциал ($V \sim 1/r$) с добавлением линейного члена $\sim r$ и дополнительной константы. В то время как «Кулоновский» член хорошо описывает обмен одиночными глюонами между кварками на малых расстояниях (аналогично притяжению/отталкиванию зарядов обменом фотонами), линейный член соответствует явлению цветового конфайнмента, т.е. при увеличении расстояния этот потенциал возрастает и не дает связанному состоянию кварков распасться на свободные. В виде формулы этот потенциал записывается следующим образом [57]:

$$V_{Cornell}(r) = \frac{-4\alpha}{3r} + br + C,$$

где α — константа, отвечающая за силу цветового потенциала Кулона (она же, по сути, соответствует ранее обсуждавшейся α_s сильного взаимодействия), а параметры b и C обозначают константы силы линейного конфайнмента и перенормировку массы, соответственно.

Ранее обсуждалось, что при подсчете массы адронных состояний необходимо учитывать также зависящее от спина взаимодействие, такое как цветное

сверхтонкое расщепление. Ранее оно было дано в форме ур. (1.2); однако его можно задать и как в работе [58]:

$$V_{HF}(r) = \frac{32\alpha}{9m_1m_2} \frac{\sigma^3}{\sqrt{\pi}} e^{-\sigma^2 r^2} \vec{s}_Q \cdot \vec{s}_{qs},$$

где σ является еще одной константой взаимодействия.

Опираясь на вышеизложенное, в работе [59] для предсказания спектра прелестных барионов решается следующее уравнение Шредингера:

$$\left(-\frac{\nabla^2}{2\mu} - \frac{4\alpha}{3r} + br + C + \frac{32\alpha\sigma^3}{9\sqrt{\pi}m_{di}m_b} \vec{s}_{qs} \cdot \vec{s}_b \right) \psi_{nL} = E\psi_{nL}.$$

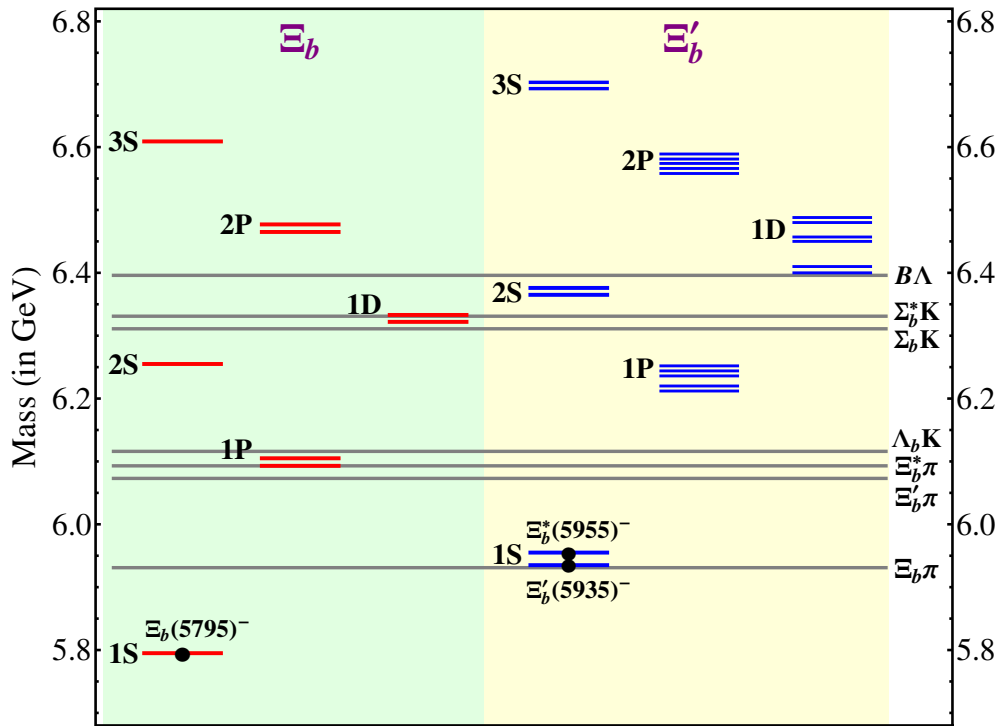


Рисунок 1.6 — Спектр по массам состояний Ξ_b барионов, полученный в работе [59]. Красными линиями на зеленом фоне (слева) показаны барионы со спином легкого дикварка $s_{qs} = 0$, а синими линиями на желтом фоне (справа) — со спином $s_{qs} = 1$. Серыми линиями показаны пороги различных систем, на которые кварковая модель разрешает сильные распады таких резонансов.

Полученный спектр для нескольких наиболее легких уровней прелестно-странных, т.е. Ξ_b барионов представлен на Рис. 1.6. Как ранее обсуждалось в рамках подглавы 1.2 и показано на Рис. 1.4, необходимо разделять случаи возбуждения барионов с изначальным $j_{qs} = 0$ и $j_{qs} = 1$, т.е. смотреть на спин легкого дикварка; причем в случае равенства его единице, P и D возбуждения расщепляются сразу на 5 или 6 состояний.

Многие из существующих в литературе предсказаний параметров тяжелых барионов так или иначе опираются на похожие принципы — они берут за основу кварковую модель и строят эффективный гамильтониан, после чего находят энергетический спектр состояний. Зачастую к этому применяются различные поправки и дополнения, такие как учет релятивистских эффектов [60], смешивание (mixing) между $SU(3)$ мультиплетами [61], модель траекторий Реджа [62–64], модель КХД струн [65], метод вычислений Фадеева [66], учет хиральной структуры и симметрии [67; 68]. Есть также и модели, отличающиеся от потенциальных — например, использующие правила сумм КХД [69], или релятивистская модель «трубки потока» (relativistic flux tube model) [70].

Таблица 2 — Теоретические предсказания для массы Ξ_b^* и $\Xi_{b[3/2]}^{**}$ барионов.

Работа	$m_{\Xi_b^*}$, МэВ	$m_{\Xi_{b[3/2]}^{**}}$, МэВ
[28]	5959 ± 4	6115 ± 4
[54]	5950.3 ± 4.2	—
[59]	—	6102
[60]	5963	6130
[61]	5980–5982	6093–6110
[62]	5963	6130
[63]	5948	6122–6129
[64]	5952.1 ± 3.3	6080 ± 19
[65]	—	6126
[66]	5967	6076
[67]	—	6124_{-30}^{+20}
[69]	—	6070 ± 130
[70]	—	6106

В Таблице 2 приведены результаты вычислений теоретических моделей для массы изучаемых в рамках настоящей диссертации Ξ_b^* и $\Xi_{b[3/2]}^{**}$ барионов. Несмотря на зачастую довольно значительное отличие между этими предсказаниями, они дают примерное понимание о характерном диапазоне масс, в котором целесообразно проводить поиски и изучение таких состояний. Нельзя не отметить, что экспериментальное измерение параметров таких Ξ_b барионов позволяет понять, какие из множества теоретических моделей являются наиболее точными и актуальными, что необходимо для дальнейшего развития этой области физики тяжелых ароматов.

1.4 Феноменология распадов Ξ_b барионов

Помимо рассмотрения спектра различных состояний Ξ_b барионов, весьма интересным также является вопрос изучения возможных распадов этих состояний на другие частицы. Помимо того, что это важно и с теоретической точки зрения в плане лучшего понимания свойств тяжелых адронов и различных констант взаимодействия, матричных элементов и т.д., именно разрешенные распады открывают возможность для экспериментального поиска этих частиц в различных конечных состояниях, поэтому крайне важно понимать, какими они могут быть.

1.4.1 Слабые распады основных состояний

Основные состояния Ξ_b барионов (т.е. имеющие $J^P = 1/2^+$, $j_{qs} = 0$), как и любые другие основные состояния адронов, распадаются слабым образом, т.е. с изменением аромата одного из кварков. Это обусловлено тем, что основные состояния являются наиболее легкими по массе частицами с таким кварковым составом, поэтому им некуда распадаться, кроме как на более легкие частицы, состоящие из более легких кварков. Как следует из Стандартной модели и матрицы Кабибо-Кобаяши-Маскавы, для b -кварка основным является полулептонный распад типа $b \rightarrow cl^- \bar{\nu}_l$, поэтому и для Ξ_b барионов наиболее вероятным является распад типа $\Xi_b \rightarrow \Xi_c l^- \bar{\nu}_l$. Несмотря на то, что полноценное изучение полулептонных распадов возможно преимущественно на B -фабриках, где есть возможность «полностью» восстановить событие и тем самым определить недостающий импульс нейтрино (которое невозможно детектировать на коллайдерном эксперименте), возможно проводить косвенный поиск избытка продуктов полулептонного распада. Именно так еще в 1995-1996 году эксперименты DELPHI [71] и ALEPH [72] на LEP (Большой электрон-позитронный коллайдер) в ЦЕРНе в распадах $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ провели косвенное измерение времени жизни и сечения рождения Ξ_b барионов. Они опирались на цепочку распадов $\Xi_b X \rightarrow \Xi_c l^- \bar{\nu}_l$, $\Xi_c \rightarrow \Xi^- X$ (где X может быть какой-то легкой частицей) и изучали события, в которых присутствуют Ξ^- и лептон одного и того же знака, т.е. пары $\Xi^\pm l^\mp$ — так как аромат легкой системы qs сохраняется, избыток таких событий может служить указанием на процесс рождения и полулептонного распада в таком событии Ξ_b бариона.

Однако, разумеется, для более полноценного изучения этих частиц, в т.ч. точного измерения их массы, необходимо использовать каналы полного восстановления, т.е. без нейтрино. Принципиально можно разделить возможные моды распада на два основных типа: с участием заряженных лептонов (в частности, с распадом чармония на мюоны) или полностью адронные. Первый обладает значимым преимуществом с точки зрения экспериментальной доступности, т.к. детектирование мюонов является весьма яркой и характерной сигнатурой сигнального события; при этом полностью адронные распады типа $\Xi_b \rightarrow \Xi_c \pi^-$ зачастую позволяют получить бóльшую статистику в сигнале. Именно так Ξ_b барионы впервые были открыты на Тэватроне: в работах экспериментов D0 [4] и CDF [5] было заявлено об обнаружении распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$, а немного позднее CDF опубликовала работу [6] об обнаружении распадов $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow \Xi_c^0 \pi^-$. Стоит отметить, что обнаружение распада $\Xi_b^0 \rightarrow J/\psi \Xi^0$ является существенно более сложным (как будет объяснено далее) из-за участия в распаде Ξ^0 нейтрального π^0 и поэтому не проводилось.

За последнюю декаду коллаборация LHCb совершила значительный прогресс в вопросах изучения различных слабых распадов основных состояний Ξ_b барионов и измерила относительные вероятности таких распадов [24; 24; 73–77]. Интерес представляют в том числе многочастичные распады Ξ_b барионов, в которых может присутствовать богатая резонансная структура, включая как «обычные» мезоны и барионы, так и экзотические многокварковые состояния — хорошим примером является распад $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, где коллаборация LHCb сообщила о возбужденных состояниях Ξ^- и пентакварке $P_{ccs}(4459)^0$. Поиск новых распадов Ξ_b барионов также важен для изучения CP -нарушения [78]. Как было показано в предыдущих разделах, спектр легчайших состояний Ξ_b барионов и их возбуждений можно классифицировать относительно легко, особенно с учетом известных аналогов в очарованном секторе [1]. С другой стороны, широкое разнообразие возможных каналов, доступных для слабых распадов основных состояний, представляет значительную сложность с теоретической точки зрения, и предсказания вероятностей распада в различные конечные состояния намного менее простые и прямолинейные. Основные принципы описания таких распадов в рамках HQET описаны в работах [26; 42–44; 46], однако в целом предсказания конкретных распадов Ξ_b и их вероятностей, а также перспективы экспериментального поиска обсуждаются в литературе достаточно скудно.

1.4.2 Сильные распады Ξ_b резонансов

Совсем иная картина возможных распадов представлена для более тяжелых состояний Ξ_b барионов (т.е. Ξ_b' , Ξ_b^* и возбуждений). Так как они имеют массу, большую чем основной изодублет Ξ_b , они распадаются преимущественно сильным образом (или, если последнее невозможно, электромагнитно). Хотя для таких Ξ_b барионов формально слабые распады и не запрещены, они многократно подавлены по сравнению с сильными или электромагнитными, и поэтому обычно не рассматриваются на практике. На Рис. 1.7 показаны две характерные диаграммы Фейнмана для изучаемых в настоящей работе распадов — сильный $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ и слабый $\Xi_b^- \rightarrow \psi \Xi^-$.

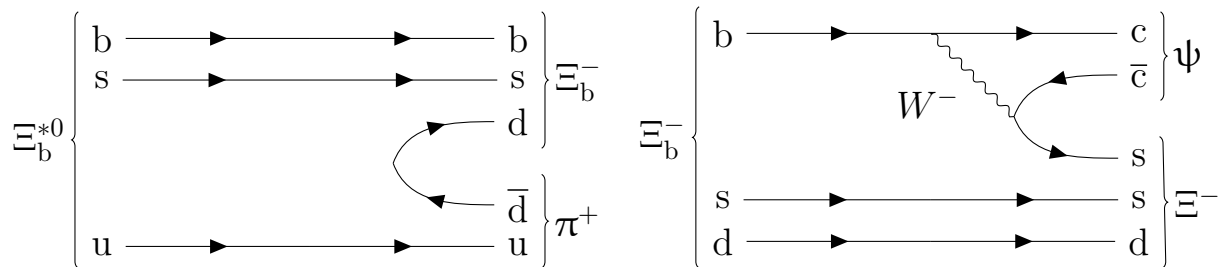


Рисунок 1.7 — Диаграммы Фейнмана для сильного $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ (слева) и слабого $\Xi_b^- \rightarrow \psi \Xi^-$ (справа) распадов, где ψ обозначает как J/ψ , так и $\psi(2S)$.

При обсуждении распадов резонансов крайне важным является вопрос кинематически возможного порога по массе — для того, чтобы сильный распад на какое-то конечное состояние был возможен, масса такого Ξ_b бариона должна быть не меньше, чем сумма масс частиц этого конечного состояния, причем эта сумма и называется кинематическим порогом. Для наглядности можно, например, снова обратиться к Рис. 1.6, где серыми горизонтальными линиями изображены кинематические пороги для возможных систем, на которые кварковая модель разрешает сильный распад (т.е. без изменения аромата кварков). В случае же, если существует Ξ_b барион, который тяжелее основного состояния, но легче любого из возможных «сильных» порогов, то он будет распадаться электромагнитно на основное состояние с участием фотона.

Если частица находится выше какого-то кинематического порога, это значит, что она будет распадаться на него с какой-то вероятностью. В ситуации, когда какой-то Ξ_b барион тяжелее сразу нескольких порогов, вопрос наиболее вероятных распадов зависит в первую очередь от правил отбора, диктуемых

законами сохранения квантовых чисел. Согласно HQET и HQS [26], при распадах тяжелых адронов, необходимо обращать внимание на сохранение не только полной спин-четности J^P , но и спин-четности j^P легкой подсистемы (вообще говоря, так как P -четность тяжелого кварка считается положительной, то четность легкой подсистемы и полная четность тяжелого адрона совпадает). Также для определения вероятности распада важен вопрос, в какой «волне» он происходит, т.е. какой орбитальный момент между частицами конечного состояния необходим для сохранения квантовых чисел — наиболее вероятна S -волна с $L = 0$, далее идет P -волна с $L = 1$ и т.д. Для полноты картины можно отметить, что S , D -волна и т.д. (L — четный) не меняет P -четность, в то время как P , F -волна и т.д. (L — нечетный) меняет P -четность на противоположную.

В настоящей диссертации изучаются наиболее легкие изодублеты Ξ_b барионов, аналогичные хорошо изученным аналогам в очарованном секторе. В Таблице 3 представлен анализ возможных сильных распадов с точки зрения сохранения J^P и j_{qs}^P для состояний Ξ_b' с $j_{qs} = 1$, $J^P = 1/2^+$, Ξ_b^* с $j_{qs} = 1$, $J^P = 3/2^+$ и Ξ_b^{**} с $j_{qs} = 1$, $J^P = 1/2^-$ или $3/2^-$ без учета возможного изоспинового расщепления. Для каждого из распадов сначала записан переход на уровне полной спин-четности адронов J^P , а затем — переход вида $j_{qs}^P \rightarrow (j_{qs}^P)' J_{light}^P$, где под j_{qs}^P и $(j_{qs}^P)'$ обозначены спин-четность легкого дикварка для начального и конечного Ξ_b бариона, соответственно, а J_{light}^P — полная спин-четность легкого мезона, для которого нельзя ввести понятие j . В качестве возможных порогов выбраны те из них, которые могут быть кинематически доступны в примерном соответствии с теоретическими предсказаниями для масс этих состояний (как показано на Рис. 1.6).

В соответствии с представленным в Таблице 3, а также ранее обсужденными предсказаниями для масс на Рис. 1.6 в Таблице 2, можно сделать следующие выводы:

- Состояния Ξ_b' и Ξ_b^* , если это возможно кинематически, должны распадаться на $\Xi_b \pi$;
- Состояния Ξ_b^{**} с $J^P = 1/2^-$ должны преимущественно распадаться на $\Xi_b' \pi$ в S -волне, а распады на $\Xi_b^* \pi$, если они возможны кинематически, будут подавлены в D -волне;
- Состояния Ξ_b^{**} с $J^P = 3/2^-$ должны преимущественно распадаться на $\Xi_b^* \pi$ в S -волне, а распады на $\Xi_b' \pi$ ожидаются возможными, но подавлены в D -волне.

Таблица 3 — Анализ возможных сильных распадов легчайших изодублетов Ξ_b барионов. Под J^P (напр., $1/2^+$) имеется ввиду полная спин-четность бариона, а под j_{qs}^P — спин-четность легкого дикварка, причем J и j — полный угловой момент импульса, а четность P одинакова для бариона и дикварка.

<p>Распад: $\Xi_b' \rightarrow \Xi_b \pi$</p> <p>$J^P: \frac{1}{2}^+ \rightarrow \underbrace{\frac{1}{2}^+ 0^-}_{L=1}$ P-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^+ \rightarrow \underbrace{0^+ 0^-}_{L=1}$ P-волна</p> <p>Итог: Разрешен в P-волне</p>	<p>Распад: $\Xi_b^* \rightarrow \Xi_b \pi$</p> <p>$J^P: \frac{3}{2}^+ \rightarrow \underbrace{\frac{1}{2}^+ 0^-}_{L=1}$ P-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^+ \rightarrow \underbrace{0^+ 0^-}_{L=1}$ P-волна</p> <p>Итог: Разрешен в P-волне</p>
<p>Распад: $\Xi_{b[1/2]}^{**} \rightarrow \Xi_b \pi / \Lambda_b^0 K$</p> <p>$J^P: \frac{1}{2}^- \rightarrow \underbrace{\frac{1}{2}^+ 0^-}_{L=0}$ S-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^- \rightarrow \underbrace{0^+ 0^-}_{L=??}$ Запрещен</p> <p>Итог: Запрещен по j_{qs}</p>	<p>Распад: $\Xi_{b[3/2]}^{**} \rightarrow \Xi_b \pi / \Lambda_b^0 K$</p> <p>$J^P: \frac{3}{2}^- \rightarrow \underbrace{\frac{1}{2}^+ 0^-}_{L=2}$ D-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^- \rightarrow \underbrace{0^+ 0^-}_{L=??}$ Запрещен</p> <p>Итог: Запрещен по j_{qs}</p>
<p>Распад: $\Xi_{b[1/2]}^{**} \rightarrow \Xi_b' \pi$</p> <p>$J^P: \frac{1}{2}^- \rightarrow \underbrace{\frac{1}{2}^+ 0^-}_{L=0}$ S-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^- \rightarrow \underbrace{1^+ 0^-}_{L=0,2}$ S, D-волна</p> <p>Итог: Разрешен в S-волне</p>	<p>Распад: $\Xi_{b[3/2]}^{**} \rightarrow \Xi_b' \pi$</p> <p>$J^P: \frac{3}{2}^- \rightarrow \underbrace{\frac{1}{2}^+ 0^-}_{L=2}$ D-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^- \rightarrow \underbrace{1^+ 0^-}_{L=0,2}$ S, D-волна</p> <p>Итог: Разрешен в D-волне</p>
<p>Распад: $\Xi_{b[1/2]}^{**} \rightarrow \Xi_b^* \pi$</p> <p>$J^P: \frac{1}{2}^- \rightarrow \underbrace{\frac{3}{2}^+ 0^-}_{L=2}$ D-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^- \rightarrow \underbrace{1^+ 0^-}_{L=0,2}$ S, D-волна</p> <p>Итог: Разрешен в D-волне</p>	<p>Распад: $\Xi_{b[3/2]}^{**} \rightarrow \Xi_b^* \pi$</p> <p>$J^P: \frac{3}{2}^- \rightarrow \underbrace{\frac{3}{2}^+ 0^-}_{L=0,2}$ S, D-волна</p> <p>$j_{qs}^P: 1^- \rightarrow \underbrace{1^+ 0^-}_{L=0,2}$ S, D-волна</p> <p>Итог: Разрешен в S, D-волне</p>

Крайне интересно и актуально также сравнить эти выводы с известной [1] ситуацией в секторе очарованных барионов. Как было показано в разделе 1.3.1, расщепление между дублетом состояний с одинаковым j_{qs} пропорционально $\sim 1/m_Q$, поэтому состояния Ξ_c' и Ξ_c^* отличаются по массе примерно на 70 МэВ, т.е. примерно в 3 раза больше, чем их прелестные аналоги — в результате первый изодублет находится сильно ниже самого легкого порога $\Xi_c \pi$ и вынужден

распадается электромагнитно по каналу $\Xi'_c \rightarrow \Xi_c \gamma$, в то время как второй распадается сильно на $\Xi_c \pi^\pm$. Расщепление для P -волнового дублета значительно меньше, около 25 МэВ; при этом оба порога $\Xi'_c \pi$ и $\Xi_c^* \pi$ кинематически доступны для обоих членов этого дублета. В результате, действительно, эти барионы распадаются в соответствии с ожиданиями HQET: распад состояния с $J^P = 1/2^-$ идет через $\Xi'_c \pi^\pm$, а состояния с $J^P = 3/2^-$ — через $\Xi_c^* \pi^\pm$. Для последнего в работе [79] было также показано существование подавленного распада на $\Xi'_c \pi^\pm$, в то время как для состояния с $J^P = 1/2^-$ пика вблизи кинематического порога $\Xi_c^* \pi^\pm$ не наблюдалось. Таким образом, анализ возможных сильных распадов с учетом сохранения J^P , и j_{qs} показывает свою достоверность и дает указания к аналогичным поискам для прелестного сектора, т.е. Ξ_b барионов. Можно также отметить, что эти принципы, вообще говоря, верны и для других тяжелых адронов [1], обсуждение распадов которых выйдет за рамки настоящей работы.

Необходимо еще сделать следующее замечание. С экспериментальной точки зрения при сильных распадах с участием пиона, конечно, наиболее перспективным является заряженный мезон, оставляющий следы в трекаре, где можно измерить его 4-импульс, в то время как восстановление нейтрального π^0 через его распад на два фотона на адронном коллайдере является весьма сложной задачей. Множества мягких фотонов в электромагнитном калориметре приводят к плохому разрешению разрешению и широкому (расплывающемуся) сигналу в инвариантной массе $M(\gamma\gamma)$. Для подавления фона и выделения над ним сигнала приходится требовать достаточно серьезные ограничения по поперечному импульсу фотона $p_T(\gamma)$, что приводит к значительной потере сигнальной статистики. По сути, с учетом текущей чувствительности экспериментов LHC, можно считать распады резонансов тяжелых барионов с участием π^0 практически недоступными. Так как наиболее легкие изодублеты Ξ_b барионов, по-видимому, очень близки к порогам систем с пионом, с учетом изоспинового расщепления это может оказать важное значение на вышеобсужденный анализ возможных распадов, ведь нейтральный пион примерно на 5 МэВ легче заряженного (т.е. и порог $\Xi_b \pi^0$ на столько же меньше порога $\Xi_b \pi^\pm$ и т.д.). При этом, в ситуации, когда резонансу доступны для сильного распада оба изоспиново-сопряженных конечных состояния, то их относительная вероятность в хорошем приближении должна подчиняться коэффициентам Клебша–Гордона [1] по стандартным правилам: так, например, если считать, что Ξ_b^{*0} барион распадается преимущественно на $\Xi_b \pi$, то для вероятностей пе-

рехода в конкретное конечное состояние $\Xi_b^- \pi^+$ или $\Xi_b^0 \pi^0$ можно предположить $\mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+) \approx 2 \mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \pi^0) \approx 2/3$.

1.4.3 Естественная ширина Ξ_b резонансов

Наконец, при обсуждении возможных распадов возникает вопрос о ширине распада. Аналогично тому, как вероятности распадов (branching fraction) складываются суммарно в единицу, у каждого распада есть также так называемая парциальная ширина, сумма которых складывается в полную ширину частицы. В современных экспериментах важен в первую очередь вопрос ширины сильных распадов резонансов тяжелых адронов — их величина по порядку обычно составляет МэВ или даже десятки, сотни МэВ, что делает такую ширину сравнимой с детекторным разрешением или существенно превышает её, в то время как ширина электромагнитных распадов (по порядку существенно меньше МэВ) зачастую находится за пределами экспериментальной чувствительности. На практике, зачастую именно наиболее вероятный сильный распад (т.е. разрешенный по квантовым числам) дает лидирующий вклад в значение полной ширины адрона, позволяя де-факто пренебречь парциальными ширинами всех остальных (подавленных или электромагнитных) распадов.

Крайне важным для определения величины естественной ширины сильного распада является вопрос близости к наиболее вероятному (favoured) порогу, т.е. какой возможный объем фазового пространства доступен для распада — чем ближе масса резонанса к кинематическому порогу, тем меньше его естественная ширина, и наоборот. Так, например, состояния $\Lambda_b(5912)^0$ и $\Lambda_b(5920)^0$, расположенные в примерно 10–20 МэВ от порога $\Lambda_b^0 \pi^+ \pi^-$ имеют ширину < 0.25 МэВ [1], в то время как для резонансов $\Sigma_b^{(*)\pm}$, расположенных в примерно 50(75) МэВ от порога $\Lambda_b^0 \pi^\pm$, ширина была измерена равной около 5(10) МэВ [1]. Еще более тяжелые барионы $\Sigma_b(6097)^\pm$, обнаруженные на расстоянии примерно 340 МэВ от порога, имеют ширину около 30 МэВ [19].

Данные примеры наглядно демонстрируют и дают качественное понимание того, что при экспериментальном изучении легчайших изодублетов Ξ_b барионов, которые по теоретическим предсказаниям весьма близки к кинематическим порогам, они будут выглядеть как узкие резонансы вблизи порога инвариантной массы с естественной шириной не больше нескольких МэВ. При этом более тяжелые состояния, например $2S$ или $1P$ для дублета с $j_{qs} = 1$,

находятся относительно далеко от близких порогов (как показано на Рис. 1.6), и их ширина ожидается более десятка МэВ. Поиск и изучение резонансов с относительно большой естественной шириной существенно более сложен с экспериментальной точки зрения — во-первых, широкий пик сложнее отделить от фона, а во-вторых, несколько широких резонансов могут сливаться в один пик и/или интерферировать.

Обсуждение количественных методов вычисления естественной ширины адрона в теоретических моделях представляется слишком сложным и техническим для обсуждения в рамках настоящего обзора экспериментальной диссертации, поэтому будут лишь приведены основные результаты этих вычислений в литературе для изучаемых в работе состояний Ξ_b^{*0} и $1P$ -дублета Ξ_b^{**} , распадающегося на $\Xi'_b(\Xi_b^*)\pi$. Сводка этих предсказаний представлена в Таблице 4, а на Рис. 1.8 изображен график зависимости ширин $1P$ -дублета от массы этих состояний.

Таблица 4 — Теоретические предсказания для естественной ширины Ξ_b^* и $\Xi_{b[3/2]}^{**}$ барионов.

Работа	$\Gamma(\Xi_b^*)$, МэВ	Работа	$\Gamma(\Xi_{b[3/2]}^{**})$, МэВ
[80]	0.51 ± 0.16	[59]	2.9
[81]	0.85	[67]	0.236–11.5
[82]	0.6	[68]	$\simeq 1.2$ (для $m = 6100$ МэВ)
[83]	1.83–1.85	—	—

В то время как результаты для естественной ширины Ξ_b^{*0} бариона, в целом, дают основания ожидать величину немногим меньше МэВ, предсказания для $\Xi_{b[3/2]}^{**}$ не отличаются большой точностью и лишь приблизительно указывают на масштаб порядка несколько МэВ, а также показывают значимую зависимость от массы.

1.5 Экспериментальная спектроскопия Ξ_b барионов

В завершение обзорной главы, посвященной спектроскопии Ξ_b барионов, необходимо обсудить современный статус различных состояний этого семейства частиц с экспериментальной точки зрения. С 2012 года коллаборации CMS и LHCb на БАК обнаружили 10 новых резонансов, сигналы которых хорошо согласуются с гипотезой, что они являются состояниями Ξ_b барионов. Крайне важно

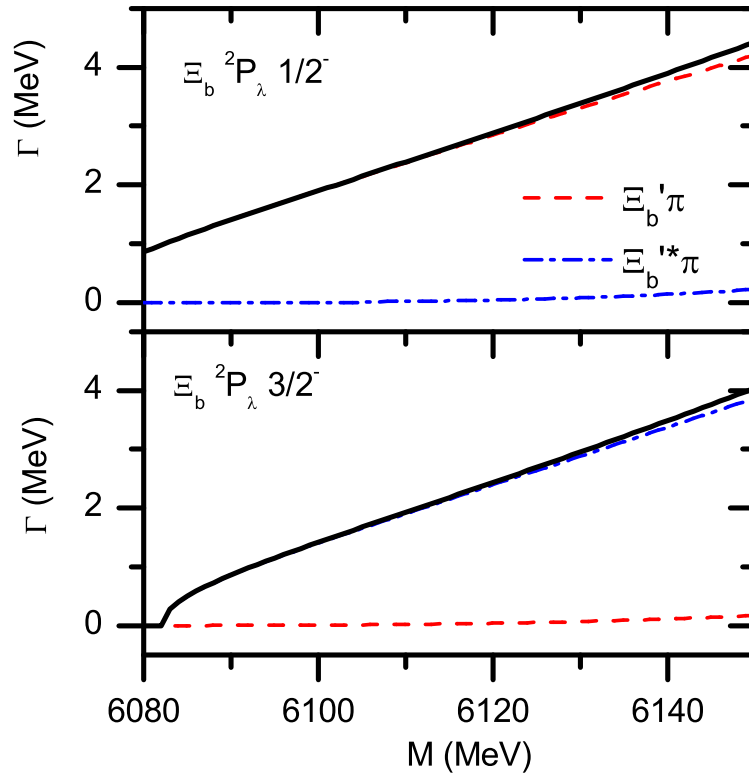


Рисунок 1.8 — График зависимости парциальных и полных ширин P -волновых Ξ_b барионов от их массы, полученный в работе [68] в модели их распада на $\Xi'_b(\Xi_b^*)\pi$.

обсудить их свойства, возможные квантовые числа и попытаться присвоить им место в рамках классификации, которая приводилась в предыдущих подглавах.

1.5.1 Состояния Ξ'_b , Ξ_b^* и Ξ_b^{**}

Первым из Ξ_b резонансов был обнаружен $\Xi_b(5945)^0$ барион в распаде на $\Xi_b^-\pi^+$ в эксперименте CMS в 2012 г. [10], имеющий массу примерно на 15 МэВ выше порога. Позднее (в 2016 г.) коллаборация LHCb подтвердила этот результат [11], а также в 2014 г. исследовала изоспиново-сопряженное конечное состояние $\Xi_b^0\pi^-$, в котором было обнаружено сразу два новых резонанса — состояние $\Xi_b(5935)^-$ у самого порога и состояние $\Xi_b(5955)^-$ в $\simeq 25$ МэВ от порога [12]. Совсем недавно, в 2023 и 2024 годах, оба эксперимента LHCb [23] и CMS [35], соответственно, опубликовали новые результаты по изучению этих резонансов, существенно увеличив сигнальную статистику по сравнению со

своими предыдущими работами. Работа коллаборации CMS [35] была выполнена автором настоящей диссертации и подробно обсуждается в разделе 3.5. На Рис. 1.9 показаны распределения инвариантных масс из последней статьи LHCb [23].

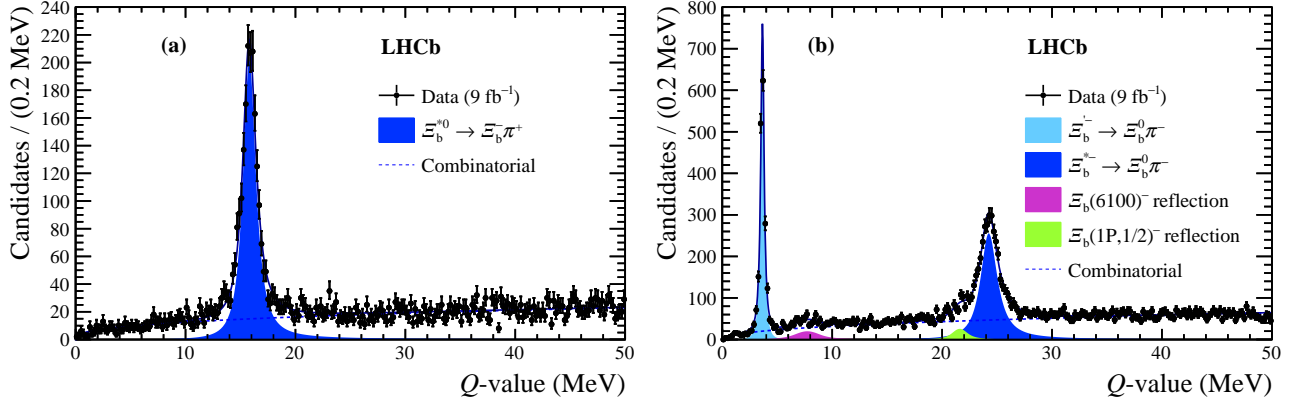


Рисунок 1.9 — Распределения инвариантной массы $\Xi_b^- \pi^+$ (слева) и $\Xi_b^0 \pi^-$ (справа), полученные экспериментом LHCb в работе [23]. Крупные пики соответствуют сигналам Ξ_b^{*0} , $\Xi_b^{\prime-}$ и Ξ_b^{*-} барионов; при этом на правом графике также присутствуют небольшие пики, связанные с отражением от отрицательно заряженного $1P$ -дублета при потере нейтрального пиона.

Обе коллаборации интерпретируют пики однозначно: барион $\Xi_b(5945)^0$ соответствует состоянию Ξ_b^{*0} , а барионы $\Xi_b(5935)^-$ и $\Xi_b(5955)^-$ — состояниям $\Xi_b^{\prime-}$ и Ξ_b^{*-} , соответственно. Это вполне согласуется с теоретическими предсказаниями и феноменологией распадов, которые обсуждались выше. Крайне интересным является то, что в инвариантной массе $\Xi_b^0 \pi^-$ обнаружены оба $\Xi_b^{\prime-}$ и Ξ_b^{*-} резонанса, в то время как в спектре $\Xi_b^- \pi^+$ присутствует только состояние Ξ_b^{*0} (а состояние Ξ_b^0 не было обнаружено). Этот результат связан с изоспиновым расщеплением внутри изодублетов с $j_{qs} = 1$ и основных состояний Ξ_b , для лучшего понимания которого можно обратиться к Рис. 1.10 (слева).

На массовой диаграмме Рис. 1.10 отложены три обнаруженных состояния, а также все 4 возможных порога $\Xi_b \pi$ с учетом изоспинового расщепления и изодублета основного состояния Ξ_b , и изотриплета пионов. Так как d кварк тяжелее u , то при изоспиновом расщеплении Ξ_b отрицательно заряженное состояние тяжелее нейтрального: $m(\Xi_b^-) - m(\Xi_b^0) = 5.9 \pm 0.6$ МэВ [1]; при этом нейтральный пион легче заряженного. Расщепление для изодублета Ξ_b^* уже меньше: $m(\Xi_b^{*-}) - m(\Xi_b^{*0}) = 3.4 \pm 0.6$ МэВ [1], в то время как расщепление между отрицательно заряженными состояниями дублета $J_{\pm} = 1 \pm \frac{1}{2}$ (с $L = 0$)

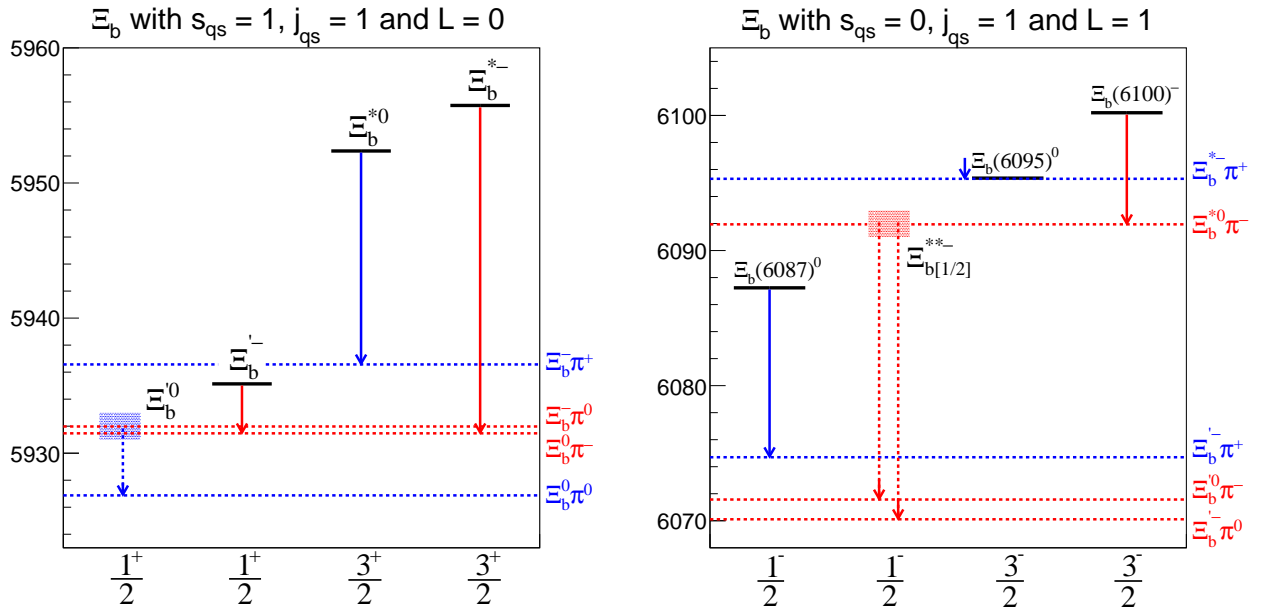


Рисунок 1.10 — Массовые диаграммы для изодублетов Ξ'_b , Ξ_b^* (слева) и двух $1P$ -дублетов (справа). По оси абсцисс отложены спин-четность состояний J^P , по ординате — масса (в МэВ). Горизонтальными черными линиями изображены экспериментально обнаруженные состояния, а пунктирные синий и красный прямоугольники обозначают необнаруженные частицы $\Xi_b^{\prime 0}$ и $\Xi_b^{**-[1/2]}$ в соответствии с ожиданиями. Синими (красными) горизонтальными линиями выделены нейтральные (заряженные) кинематические пороги, как подписано на правой границе графиков, а вертикальными линиями — распады обнаружения этих резонансов (сплошные линии) или наиболее вероятные распады в эти конечные состояния (пунктирные линии).

составляет $m(\Xi_b^{*-}) - m(\Xi_b^{\prime -}) = 20.61 \pm 0.03$ МэВ [1]. В теоретических моделях, предсказывающих спектр возбужденных состояний, обычно не предполагается какого-то различия между свойствами изоспиновых партнеров, поэтому естественно предположить, что расщепление между нейтральными состояниями дублета $J_{\pm} = 1 \pm \frac{1}{2}$ должно иметь такую же величину; в таком случае ожидаемую массу состояния $\Xi_b^{\prime 0}$ можно найти как $m(\Xi_b^{\prime 0}) = m(\Xi_b^{*0}) - [m(\Xi_b^{*-}) - m(\Xi_b^{\prime -})] = 5931.8 \pm 0.6$ МэВ. Этот же результат можно получить из предположения, что расщепление между членами изодублета Ξ'_b примерно равно расщеплению для Ξ_b^* , тогда масса $\Xi_b^{\prime 0}$ будет равна $m(\Xi_b^{\prime 0}) = m(\Xi_b^{\prime -}) - [m(\Xi_b^{*-}) - m(\Xi_b^{*0})] = m(\Xi_b^{*0}) - [m(\Xi_b^{*-}) - m(\Xi_b^{\prime -})]$, т.е. то же самое. Таким образом, $\Xi_b^{\prime 0}$ должен иметь массу в диапазоне 5931–5933 МэВ, как показано на Рис. 1.10 (слева) пунктирным синим прямоугольником. Так как порог системы $\Xi_b^- \pi^+$ равен 5936.6 ± 0.6 МэВ [1],

то сильный распад $\Xi_b^{\prime 0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ невозможен, в то время как его более тяжелый изопартнер $\Xi_b^{\prime -}$ находится выше более низкого порога $\Xi_b^0 \pi^-$. Именно это объясняет, почему в одном конечном состоянии был обнаружен только один пик, а в изоспиново-сопряженным — сразу два. Стоит отметить, при этом, что порог системы $\Xi_b^0 \pi^0$ равен 5926.9 ± 0.6 МэВ [1] — тогда наиболее ожидаемым распадом $\Xi_b^{\prime 0}$ является именно переход в это конечное состояние с нейтральным пионом. Если же масса $\Xi_b^{\prime 0}$ по каким-то (крайне маловероятным причинам) окажется меньше и этого порога, то единственным возможным распадом будет электромагнитный на $\Xi_b^0 \gamma$. Данная ситуация существенно отличается от аналогов в очарованном секторе — в то время как оба бариона изодублета Ξ_c' существенно ниже порогов $\Xi_c \pi$ и могут распадаться только электромагнитно, то, по-видимому, оба члена изодублета Ξ_b' распадаются сильно с участием пиона, причем более тяжелому $\Xi_b^{\prime -}$ доступны переходы и с заряженным, и с нейтральным пионом, а более легкому $\Xi_b^{\prime 0}$ — только с нейтральным, что препятствует его экспериментальному обнаружению. Эти рассуждения легко иллюстрируются тем же Рис. 1.10.

Как было показано в предыдущих разделах, по аналогии с очарованным сектором, Ξ_b' и Ξ_b^* барионы важны для дальнейшего поиска следующих изодублетов — $1P$ -волновых возбуждений Ξ_b^{**} , распадающихся на $\Xi_b' \pi$ и $\Xi_b^* \pi$. В 2021 г. коллаборация CMS заявила о первом обнаружении $\Xi_b(6100)^-$ бариона в инвариантной массе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ с участием промежуточного распада Ξ_b^{*0} , т.е. восстановив цепочку распадов $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^{*0} \pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ и интерпретируя это состояние как $1P$ с $J^P = 3/2^-$ [22]. Эта работа также была выполнена автором настоящей диссертации и подробно описана в подглаве 3.6. В 2023 г. коллаборация LHCb, используя полученными ими сигналы состояний Ξ_b^{*0} , $\Xi_b^{\prime -}$ и Ξ_b^{*-} , как было обсуждено выше, подтвердила обнаружение $\Xi_b(6100)^-$ бариона в распаде на $\Xi_b^{*0} \pi^-$, а также обнаружила два новых резонанса: $\Xi_b(6095)^0$ и $\Xi_b(6087)^0$ в инвариантной массе $\Xi_b^{*-} \pi^+$ и $\Xi_b^{\prime -} \pi^+$, соответственно, интерпретируя первое состояние как изоспинового партнера $\Xi_b(6100)^-$ с $J^P = 3/2^-$, а второе — как $1P$ возбуждение с $J^P = 1/2^-$ [23]. Эти результаты изображены в виде массовой диаграммы на Рис. 1.10 (справа), вместе с массовыми порогами систем $\Xi_b' \pi$ и $\Xi_b^* \pi$. Обнаруженные экспериментами CMS и LHCb состояния и их цепочки распадов находятся в полном соответствии с ожиданиями из теории и аналогов в очарованном секторе — каждая частица из $1P$ -дублетов распадается на ту, которая наиболее подходит ей по квантовым числам. Коллаборация LHCb также проверяла, что в случае вето на массовые окна промежуточных сигналов Ξ_b^* или

Ξ'_b , сигналы от Ξ_b^{*-} оказывались совместимы с нулем [23], подтверждая предполагаемые квантовые числа этих состояний. Интересно также, что измеренная на ЛНСб масса $m(\Xi_b(6095)^0) = 6095.4 \pm 0.5$ МэВ лишь на десятую долю МэВа выше порога системы $\Xi_b^{*-}\pi^+$, который составляет 6095.3 ± 0.5 МэВ — по-видимому, нам крайне «повезло», что в природе массы оказались именно такими, чтобы обнаружение этого резонанса оказалось возможным.

Последний необнаруженный резонанс из числа $1P$ -возбуждений, состояние $\Xi_{b[1/2]}^{*-}$, должен распадаться преимущественно на $\Xi_b^0\pi^-$ либо $\Xi_b^-\pi^0$; однако, так как последняя частица не обнаружена по вышеобсужденным причинам, то и экспериментальный поиск $\Xi_{b[1/2]}^{*-}$ представляется весьма затруднительным. В целом, как показано в Таблице 3, возможен также распад и на $\Xi_b^0\pi^-$, хотя он и будет сильно подавлен в D -волне, при условии, что он находится выше порога этой системы. Пользуясь рассуждениями, аналогичными для предсказания массы Ξ_b^0 , можно предположить, что масса $\Xi_{b[1/2]}^{*-}$ бариона должна составлять примерно $m(\Xi_{b[1/2]}^{*-}) = m(\Xi_b(6100)^-) - [m(\Xi_b(6095)^0) - m(\Xi_b(6087)^0)] = 6092.1 \pm 0.6$ МэВ [1], в то время как порог $\Xi_b^0\pi^-$ равен 6091.9 ± 0.6 МэВ. С учетом плохой доступности π^0 для подобных поисков, вопрос с обнаружением Ξ_b^0 и $\Xi_{b[1/2]}^{*-}$ (в том числе в системе $\Xi_b^0\pi^-$ на большой статистике) представляется весьма интересным испытанием для экспериментов БАК в будущем и, безусловно, является крайне актуальной задачей, выполнение которой позволит подтвердить наши представления об устройстве спектра легчайших изодублетов Ξ_b барионов.

Стоит также отметить, что в работе 2023 г. [23] коллаборация ЛНСб заявила о косвенных указаниях на существование $\Xi_{b[1/2]}^{*-}$ — в частности, в спектре инвариантной массы $\Xi_b^0\pi^-$ было обнаружено два небольших пика, названных «отражениями» от распадов $1P$ резонансов, как показано на Рис. 1.9 (справа). С учетом результатов изучения этих сигналов на данных компьютерного моделирования, в работе ЛНСб предполагается, что эти пики соответствуют частично-восстановленным распадам $\Xi_b(6100)^- \rightarrow \Xi_b^0\pi^- \rightarrow \Xi_b^0\pi^0\pi^-$ и $\Xi_{b[1/2]}^{*-} \rightarrow \Xi_b^-\pi^0 \rightarrow \Xi_b^0\pi^-\pi^0$ с потерянными нейтральными пионами. Хотя данный метод и крайней небольшая статистика этих сигналов не позволяют сделать надежных выводов, даже такой результат является важным шагом к подтверждению справедливости модели спектроскопии Ξ_b барионов.

1.5.2 Более тяжелые Ξ_b резонансы

Помимо наиболее легких изодублетов Ξ_b барионов, коллаборация LHCb обнаружила также несколько более тяжелых резонансов.

В 2018 г., используя метод разности масс для частично восстановленных полулептонных распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- X$ и $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \mu^- X$ (где X обозначает недектируемые частицы, т.е. нейтрино или невосстановленные адроны), а также полностью восстановленного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, в эксперименте LHCb был обнаружен достаточно широкий резонанс $\Xi_b(6227)^-$ сразу в двух конечных состояниях: $\Lambda_b^0 K^-$ и $\Xi_b^0 \pi^-$ [17]. Через 3 года LHCb заявили также об обнаружении изопартнера для этого состояния в распаде $\Xi_b(6227)^0 \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ [18], а также подтвердили свой предыдущий результат с использованием бóльшей сигнальной статистики. Квантовые числа этих состояний намного менее очевидны по сравнению с легчайшими изодублетами — так, например, из Рис. 1.6 следует, что и $2S$ возбуждение основного состояния Ξ_b бариона, и $1P$ возбуждения для Ξ_b бариона с $s_{qs} = 1$ достаточно близки по массе к $\Xi_b(6227)$ изодублету. Возможно также, что обнаруженные сигналы являются на самом деле суперпозицией и/или интерференцией пиков от сразу нескольких состояний. Однако, в целом, весьма правдоподобной выглядит гипотеза о том, что этот изодублет является $1P$ -резонансом для состояния с изначальным $s_{qs} = 1$ и имеет спин-четность $J^P = 3/2^-$ или $5/2^-$ с $j_{qs} = 2$ (например, согласно работе [59]). Действительно, так как распад $1^- \rightarrow 0^- 0^+$ запрещен, то $\Xi_b(6227)$ не может иметь $j_{qs} = 1$; хотя распад с $j = 0$ тоже возможен, он, по-видимому, должен иметь меньшую ширину (согласно той же работе [59]).

В 2021 г. коллаборация LHCb сообщила об обнаружении еще двух Ξ_b^0 резонансов в инвариантной массе $\Lambda_b^0 K^- \pi^+ - \Xi_b(6327)^0$ и $\Xi_b(6333)^0$ [21]. Масса этих состояний крайне близка к порогу $\Sigma_b^{(*)} K$, причем резонанс $\Xi_b(6327)^0$ распадается преимущественно на $\Sigma_b^+ K^-$, в то время как для $\Xi_b(6333)^0$ около половины распадов идет через $\Sigma_b^{*+} K^-$, а вторая половина — нерезонансно на $\Lambda_b^0 K^- \pi^+$. Данное поведение свидетельствует о том, что обнаруженные пики могут являться $1D$ дублетом основного состояния Ξ_b^0 и имеют спин-четность $3/2^+$ и $5/2^+$, т.е. $L = 2$ между легким дикварком и b -кварком. В самом деле, распад для $\Xi_b(6327)^0$ идет в P -волне по схеме $3/2^+ \rightarrow \underbrace{1/2^+ 0^-}_{L=1}$, $2^+ \rightarrow \underbrace{1^+ 0^-}_{L=1}$, и аналогично в P -волне возможен и распад $\Xi_b(6333)^0$ как $5/2^+ \rightarrow \underbrace{3/2^+ 0^-}_{L=1}$, $2^+ \rightarrow \underbrace{1^+ 0^-}_{L=1}$. Масса этих состояний,

как показано на Рис. 1.6, также согласуется с теоретическими предсказаниям для $1D$ дублета. Крайне интересной, но вряд ли возможной в скором времени представляется задача по поиску изоспиново-сопряженного партнеров для этих состояний — относительно доступный для экспериментального восстановления канал $\Sigma_b^{(*)+} K_s^0 \rightarrow \Lambda_b^0 K_s^0 \pi^-$ (т.е. с заменой заряженного каона на нейтральный) не подходит по ароматам легких кварков, а восстановление $\Sigma_b^{(*)0} \pi^-$ крайне сложно, ведь Σ_b^0 барион до сих не обнаружен из-за необходимости нейтральной моды восстановления через π^0 либо γ .

Подытоживая обсуждение современного статуса семейства Ξ_b барионов, в Таблице 5 собрана информация обо всех известных в настоящий момент состояниях Ξ_b , которые были обсуждены в этой подглаве. Важно отметить, что ни у одного прелестного бариона в целом не были измерены в эксперименте какие-либо квантовые числа; те, что показаны в таблице, являются лишь предположениями кварковой модели и HQET, поэтому весьма актуальной задачей для экспериментов БАК на ближайшие годы является не только поиск новых состояний, но и точное измерение квантовых чисел и, возможно, каких-то других параметров для уже обнаруженных барионов.

Таблица 5 — Состояния и свойства семейства Ξ_b барионов. Масса и естественная ширина приведены в МэВ.

Барион	M	Γ	j_{qs}	J^P	Обнаружение
Ξ_b^0	5791.9 ± 0.5	—	0	$1/2^+$	$\Xi_c^+ \pi^-$, CDF (2011) [6]
Ξ_b^-	5797.0 ± 0.5	—	0	$1/2^+$	$J/\psi \Xi^-$, D0 (2007) [4]
$\Xi_b'^0$	5931–5933 ??	???	1	$1/2^+$	—
$\Xi_b'^-$	5935.1 ± 0.5	< 0.05	1	$1/2^+$	$\Xi_b^0 \pi^-$, LHCb (2014) [12]
Ξ_b^{*0}	5952.3 ± 0.6	0.87 ± 0.08	1	$3/2^+$	$\Xi_b^- \pi^+$, CMS (2012) [10]
Ξ_b^{*-}	5955.7 ± 0.5	1.43 ± 0.11	1	$3/2^+$	$\Xi_b^0 \pi^-$, LHCb (2014) [12]
$\Xi_b(6087)^-$	6087.2 ± 0.5	2.4 ± 0.5	1	$3/2^-$	$\Xi_b^{*-} \pi^-$, LHCb (2023) [23]
$\Xi_{b[1/2]}^{*-}$	6091–6093 ??	???	1	$1/2^-$	—
$\Xi_b(6095)^0$	6095.3 ± 0.5	0.50 ± 0.35	1	$3/2^-$	$\Xi_b^{*-} \pi^-$, LHCb (2023) [23]
$\Xi_b(6100)^-$	6099.8 ± 0.6	0.94 ± 0.31	1	$3/2^-$	$\Xi_b^{*0} \pi^-$, CMS (2021) [22]
$\Xi_b(6227)^0$	6227.1 ± 1.6	18.6 ± 5.2	2?	$3/2^-?$	$\Xi_b^- \pi^+$, LHCb (2020) [18]
$\Xi_b(6227)^-$	6227.9 ± 0.9	19.9 ± 2.6	2?	$3/2^-?$	$\Xi_b^0 \pi^- / \Lambda_b^0 K^-$, LHCb (2018) [17]
$\Xi_b(6327)^0$	6327.28 ± 0.35	< 2.6	2?	$3/2^+?$	$\Lambda_b^0 K^- \pi^+$, LHCb (2021) [21]
$\Xi_b(6333)^0$	6332.69 ± 0.29	< 1.6	2?	$5/2^+?$	$\Lambda_b^0 K^- \pi^+$, LHCb (2021) [21]

Глава 2. Эксперимент CMS на Большом адронном коллайдере

Настоящая диссертация выполнена на экспериментальных данных, набранных экспериментом CMS на Большом адронном коллайдере. В данной главе приводится описание этого детектора и различных его подсистем.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC) [84] — самая крупная и мощная экспериментальная установка, когда-либо построенная учеными. Он расположен в ускорительном комплексе ЦЕРН (Европейская организация ядерных исследований, Женева, Швейцария). Большой адронный коллайдер представляет собой кольцевой ускоритель длиной 26.7 км. Он расположен под землей на глубине около 100 метров и предназначен для ускорения с последующим столкновением встречных пучков протонов. Энергия пучка в системе центра инерции (СЦИ) достигает $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, а светимость составляет порядка 10^{34} см⁻²с⁻¹. Также на БАК сталкивают тяжелые ионы. Подробная схема ускорительного комплекса приведена на Рис. 2.1.

Чтобы разогнать протоны до такой рекордной энергии, ускорение выполняется в несколько этапов. Сначала они выделяются при ионизации атомов водорода с помощью сильного электрического поля, затем попадают в линейный ускоритель LINAC 2, ускоряющий их до 50 МэВ. После этого пучок инжектируется в бустер протонного синхротрона (PSB), в котором частицы делятся на 12 сгустков, каждый из которых содержит примерно 10^{11} протонов. В PSB происходит ускорение сгустков до энергии 1.4 ТэВ, причем интервал между сгустками — 25 или 50 нс. Далее сгустки попадают в протонный синхротрон (PS, ускоряет до 25 ТэВ) и затем в протонный суперсинхротрон (SPS, ускоряет до 450 ТэВ). После этого пучки попадают в две кольцевые трубки БАК, где они движутся в противоположных направлениях. Протоны удерживаются на кольцевой траектории с помощью сверхпроводящих магнитов. После полного заполнения трубок (длиной 27 км) энергия пучка повышается до 6.5 ТэВ на протон (для СЦИ

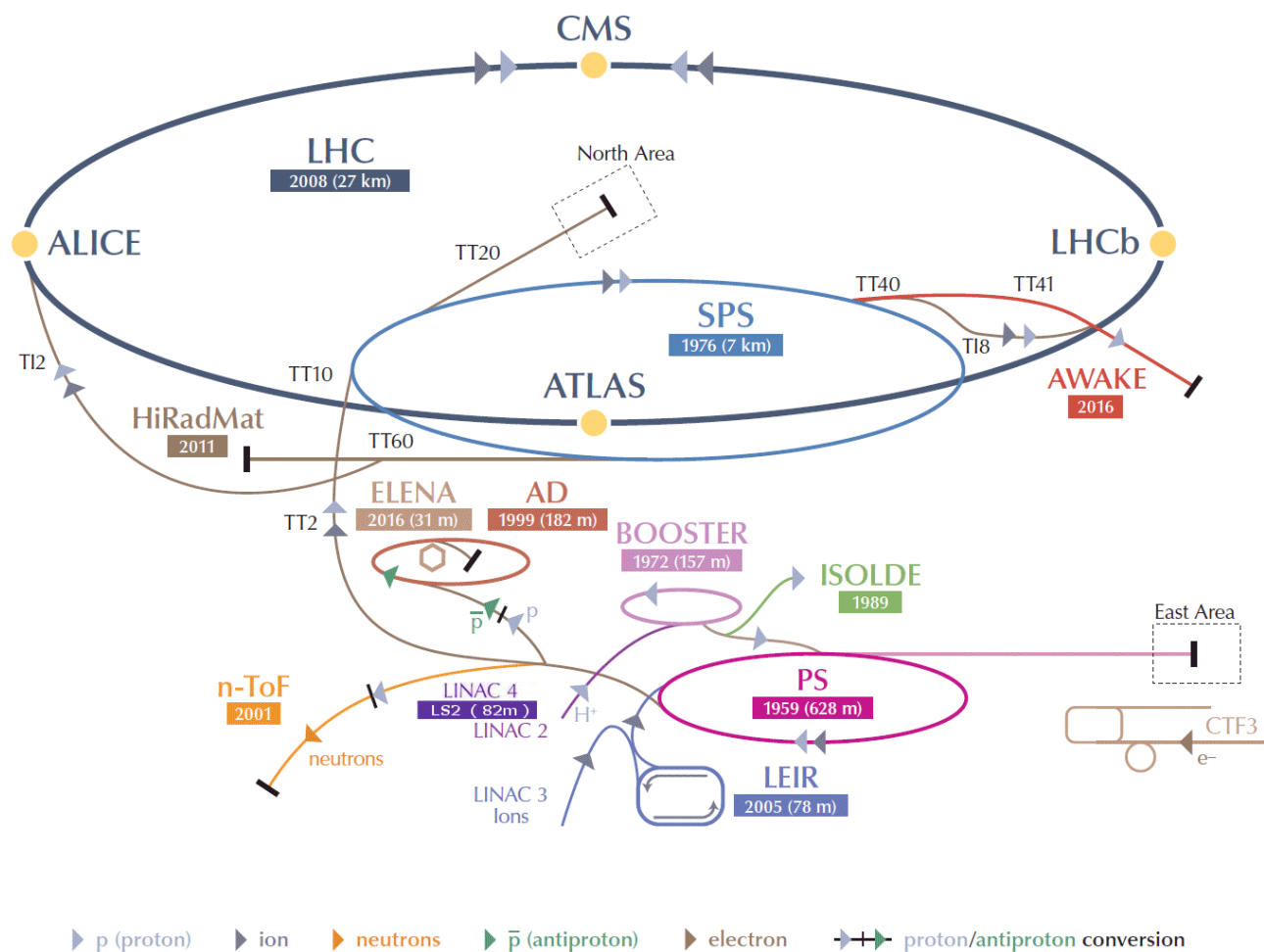


Рисунок 2.1 — Схема ускорительного комплекса ЦЕРН.

$\sqrt{s} = 13$ ТэВ). Затем встречные пучки фокусируются для столкновений, происходящих в 4 точках, вокруг которых и расположены большие детекторы БАК: ATLAS, CMS, LHCb и ALICE. Эксперименты ATLAS и CMS являются установками «общего назначения» и были предназначены для поиска бозона Хиггса и иных различных проверок Стандартной модели, а также потенциального поиска различных эффектов и частиц Новой физики. Детектор ALICE спроектирован в первую очередь для изучения кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов, а LHCb нацелен на изучение физики тяжелых ароматов и изучение CP-нарушения.

История эксплуатации БАК естественным образом разбивается на различные периоды набора данных, называемых Runs («пробеги»). Опишем их вкратце для основных протонных столкновений, опуская детали про тяжелые ионы, не имеющие отношения к теме диссертации. Первый сеанс набора данных, или же Run-1, по сути проходил в 2009-2012 годах, причем практически вся стати-

стика была набрана в 2011 году с энергией в СЦИ $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (соответствует 5 фбн^{-1} интегральной светимости) и в 2012 году на энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (почти 20 фбн^{-1}). Далее в 2013–2014 году проходила модернизация коллайдера и его экспериментов (так называемый Long Shutdown 1, LS1, т.е. «долгая остановка»). В 2015 году начался второй сеанс Run-2 на энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, причем в 2015 году в pp -столкновениях было набрано менее 5 фбн^{-1} из-за необходимости проведения различных длительных калибровок и других настроек эксперимента на новой энергии после длительного простоя. Однако за следующие 3 года работы, 2016–2018 было набрано порядка 140 фбн^{-1} , т.е. более чем в 5 раз увеличив статистику Run-1. Именно этот набор данных и используется в настоящей работе, причем можно уточнить, что 2016 год соответствует статистике (для детектора CMS) примерно 37 фбн^{-1} , 2017 — 42 фбн^{-1} , 2018 — 61 фбн^{-1} .

В момент представления настоящей диссертации к защите (2024 год) активно идёт Run-3 на еще более высокой энергии в СЦИ $\sqrt{s} = 13.6$ ТэВ, который начался в 2022 году после периода LS2, длившегося с 2019 по 2021 годы. За 2022–2023 годы набрано почти 70 фбн^{-1} статистики протонных столкновений, и к концу Run-3 ожидается набрать более 250 фбн^{-1} . Далее в ходе LS3 запланирована еще более масштабная модернизация, после которой в 2029–2030 годах коллайдер должен заработать на значительно большей светимости — данный проект называется High-Luminosity Large Hadron Collider, HL-LHC [85], и к 2040-ым годам ожидается получить суммарную интегральную светимость более 3000 фбн^{-1} , т.е. примерно в 15 раз больше набранной сейчас статистики. Это, безусловно, вселяет надежды на перспективы дальнейших исследований самых разнообразных тем в рамках экспериментов БАК.

2.2 Установка CMS

Детектор CMS (Compact Muon Solenoid, т.е. «компактный мюонный соленоид») — многоцелевая экспериментальная установка, подробное описание которой можно найти в [86]. Его именными особенностями являются компактность (28.7 м длины, диаметр 15 м, и вес — 14 000 тонн) по сравнению с ATLAS, а также превосходная система идентификации и измерения импульсов мюонов. Высокое качество определения импульсов обеспечивает сверхпроводящий соленоид с напряженностью магнитного поля 3.8 Тл.

CMS DETECTOR

Total weight : 14,000 tonnes
 Overall diameter : 15.0 m
 Overall length : 28.7 m
 Magnetic field : 3.8 T

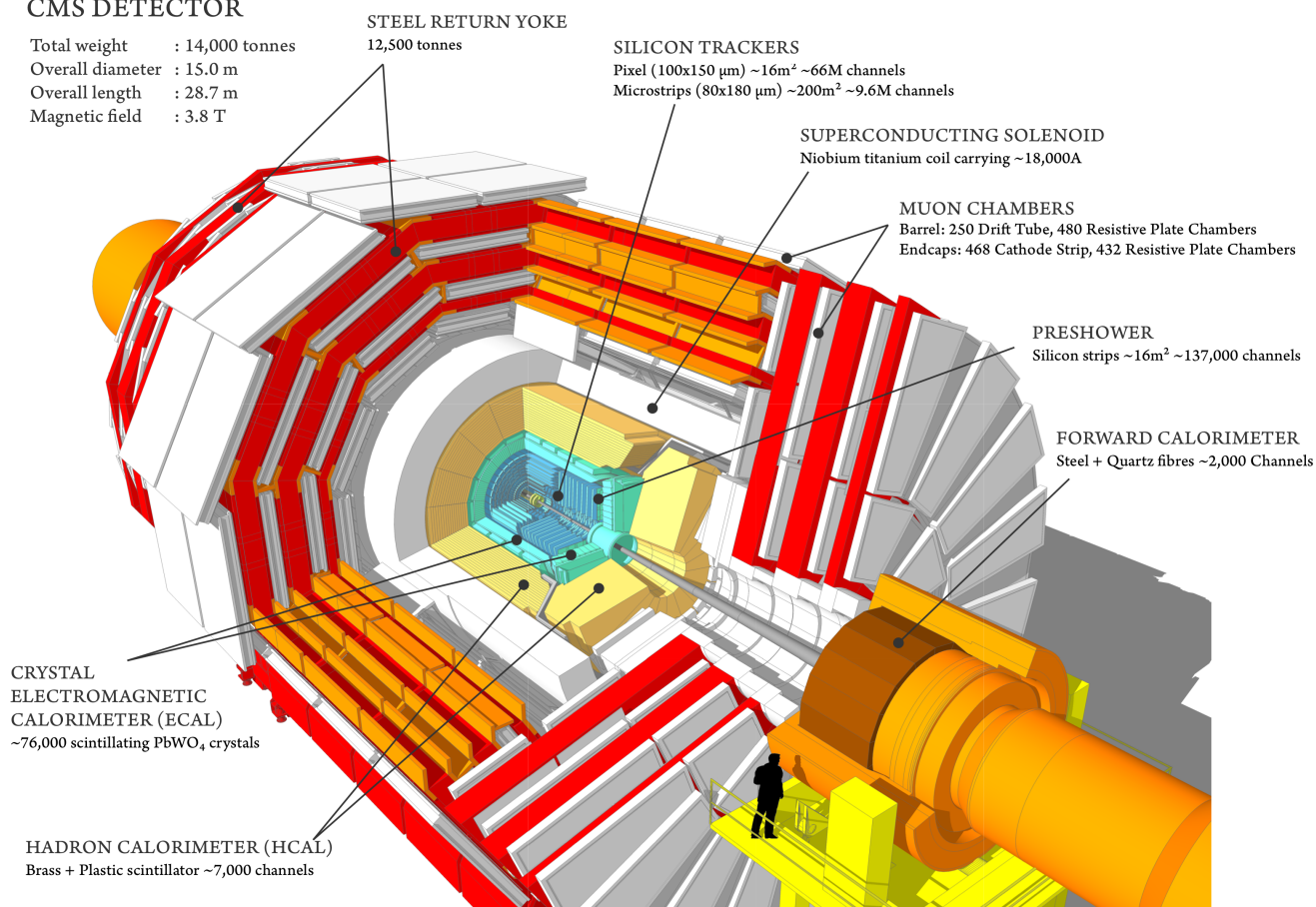


Рисунок 2.2 — Схематический вид слоев детектора CMS.

Схематическое изображение детектора представлено на Рис. ???. В целом CMS выглядит как цилиндр, состоящий из множества слоев различных подсистем, закрытый в торцах другими слоями в форме дисков. Наиболее внутренним слоем является трековая система («трекер», т.е. определитель траекторий-«треков» заряженных частиц), далее идут электромагнитный и адронный калориметры, измеряющие энергии, затем — непосредственно соленоид, и за ним — мюонная система.

Система координат, используемая на CMS, представляет собой правую тройку, где ось x направлена к центру БАК вдоль радиуса его кольца, y — вверх, а z — вдоль оси пучка, причем начало координат находится в центре установки в месте столкновения протонов. Вдоль оси z направлено и магнитное поле, которое искривляет траектории заряженных частиц. Поэтому особую роль в CMS играет поперечная плоскость (x, y) , в которой определены поперечные импульс p_T и энергия E_T , а также цилиндрические координаты: радиус r (расстояние от оси пучка) и азимутальный угол ϕ (определяемый через $\text{tg } \phi = \frac{y}{x}$). Вместо

полярного угла θ (измеряемого от положительного направления z) обычно используется псевдобыстрота $\eta = -\ln(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2})$, разница которых для двух частиц является Лоренц-инвариантной. Перед подробным описанием различных подсистем стоит также отметить, что на CMS в каждом столкновении протонных пучков происходит несколько десятков протон-протонных столкновений (около 30–35 в период работы Run-2). Это явление называется *pileup*.

2.3 Трековая система

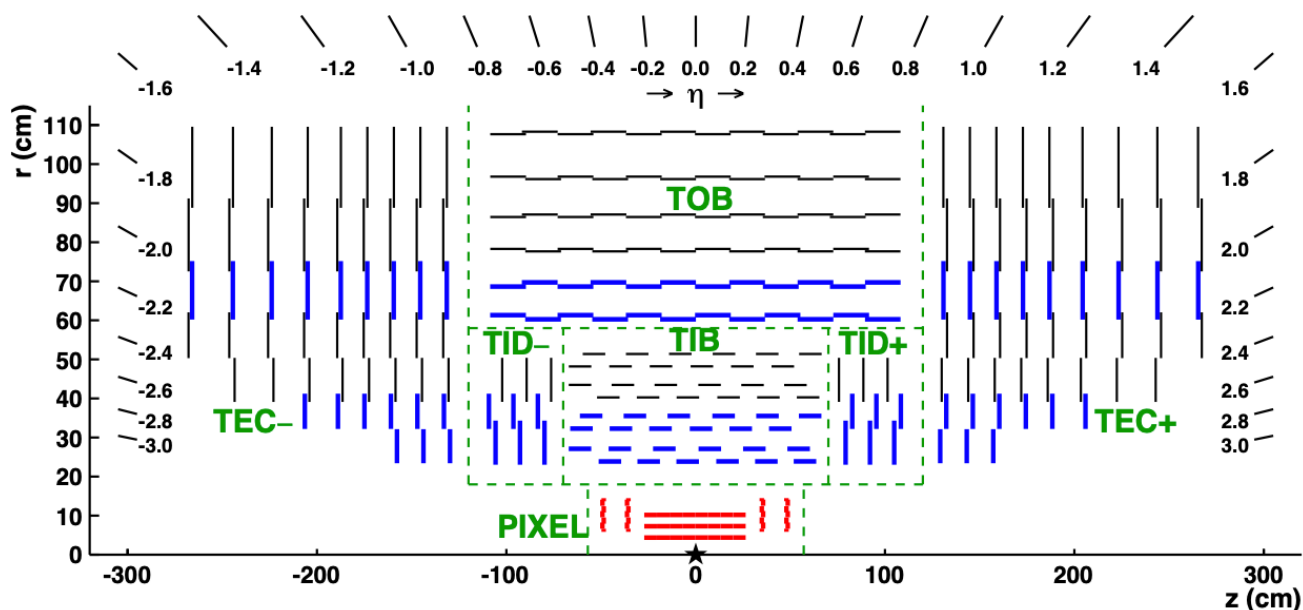


Рисунок 2.3 — Схематический вид сечения трековой системы детектора CMS в плоскости r – z .

Трековая система (трекер) — одна из важнейших частей детектора в целом и в рамках настоящей работы в частности. Она расположена наиболее близко к области столкновения протон-протонных пучков и предназначена для точного и эффективного восстановления траекторий движения заряженных адронов и лептонов и измерению их импульсов, благодаря отклонению таких частиц в магнитном поле детектора.

Схематичное изображение трекера представлено на Рис. 2.3. Его длина составляет 5.8 м, диаметр — 2.5 м, а угловое покрытие соответствует диапазону $|\eta| < 2.5$. С учетом высокой светимости БАК, в среднем трекер должен обрабатывать порядка тысячи частиц из десятков столкновений (*pileup*) каждые 25 нс, поэтому к нему предъявляются требования высокой гранулярности и быстрого

отклика, чтобы корректно определить траекторию треков и те первичные вершины (далее — ПВ), которым они принадлежат. С другой стороны, необходимо минимизировать количество вещества, через которое проходят треки, во избежание различных потерь, множественного рассеяния, тормозного излучения и конверсии фотонов. Также трекер должен обладать радиационной стойкостью. В качестве компромисса, удовлетворяющего всему этому, был выбран кремниевый детектор из двух частей: внутреннего пиксельного и полоскового вокруг него. 66 миллионов пикселей в 1440 модулях и 15148 стриповых детекторов, составляющие активную площадь примерно 200 м^2 , делают трековую систему CMS крупнейшим кремниевым детектором из когда-либо созданных.

Реконструкция треков (траекторий) осуществляется через следы и сигналы, которые оставляют в кремниевых сенсорах пролетающие заряженные частицы (они обычно называются «хитами», «хит» от английского hit — «удар»). Вначале решается задача о выделении непосредственно отдельных хитов и их кластеров и определения их координат на основании срабатываний электроники, далее из полученных хитов восстанавливаются уже треки. Для этого используется достаточно сложное программное обеспечение, называемое Combinatorial Track Finder (CFT) и являющееся адаптацией алгоритма Калмана, подробное описание которого приведено в [87]. По сути, оно осуществляет итеративную процедуру, заключающуюся в том, что сначала восстанавливаются те треки, которые легче всего найти — например, имеющие относительно высокий p_T , близость к ПВ и т.д. После каждой итерации, ассоциированные с уже реконструированными треками хиты удаляются из алгоритма поиска, и процедура повторяется, тем самым существенно уменьшая комбинаторную сложность и позволяя восстанавливать всё более и более сложные треки (с небольшим p_T , значимо отделенные от ПВ), до тех пор, пока на последнем шаге не будет добавлено новых трековых кандидатов. В совокупности это существенно увеличивает эффективность реконструкции треков.

В целом каждая итерация состоит из следующих 4 этапов:

- Грубая генерация примерной траектории трека и её погрешности, а также источника трека на основе всего нескольких (2–3) хитов.
- Нахождение трека с использованием фильтра Калмана. А именно, производится экстраполяция трека из его источника вдоль предполагаемой траектории, и в процессе производится поиск дополнительных хитов, которые могли бы быть ассоциированы с трековым кандидатом.

- Далее происходит аппроксимация треков, в процессе которой подбирается наилучшее значение параметров каждой траектории с помощью фильтра Калмана, а также производится сглаживание траектории с использованием алгоритма Рунге-Кутты.
- На последнем этапе происходит отбор восстановленных треков и установка их соответствия различным критериям качества (так называемые «флаги чистоты», или *purity quality flags*). Треки, которые не прошли определенные критерии (например, имеют низкое качество χ^2/n_{dof} при аппроксимации), отбрасываются из числа кандидатов.

Рассмотрим немного подробнее эти критерии качества, которые по итогам процедуры реконструкции присваиваются каждому треку. Они классифицируют чистоту восстановления трека по минимальному числу слоев трековой системы, в которых треки имеют ассоциированные с ними хиты, в зависимости от итерации и различных параметров трека (в том числе p_T , степень отделенности от ПВ и др.). Наиболее низкое (минимальное) качество, или *loose-purity* («рыхлая» чистота), позволяет отобрать даже весьма «мягкие» треки (опускаясь по p_T вплоть до 0.1–0.2 ГэВ)¹, которые смогли пройти относительно небольшое число слоёв трекера. При таком флаге, естественно, повышается эффективность восстановления треков, но и увеличивается вероятность *fake rate*, т.е. реконструкции «ложного» трека по случайным хитам. Далее идут (в порядке возрастания качества) критерии *tight-purity* («строгая» чистота) и *high-purity* («высокая» чистота), которые имеют более сильные требования к числу пройденных слоёв и обеспечивают достаточно надёжное восстановление трека. Флаг *high-purity* является критерием по умолчанию для проведения физических анализов в CMS; однако в некоторых случаях, как для мягких треков в настоящей диссертации, применяются и более слабые критерии для увеличения эффективности.

В целом в процессе реконструкции треков в среднем проводится порядка 10 высокоточных измерений положений каждой частицы: 4 в пиксельном и 6 в полосковом. Знание траекторий треков дает возможность восстанавливать как первичные (от *pp*-столкновений), так и вторичных (от распадов долгоживущих частиц) вершины. Так, реконструкция ПВ производится посредством кластеризации треков и их аппроксимации в одну точку для каждого события. При этом

¹Здесь и далее треки, соответствующие заряженным адронам с небольшим p_T , будут называться «мягкими» (*soft*), а те, которые имеют большой p_T — «жесткими» (*hard*)

пространственное разрешение координат ПВ составляет от 10 до 25 мкм в зависимости от числа треков, образующих вершину.

После восстановления заряженного трека, его можно классифицировать как мюон (по отклику в мюонных камерах), электрон (по отклику электромагнитного калориметра и отсутствию сигнала в адронном калориметре) или заряженный адрон (в остальных случаях, т.е. при наличии откликов в обоих электромагнитном и адронном калориметрах). При этом для заряженных адронов в детекторе CMS отсутствуют системы идентификации, т.е. невозможно различить пионы, каоны и протоны, поэтому трекам присваиваются предполагаемые массовые гипотезы, после чего с помощью критериев отбора подавляется (насколько это возможно) фон от кандидатов с неправильной гипотезой.

Отдельно можно также выделить реконструкцию так называемых $V0$ -кандидатов, описанную в работе [88]. Этим термином называются долгоживущие ($c\tau > 1$ см) частицы, (вторичная) вершина распада представляет два исходящих трека в форме буквы V с суммарным нулевым зарядом, а именно — $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Коллекция таких частиц формируется в результате отбора двух треков, формирующих значимо удаленную от точки pp -столкновений вершину с выполнением некоторых требований на качество кинематического фита такой вершины и параметров трека; также инвариантная масса $V0$ -кандидата должна быть близка к табличной массе K_S^0 или Λ . При реконструкции K_S^0 , обоим трекам присваивается массовая гипотеза пиона, а в случае Λ из-за отсутствия идентификации трек с наибольшим импульсом считается протоном, а второй — пионом; в работе [88] была показана высокая эффективность такого подхода.

В настоящей диссертации активно используется трековая система: в каждом событии есть минимум один адронный трек, а также Λ из коллекции $V0$. Помимо этого, трекер имеет важное значение для формирования коллекции мюонов, о чем изложено в подглаве 2.6.

2.4 Электромагнитный калориметр

Следующий за трекером слой детектора CMS — это электромагнитный калориметр (ECAL). Он является гомогенным (т.е. активное вещество является и поглотителем) и изготовлен из 61 200 кристаллов вольфрамата свинца ($PbWO_4$)

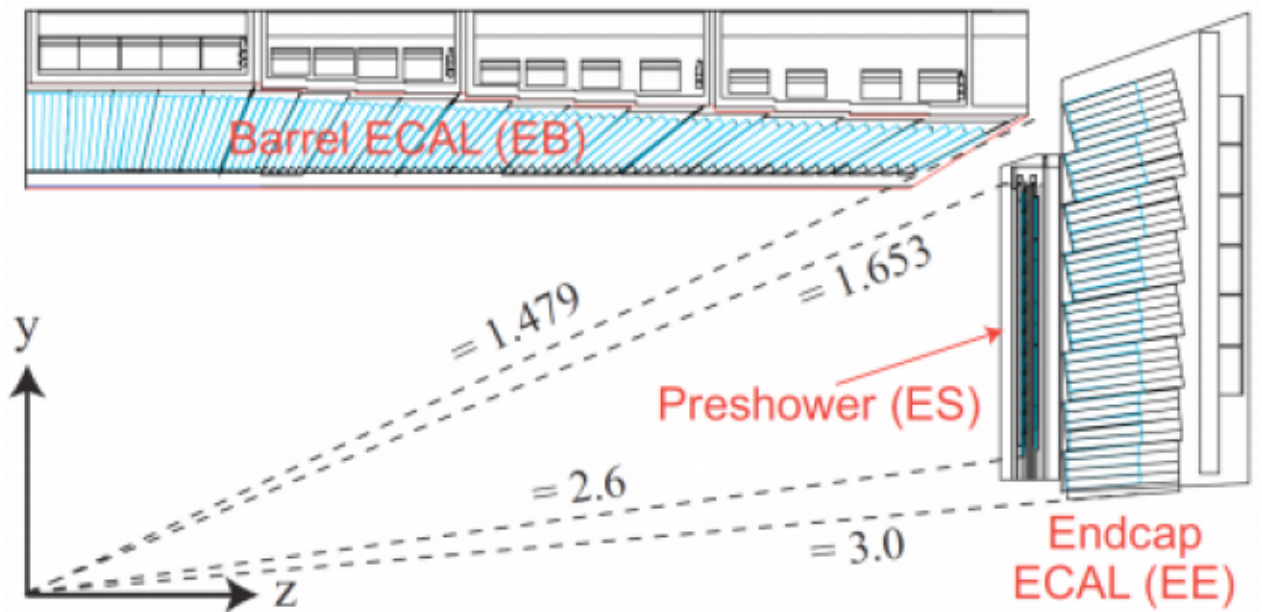


Рисунок 2.4 — Схематичное изображение электромагнитного калориметра CMS (ECAL).

в цилиндрической части (ECAL Barrel, или EB) и 7 324 кристаллов в двух торцевых частях (ECAL Endcap, или EE). Выбор активного вещества (имеет короткую радиационную длину 0.98 см и маленький Мольеровский радиус 2.19 см) позволяют калориметру быть как высоко-гранулярным, так и достаточно компактным. Это обеспечивает хорошую точность в широком диапазоне энергий фотонов и электронов (вплоть до нескольких ТэВ). Также можно отметить хорошую радиационную стойкость, важную в условиях БАК. Схема ECAL изображена на Рис. 2.4.

EB покрывает диапазон по псевдобыстротам $|\eta| < 1.479$, а EE — $1.479 < |\eta| < 3.0$. Каждый кристалл PbWO_4 представляет из себя усеченную четырехугольную пирамиду со следующими параметрами: сечение $2.2 \times 2.2 \text{ см}^2$, высота 22 см — для EB, сечение $2.86 \times 2.86 \text{ см}^2$, высота 23 см — для EE, что соответствует примерно 25–26 радиационным длинам. Важно отметить дополнительный предливниевый детектор (ES) с покрытием $1.65 < |\eta| < 3.0$, который позволяет различать фотоны от пар, родившихся в распаде $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Энергетическое разрешение ECAL (в ГэВ) выражается формулой

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = + \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{12\%}{E}\right)^2 + (0.3\%)^2, \quad (2.1)$$

где первый член соответствует стохастической природе развития электромагнитного ливня, второй — различным шумам в электронике и системе считывания, а последний вызван учётом различных систематических калибровок.

2.5 Адронный калориметр

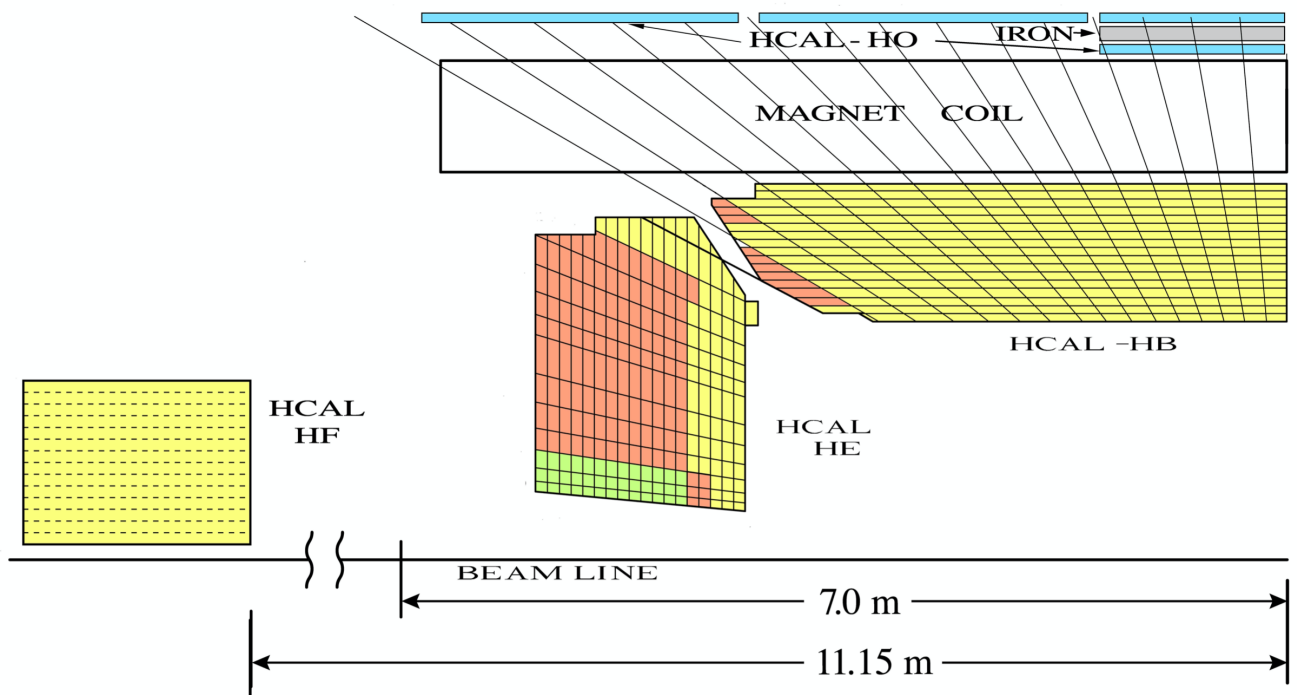


Рисунок 2.5 — Схематичное изображение адронного калориметра CMS (HCAL) в верхней левой четверти плоскости $r-z$.

В соответствии со схемой на Рис. ??, ECAL окружен следующим слоем CMS — адронным калориметром (HCAL). Он предназначен для измерения энергий высокоэнергичных джетов (струй адронов) в максимально геометрически возможной области вплоть до $|\eta| < 5.2$; также его задачей является полное поглощение адронного ливня (т.е. всех сильно взаимодействующих частиц), чтобы до мюонных детекторов долетали только идентифицируемые там мюоны. HCAL является, в отличие от ECAL, калориметром гетерогенного (sampling) типа (что характерно для всех адронных калориметров в современной ускорительной физике), и устроен по так называемому типу «сэндвич» — слои

активного (детектирующего) вещества, в котором собственно и измеряется энергия (органические сцинтилляторы, сигналы с которых считываются гибридными фотодиодами через оптоволокно), чередуются со слоями поглотителя (латунь и сталь).

На Рис. 2.5 изображена схема HCAL, состоящего из 4 подсистем. Центральная цилиндрическая часть (Hadron Barrel, или HB) покрывает диапазон по псевдобыстротам $|\eta| < 1.3$, а торцевая (Hadron Endcap, или HE) — $1.3 < |\eta| < 3.0$. Эти части HCAL расположены внутри сверхпроводящего соленоида, их granularity в переменных $\Delta\phi \times \Delta\eta$ равна 0.087×0.087 и 0.17×0.17 для диапазонов $|\eta| < 1.6$ и $|\eta| > 1.6$ соответственно. Так как некоторые адронные ливни, вызванные высокоэнергичными джетами, не поглощаются полностью HB, за соленоидом расположена «внешняя» часть — Hadron Outer, или HO. Это позволяет обеспечить полное поглощение адронов, родившихся в столкновениях протонов. Для увеличения покрываемого диапазона по псевдобыстроте, у самой оси пучка (и находящаяся на удалении, т.е. за HE) расположена дополнительная «передняя» подсистема — HF от Hadron Forward. В ней поглощаются частицы, родившиеся под маленькими углами к пучку, соответствующим $3.0 < |\eta| < 5.2$.

Если суммарно оценить полную толщину адронного калориметра CMS, она будет составлять для разных η от 10 до 15 длин ядерного взаимодействия. Энергетическое разрешение калориметрической системы в целом, то есть ECAL + HCAL, выражается в ГэВ как

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{84.7\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (7.4\%)^2 \quad (2.2)$$

2.6 Мюонная система

Очень многие интересные физические процессы происходят с распадом на мюоны в конечном состоянии, поэтому их детектирование является мощным инструментом для выделения таких процессов. Это особенно важно с учетом огромного числа фоновых событий, рождающихся на БАК. Поэтому основными задачами мюонной системы CMS являются идентификация мюонов, измерение их импульса и участие в работе триггерной системы. В настоящей работе мюоны присутствуют во всех изучаемых событиях, и именно превосходная работа мюонных детекторов дает лидирующий вклад в возможность проведения

представленных измерений на универсальном детекторе «общего назначения», изначально не предназначенного для подобного рода исследований.

Схематичное изображение мюонной системы представлено на Рис. 2.6. Она расположена снаружи соленоида и покрывает интервал по псевдобыстроте $|\eta| < 2.4$, представляя из себя композицию различных газовых детекторов, между которыми расположены слои железа. Последние служат в том числе так называемым «возвратным ярмом», создавая магнитное поле, направленное противоположно полю внутри соленоида, вызывая отклонение вылетевших оттуда мюонов в обратную сторону (что отражено на логотипе CMS, где в поперечном разрезе характерная траектория мюона показана извилистой волной «вниз-вверх»).

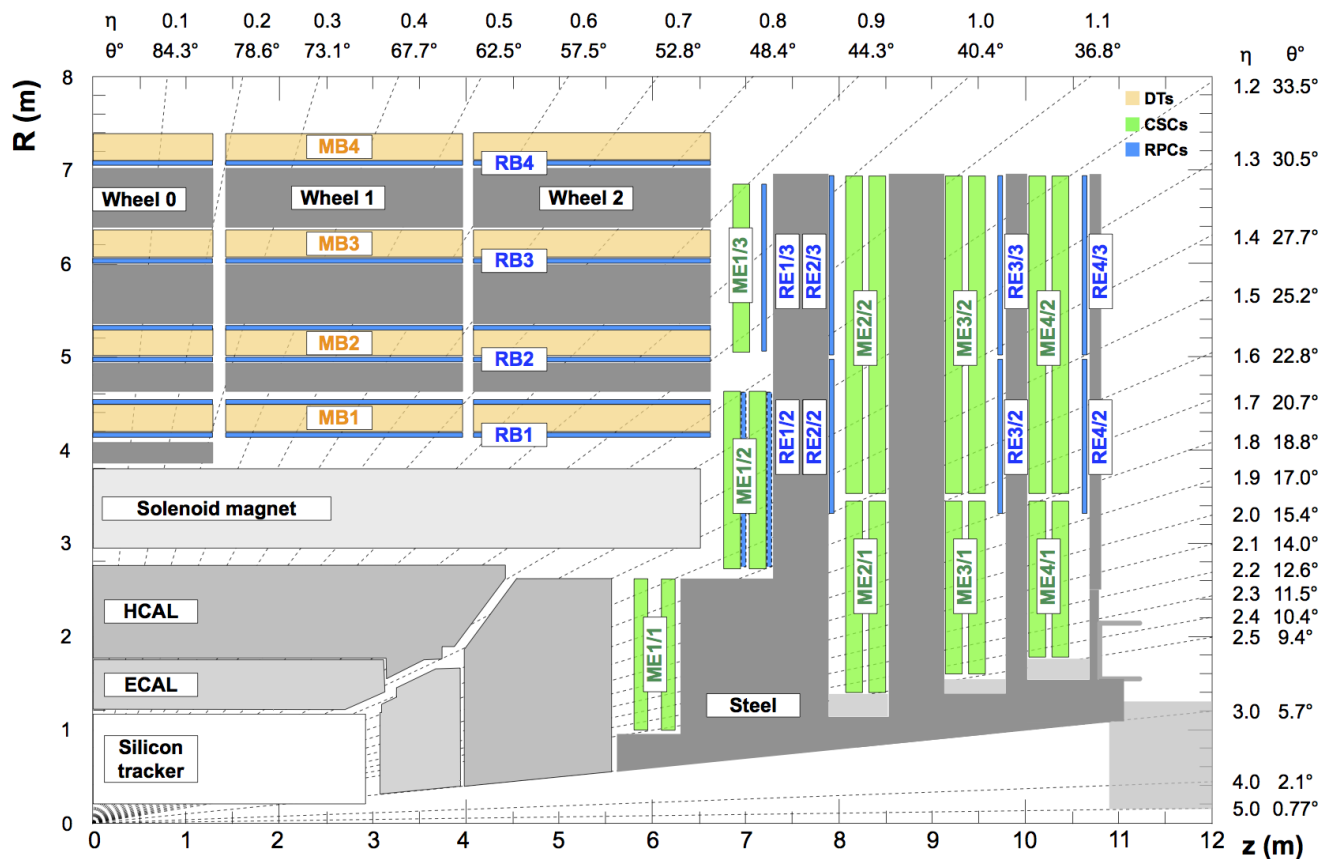


Рисунок 2.6 – Схематичное изображение мюонной системы CMS в верхней правой четверти плоскости $r-z$. Слои железа обозначены серым цветом; дрейфовые трубки обозначены как MB (Muon Barrel), катодные полосковые камеры как ME (Muon Endcap), а резистивные плоские камеры как RB и RE в цилиндрической области и торце, соответственно.

Для работы мюонной системы было выбрано три типа газовых детекторов: дрейфовые трубки (DT), катодные стриповые (полосковые) камеры (CSC)

и резистивные плоские камеры (RPC) [89]. DT расположены слоями в цилиндрической части установки, и определяют позицию мюона по времени дрейфа электронов в заданном электрическом поле к анодному проводу. 4 станции (обозначенные MB1–MB4) покрывают центральный диапазон $|\eta| < 1.2$; пространственное разрешение для хита составляет порядка 200–300 мкм. В торцевой области детектора ($0.9 < |\eta| < 2.4$) перпендикулярно pp -пучку расположены 4 станции CSC (в каждом из торцов), обозначенные как ME1–ME4. Являясь, по сути, пропорциональным счётчиком, CSC обладают хорошей сегментированностью стрипов, что позволяет делать точное измерение координат хитов мюонов в газовом объеме с разрешением в пространстве 75–150 мкм. RPC дополняют два предыдущих типа детекторов и являются комплиментарными к ним в области $|\eta| < 1.9$. И в цилиндрической, и в обоих торцевых частях расположены по 4 RPC станции, обозначенные как RB1–RB4 и RE1–RE4, соответственно, ориентированные параллельно соседним DT и CSC. Основное предназначение этого типа систем, представляющих из себя работающие в «лавином режиме» камеры с двойным зазором, — участие в работе триггера в силу отличного временного разрешения. Также они помогают разрешить неопределенности в случае наличия множественных хитов в других камерах (хотя пространственное разрешение RPC заметно хуже DT и CSC).

Будучи заряженными частицами, мюоны можно восстановить в первую очередь в трекаре наряду с другими имеющими заряд адронами и лептонами, по описанной в подглаве 2.3 процедуре. При этом реконструкция мюонов проводится и по результатам их регистрации в вышеописанных мюонных камерах, что значительно дополняет и улучшает разрешение и точность, а главное — однозначно идентифицирует эти высокоэнергичные треки, ведь только они могут долететь до мюонной системы и дать в ней значимый сигнал. При восстановлении в мюонных камерах ключевой информацией являются, как и для трекара, так называемые «хиты» (hits, удары), т.е. координаты взаимодействия мюонов с активным веществом детектора. Для реконструкции траектории собирается информация из DT, CSC и RPC и экстраполируется с использованием метода фильтра Калмана.

Такой подход (восстановление мюонных треков в двух независимых детекторах) обеспечивает превосходную точность и позволяет сформировать две коллекции этих частиц. Первая из них называется «трекерные мюоны»: все треки с $p_T > 0.5$ ГэВ и полным импульсом $p > 2.5$ ГэВ экстраполируются в

мюонную систему «изнутри-наружу», и если хотя бы один сегмент в мюонных камерах соответствует экстраполированному треку, такой кандидат записывается в коллекцию «трекерных». Вторая коллекция, «глобальные мюоны», наоборот работает по принципу «извне-внутри»: восстановленный в мюонных камерах трек сопоставляется с восстановленными частицами в трекере. Если после экстраполяции на общую поверхность их параметры совпадают, то такой мюон сохраняется в коллекцию «глобальных». Высокая эффективность трековой и мюонной систем приводит к успешной реконструкции (в пределах геометрически разрешенной области детектора $|\eta| < 2.4$) более 99% мюонов хотя бы в одной из коллекций, и часто в обоих. Если один и тот же трек соответствует объектам обеих коллекций, такие кандидаты объединяются в один.

Из кинематических соображений, понятно, что реконструкция «глобальных мюонов» наиболее эффективна для высокоэнергичных треков, особенно с $p_T > 200$ ГэВ, так как они гарантировано проходят все мюонные станции и получают наибольшее улучшение точности измерения поперечного импульса за счет аппроксимации из различных систем (ведь они слабо отклоняются в магнитном поле). С другой стороны, для «трекерных мюонов» с невысоким p_T , которые не являются «глобальными», вполне возможна ситуация, когда они имеют всего один хит в мюонной системе, причем в наиболее внутренней станции (а до остальных уже не долетают). Хотя эффективность такого восстановления высока, это существенно увеличивает вероятности мисидентификации, ведь иногда некоторые остатки адронного ливня могут выйти за пределы HCAL и достичь внутренних станций мюонных камер.

В настоящей диссертации используются мюоны, соответствующие так называемой «мягкой идентификации» (soft-muon), разработанной специально для целей и нужд физики тяжелых ароматов [89]. Такие мюоны являются, конечно, «трекерными» (ведь характерные поперечные импульсы для μ из распадов b -адронов часто составляют 5–10 ГэВ), однако включают в себя ряд более строгих требований для улучшения надежности идентификации. В частности, критерии отбора включают в себя наличие у трека хитов в не менее чем в 6 слоях трекера, причем хотя бы один должен быть в пиксельном, также такой трек должен соответствовать high-purity флагу [87]. Далее требуется достаточно хорошее соответствие экстраполированного трека с мюонной системой — не менее 3 локальных хитов в различных камерах.

2.7 Триггерная система

Протон-протонные столкновения на БАК происходят каждые 25 нс (частота 40 МГц), что при огромной светимости и явлении *pileup* (см. подглаву 2.2) приводит к невозможности хранить полный объем данных со всех этих столкновений. С целью оптимизации записи таких данных и их предварительного отбора была создана триггерная система, которая существенно снижает число событий для записи на постоянное хранение, оставляя только наиболее интересные события.

Отбор таких событий в CMS выполняет двухуровневая триггерная система, описанная в статье [90]. Первый уровень (L1 от Level one) представляет из себя специально сконструированные физические процессоры (*hardware*), которые для отбора событий используют грубую информацию из мюонных детекторов и калориметров. В частности, на этом уровне на основе информации мюонной системы грубо восстанавливаются мюоны и их импульсы, некоторые другие параметры, а в калориметре проводится оценка энергий джетов (адронных струй), и электромагнитного ливня (фотонов, электронов), причем принять решение об отборе система должна в пределах 4 мкс для каждого события. В результате поток записи данных снижается до частоты примерно 100 кГц [91]. В данной диссертации на L1 отбираются события, в которых есть хотя бы два мюона.

Далее все временно сохраненные события проходят через второй уровень, известный как HLT (*High-Level Trigger*). Он представляет из себя набор вычислительных процессоров, в которых на программном уровне (*software*) производится полное восстановление события «на лету» (*online*), включая вычисление траекторий заряженных треков и мюонов, различных кинематических и топологических переменных и т.д. (хотя, конечно, для ускорения обработки такая реконструкция является менее точной, чем при восстановлении уже записанных на диск событий, т.е. *offline*-обработке). Решение о сохранении событий принимается с учетом работы сотен независимых алгоритмов, называемых триггерными путями HLT. Если данные успешно проходят хотя бы один из алгоритмов, то они записываются для постоянного хранения и последующей обработки. Итоговая частота записи на диск после прохождения HLT составляет около 1 кГц. В данной работе используются различные HLT пути, которые требуют наличие в событии двух мюонов противоположного знака с различны-

ми порогами по поперечному импульсу p_T и псевдобыстроте $|\eta|$, причем эти мюоны должны быть совместимы с происхождением из димюонных распадов J/ψ или $\psi(2S)$ мезонов (их инвариантная масса должна удовлетворять условию $2.9 < M(\mu^+\mu^-) < 4$ ГэВ). Последующая offline-обработка записанных событий подробно описана в подглаве 3.3.

Глава 3. Изучение Ξ_b барионов в эксперименте CMS

3.1 Содержание представляемого исследования

В данной главе описаны экспериментальные результаты по изучению Ξ_b барионов, полученные автором диссертации в рамках работы на эксперименте CMS.

Введение в вопросы спектроскопии Ξ_b барионов было дано в рамках Главы 1, на основании чего экспериментальное изучение этих частиц представляется крайне актуальным. Как показано в предыдущей Главе 2, детектор CMS имеет надежную мюонную систему, хорошее разрешение треков по p_T и отличное восстановление вершин; однако в нем отсутствуют подсистемы, связанные с идентификацией заряженных частиц (т.е. невозможно различать треки пионов, каонов и протонов). Данные особенности детектора являются определяющими при проведении экспериментального исследования и, безусловно, учитываются в настоящей работе. В частности, на установке CMS представляется возможным проводить изучение прелестных адронов, восстанавливая их по распаду на чармоний (J/ψ или $\psi(2S)$ мезоны) плюс легкие адроны, с последующим димюонным распадом чармония; при этом в полностью адронных каналах (т.е. без мюонов) проводить исследования довольно сложно из-за отсутствия идентификации треков. Опираясь на вышесказанное, в настоящей диссертации были выполнены следующие работы.

Проведен поиск нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, а также измерена вероятность его распада относительно нормировочного канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$. В обоих сигнальном и нормировочном каналах, состояния чармония восстанавливаются посредством димюонных мод распада, а Ξ^- распадается на $\Lambda\pi^-$ с последующим $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Таким образом, относительная вероятность распада R измеряется согласно следующему выражению:

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-)}{\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-)} = \frac{N_{\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-}}{N_{\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-}} \cdot \frac{\epsilon_{\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-}}{\epsilon_{\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-}} \cdot \frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (3.1)$$

где N и ϵ обозначают измеренное число сигнальных событий на реальных данных pp -столкновений и полную эффективность из данных математического моделирования методом Монте-Карло. Значения вероятностей распада \mathcal{B} в

последнем члене берутся из Particle Data Group (PDG) [1]. Даже несмотря на то, что значение $\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-)$ неизвестно, такой выбор нормировочного канала вполне естественный, так как он имеет идентичную топологию распада и схожие с сигнальным кинематические свойства, что позволит сократить в измеряемом отношении систематические погрешности, связанные с восстановлением мюонов и других треков заряженных частиц из распадов Ξ_b^- бариона. Такой подход был использован во многих других работах по В-физике коллаборации CMS [92–96].

Кроме того, в работе измеряется масса и естественная ширина Ξ_b^{*0} бариона, используя распад $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$. Здесь Ξ_b^- барион восстанавливается посредством каналов $J/\psi \Xi^-$, $\psi(2S) \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$. Для канала $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ используются как мода $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$, так и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ с последующим $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, а Ξ^- и Λ восстанавливаются так же, как и при измерении R . Для распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ при аппроксимации спектра по инвариантной массе $\Xi_b^- \pi^+$ учитывается присутствие частично-восстановленной моды $J/\psi \Sigma^0 K^-$, где мягкий фотон из распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ не восстанавливается.

Также измеряется отношение сечений рождения $R_{\Xi_b^{*0}}$ для Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов, используя выражение

$$R_{\Xi_b^{*0}} = \frac{\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^{*0} X) \cdot \mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+)}{\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X)} = \frac{N(\Xi_b^{*0})}{N(\Xi_b^-)} \cdot \frac{\epsilon_{\Xi_b^-}}{\epsilon_{\Xi_b^{*0}}}, \quad (3.2)$$

где N и ϵ обозначают те же величины, что и в ур. (3.1). Следуя аналогичной работе эксперимента CMS по измерению относительных сечений для $B_c(2S)^+$ и $B_c(2S)^{*+}$ мезонов, Ξ_b^- барион восстанавливается в фазовом пространстве, заданном поперечным импульсом Ξ_b^- бариона $p_T > 15$ ГэВ и быстротой $|y| < 2.4$; однако измеренная величина является репрезентативной для всего фазового пространства, с учетом малого различия масс Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов.

Наконец, впервые проведен поиск возбужденных состояний Ξ_b^- бариона в системе $\Xi_b^{*0} \pi^-$ с последующим распадом ее на $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, где для реконструкции Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- используются те же каналы, что и ранее описанные, за исключением $\psi(2S) \Xi^-$. Вблизи кинематического порога по инвариантной массе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ обнаружен сигнальный пик, в дальнейшем обозначаемый как $\Xi_b(6100)^-$ и совместимый с распадом посредством цепочки $\Xi_b(6100)^- \rightarrow \Xi_b^{*0} \pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$. Для нового состояния измерена его масса и верхний предел на естественную ширину.

Глава представляет собой последовательное изложение связанных друг с другом результатов. В разделе 3.1.1 приводится информация о методике измерений и аппроксимации распределений. В подглаве 3.2 описываются наборы реальных данных и компьютерного моделирования методом Монте-Карло, используемые в работе, после чего в разделе 3.3 излагается процедура реконструкции и отбора событий, включая оптимизацию критериев отбора в подразделе 3.3.2. Далее в подглаве 3.4 изучается сигнал Ξ_b^- бариона в различных каналах распада, в том числе обнаружение новой моды $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$. В разделе 3.5 затем описано, как отобранные события Ξ_b^- бариона используются для изучения системы $\Xi_b^- \pi^+$ и измерения параметров Ξ_b^{*0} бариона — массы и естественной ширины. В подглаве 3.6 проводится поиск нового Ξ_b^{*-} бариона в распаде на систему $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ с участием промежуточного Ξ_b^{*0} ; также измеряется масса и естественная ширина обнаруженного состояния $\Xi_b(6100)^-$. В разделе 3.7 описывается процедура подсчета эффективностей восстановления сигналов Ξ_b^- и Ξ_b^{*0} на данных компьютерного моделирования, после чего вычисляются величины R и $R_{\Xi_b^{*0}}$, определенные выше. В подглаве 3.8 обсуждаются систематические погрешности всех величин, измеренных в предыдущих разделах. Наконец, в разделе 3.9 все результаты, полученные в рамках настоящей диссертации, сводятся воедино и проводится их обсуждение, сравнение с теоретическими предсказаниями.

3.1.1 Об аппроксимации распределений

Основным экспериментальным методом, применяемым в настоящей работе для получения результатов, является получение физических распределений (посредством анализа «низкоуровневых» данных с помощью специализированных программных алгоритмов на фреймворке CMSSW эксперимента CMS) и последующее изучение полученных распределений (гистограмм), в первую очередь по инвариантной массе системы частиц, и их математическое описание (аппроксимация) аналитическими функциями. Аппроксимация и получение параметров (значений) аппроксимирующих функций, включая их нормировку (число событий), проводится методом наибольшего правдоподобия с помощью библиотеки RooFit [97] программного пакета ROOT [98], широко используемого в физике высоких энергий.

При аппроксимации выделяются, в основном, сигнальная и фоновая компоненты. Сигналом является пик в распределении по инвариантной массе, который свидетельствует о наличии избытка событий с определенной массой системы нескольких частиц. Природой такого избытка является искомым физический процесс распада реальной частицы с такой массой на эту систему. Напротив же, фон представляет собой гладкое (ровное) распределение по инвариантной массе без ярко выраженных особенностей — это обусловлено его комбинаторной природой, т.е. это система из случайно скомбинированных частиц, не родившихся в каком-то конкретном распаде одной частицы.

В силу статистической природы изучаемых распределений, сигнал описывается в первую очередь функцией Гаусса или двойной функцией Гаусса с общим средним — этим моделируется детекторное разрешение нормально распределенных событий. При оценке систематических погрешностей используется также тройная функция Гаусса с общим средним и функция Стьюдента (t-распределение Стьюдента). Приведем их явное описание. Определим изучаемую переменную как M (инвариантная масса), центральное (среднее, mean) значение функции Гаусса за M_0 , а ширину (width) функции Гаусса обозначим за σ . Тогда функция Гаусса задается как $G(M) = G(M; M_0, \sigma)$, а двойная функция Гаусса с общим средним равна

$$G_2(M) = f \cdot G_1(M) + (1 - f) \cdot G_2(M) = f \cdot G(M; M_0, \sigma_1) + (1 - f) \cdot G(M; M_0, \sigma_2), \quad (3.3)$$

где f — доля первой функции Гаусса относительно второй (процент событий, ассоциированных в результате аппроксимации с первой функцией Гаусса). По определению $f \in [0,1]$. Полезно также определить эффективную ширину двойного Гаусса как

$$\sigma_{eff} = \sqrt{f \cdot \sigma_1^2 + (1 - f) \cdot \sigma_2^2}, \quad (3.4)$$

которая, очевидно, является аналогом средней ширины для обычной функции Гаусса. Похожим образом определяется тройная функция Гаусса и её эффективная ширина.

Распределение Стьюдента [99] играет важную роль в статистическом анализе и проявляется в том числе в байесовском анализе данных, распределенных по нормальному закону. По виду оно является симметричным и имеет колоколообразный вид, но с более «тяжелыми» хвостами, т.е. лучше описывает края

распределения и поэтому является хорошей альтернативой двойной функции Гаусса. Выпишем также явный вид функции Стьюдента:

$$S_T(M) = S_T(M; M_0, \sigma, n) = \frac{\Gamma_e(\frac{n+1}{2})}{\sqrt{\pi n} \Gamma_e(\frac{n}{2}) \left(1 + \left(\frac{M-M_0}{\sigma}\right)^2 \frac{1}{n}\right)^{\frac{n+1}{2}}} \quad (3.5)$$

Здесь Γ_e является гамма-функцией Эйлера, а n — числом степеней свободы.

При описании пиков возбужденных состояний (резонансов) необходимо учитывать их значимую естественную ширину Γ , которая является параметром для экспериментального измерения наряду с их массой. Для этого аппроксимация сигнала проводится сверткой Гауссового детекторного разрешения с релятивистской функцией Брейта-Вигнера (далее — RBW), описывающей непосредственно резонанс. Параметризация этой функции для двухчастичного распада резонанса задаётся в стандартном формализме [100] как

$$A_{RBW}(M) = A_{RBW}(M; M_0, \Gamma) = \frac{M_0 \tilde{\Gamma}(q)}{(M_0^2 - M^2)^2 + M_0^2 (\tilde{\Gamma}(q))^2}, \quad (3.6)$$

где $\tilde{\Gamma}(q)$ — «бегущая» от массы (mass-dependent) ширина резонанса, связанная с полной шириной Γ в виде

$$\tilde{\Gamma}(q) = \Gamma \cdot \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{M_0}{M} (B_l(q, q_0, r))^2. \quad (3.7)$$

Здесь q — импульс одного из продуктов распада в системе покоя резонанса, q_0 — импульс при $M = M_0$, l — орбитальный угловой момент продуктов распада и $B_l(q, q_0, r)$ — так называемый барьерный фактор Блатта-Вайскопфа [101], где r — барьерный радиус порядка $\sim 1 \text{ ГэВ}^{-1}$. Для двухчастичного распада $X \rightarrow a + b$ импульсы q, q_0 определяются из релятивистской кинематики через массы продуктов распада m_a и m_b .

Для аппроксимации комбинаторного фона используются полиномы различных степеней (в основном — 1-ой или 2-ой) и экспоненциальная функция. При описании резонанса вблизи кинематического порога m_0 , фон также аппроксимируется пороговой функцией $(M - m_0)^\alpha$.

3.2 Используемые в работе данные и наборы Монте-Карло моделирования

В настоящей работе используются наборы данных второго периода работы БАК (Run-2), полученные в 2016–2018 годах в результате протон-протонных столкновений при энергии в системе центра инерции $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Записанные экспериментом CMS данные за время Run-2 соответствуют интегральной светимости примерно 140 фбн^{-1} [102–104]. Для всех трех годов использован набор Charmonium/AOD, который включает в себя несколько путей HLT (как описано в подглаве 2.7) с требованиями реконструкции двух мюонов противоположного заряда с различными порогами на p_T и $|\eta|$. Название Charmonium происходит в силу восстановления в таких событиях преимущественно состояний чармония J/ψ и $\psi(2S)$ (кварковый состав $c\bar{c}$), распадающихся в конечное состояние с мюонами. AOD (Analysis Object Data-tier) обозначает уровень (степень) восстановления физических объектов, используемых для анализа данных. AOD содержит информацию о физических объектах как достаточно низкого уровня (треки и ассоциированные с ними хиты (срабатывания трекера), вершины и джеты), так и более высокого, таких как мюоны, электроны, фотоны и Z или W бозоны.

Также в работе используются данные компьютерного математического моделирования (симуляции) методом Монте-Карло (далее — МК), полученные с помощью алгоритма централизованного генерирования CMS, выполняемого на распределенных вычислительных ресурсах коллаборации (Worldwide LHC Computing Grid, WLCG). Процедура проходит в несколько этапов, первый из которых состоит в моделировании pp -столкновений с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с помощью программы PYTHIA v8.2 [105]. На этом этапе генерируется физический процесс SoftQCD:nonDiffraction, суть которого заключается в недифракционном неупругом равномерном рождении из столкновения протонов всех возможных частиц со всеми кинематически возможными импульсами (в том числе весьма мягкими) согласно их описанию в КХД со всеми возможными последующими распадами по таблицам относительных вероятностей (branching fraction), что даёт максимально несмещенную выборку (minimum bias) сгенерированных событий. В частности, рожденные кварки адронизируются в конкретные адроны согласно своим вероятностям (или сечениям) фрагментации (fragmentation fraction); для b -кварка вероятность образовать один из прелест-

ных адронов составляет примерно $f_d = f_u \approx 40\%$ для B^\pm и B^0 мезонов, $f_s \approx 10\%$ для B_s^0 мезона и $f_{\text{baryon}} \approx 10\%$ для b-барионов [1], причем в сумме эти 4 вероятности примерно равны единице (есть также фрагментация $f_{B_c^+}$ и многократно тяжелые барионы, однако их вероятность пренебрежимо мала). Вероятности рождения конкретных b-барионов фактически не измерены, и последнее число обычно приводится из расчетов для Λ_b^0 бариона (что вполне закономерно с учетом невысокой точности таких измерений, т.к. он «забирает на себя» большинство фрагментаций). В самом деле, по аналогии с мезонами можно нестрого оценить, что замена легкого кварка на s-кварк уменьшит вероятность не менее чем в 4 раза, тогда $f_{\Xi_b^-} = f_{\Xi_b^0} \lesssim f_{\Lambda_b^0}/4 \lesssim 2\%$ для Ξ_b барионов и $f_{\Omega_b} \lesssim f_{\Lambda_b^0}/16 < 0.5\%$. Все вышеприведенные относительные фрагментации представлены для основных состояний; адронизация в возбужденные состояния происходит с вероятностью примерно еще на порядок меньше. Таким образом, эффективность рождения интересных процессов $pp \rightarrow \Xi_b^{*0}(\Xi_b^{*-})X$ с возбужденными Ξ_b в RUTHIA крайне мала (порядка 10^{-4}), что делает моделирование таких процессов крайне трудоёмкой (и практически нецелесообразной) с точки зрения затрачиваемых компьютерных ресурсов коллаборации процедурой.

Дальнейшее изучение сгенерированных барионов проводится в специализированном пакете для нужд физики тяжелых адронов EVTGEN v1.6.0 [106], причём вместо Ξ_b^{*0} и Ξ_b^{*-} состояний берутся Σ_b^0 и Σ_b^- барионы, соответственно, с модифицированной в генераторе массой: $m(\Sigma_b^0) = 5952.3 \text{ МэВ}$ и $m(\Sigma_b^-) = 6101.0 \text{ МэВ}$ (первая задавалась из предыдущих измерений, а вторая — из теоретических предсказаний). Естественная ширина Γ обоих барионов задавалась равной нулю (для возможности измерить в моделировании детекторное разрешение этих сигналов). Подобная процедура замены генерируемой частицы позволяет решить технические проблемы, связанные с очень низкой вероятностью фрагментации возбужденных Ξ_b , и ранее была также использована в предыдущих близких работах коллаборации CMS [15; 107; 108]. Таким образом, в пакете EVTGEN моделируются следующие распады: $\Sigma_b^-(\Xi_b^{*-}) \rightarrow \Xi_b^{*0}\pi^-$, $\Sigma_b^0(\Xi_b^{*0}) \rightarrow \Xi_b^-\pi^+$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ (включая $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$), $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Конфигурация различных распадов в деталях приведена ниже. Для учёта возможного излучения фотонов в конечном состоянии используется пакет PHOTOS v3.61 [109; 110]. Сгенерированные события в дальнейшем пропускаются через детальное моделирование отклика детектора CMS (взаимодействие

с детектором) в программе GEANT4 [111]; в ней же моделируются распады долгоживущих гиперонов $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ и $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. В конечном итоге события компьютерного моделирование проходят ту же процедуру реконструкции, что и реальные данные (включая работу триггерных алгоритмов и критерии отбора). МК моделирование также включает в себя учёт pileup (множественного взаимодействия протонов в одном столкновении), причем количество первичных вершин соответствует тому, которое было измерено на данных.

Важно отметить, что при генерации компьютерного моделирования были заложены так называемые «генераторные фильтры» (критерии отбора), которые ограничивают p_T и η частиц до того уровня, на котором возможно адекватное восстановление (реконструкция) этих частиц в детекторе CMS (detector acceptance). В основном это касается минимальных требований на мюоны. Такие ограничения необходимы, чтобы не производить лишнюю генерацию тех событий, которые заведомо не будут восстановлены на CMS из-за физических ограничений детектора.

Далее приведен список сгенерированных наборов МК моделирования и их «генераторных ограничений», используемых для изучения сигналов Ξ_b^- барионов и измерения относительной вероятности $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$ распадов, а также при измерении параметров Ξ_b^{*0} бариона. Можно отметить, что в случае инклюзивного рождения Ξ_b^- бариона (т.е. когда генерация начинается с него, а не с Σ_b^- или Σ_b^0), в генератор передается именно истинный Ξ_b^- , а не другой адрон с модифицированными параметрами.

- $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 3 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 3$
- $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 2.5 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 3$
- $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 1 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 3$
- $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (в 25% генерируется Σ^0 вместо Λ)
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 2 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 3$
- $\Sigma_b^0(\Xi_b^{*0}) \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 2 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 3$
- $\Sigma_b^0(\Xi_b^{*0}) \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ или $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ (50%), $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
 - Генераторные фильтры: $p_T(\mu^\pm) > 2 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\mu^\pm)| < 3$

- $\Sigma_b^0(\Xi_b^{*0}) \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ (в 30%) или $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ с $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (в 70%)
- Генераторные фильтры: $p_T(\psi(2S)) > 2 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\psi(2S))| < 4$,
 $p_T(\Xi^-) > 0.5 \text{ ГэВ}$, $|\eta(\Xi^-)| < 4$

Как можно заметить, при генерации распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ в части событий Λ гиперон заменяется на Σ^0 барион, то есть генерируется распад $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ с последующим распадом $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. При анализе инвариантной массы $J/\psi\Lambda K^-$ на реальных данных (как показано в работе эксперимента LHCb по обнаружению распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ [24]), события из реального распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ будут частично восстановлены в таком спектре слева от сигнального пика на массе Ξ_b^- бариона. Потерянный при такой реконструкции фотон из $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ очень мягкий (из-за небольшого энерговыделения), поэтому события из этого источника будут лишь немного сдвинуты от истинной массы Ξ_b^- , и их вклад необходимо аккуратно учесть при аппроксимации. Для моделирования формы спектра частично-восстановленных событий $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ в инвариантной массе $J/\psi\Lambda K^-$, события с истинно сгенерированным Σ^0 барионом будут проходить ту же реконструкцию, что и для Λ гиперона. Результаты этого приведены в разделе 3.4.1.

Стоит также отметить, что в случае восстановления Ξ_b^{*0} бариона через канал $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, для этого набора моделирования в 30% случаев генерировалась мода $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и в 70% — мода $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ с последующим распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Соотношение между модами приблизительно соответствует предварительной оценке на эффективность реконструкции.

Для поиска Ξ_b^{*-} бариона, использовались отдельные наборы данных компьютерного моделирования согласно списку ниже. Были сгенерированы как трехчастичные прямые распады в $\Xi_b^- \pi^+\pi^-$, так и с участием промежуточного Ξ_b^{*0} . При этом, для улучшения эффективности восстановления с целью лучшей генерации этих наборов на центральных ресурсах коллаборации CMS, генераторных фильтров не накладывалось. Так, были сгенерированы следующие наборы:

- $\Sigma_b^-(\Xi_b^{*-}) \rightarrow \Xi_b^{*0}\pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+\pi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
- $\Sigma_b^-(\Xi_b^{*-}) \rightarrow \Xi_b^- \pi^+\pi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
- $\Sigma_b^-(\Xi_b^{*-}) \rightarrow \Xi_b^{*0}\pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+\pi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (в 25% случаев $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$)

– $\Sigma_b^-(\Xi_b^{*-}) \rightarrow \Xi_b^-\pi^+\pi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (в 25% случаев $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$)

При создании МК моделирования для всех вышеописанных наборов (и Ξ_b^- , и Ξ_b^{*0} , и Ξ_b^{*-}) генерация проводилась несколькими отдельными поднаборами, условия и калибровка которых соответствует разным годам набора реальных данных. Число событий в каждом из таких поднаборов соотносится друг с другом примерно в том же соотношении, что и интегральная светимость реальных данных.

3.3 Реконструкция событий и критерии отбора

Для offline-реконструкции событий (т.е. тех, что были отобраны триггерной системой, как описано в подглаве 2.7, и записаны на диск), представляющих интерес для изучения в рамках настоящей работы, используется процедура, аналогичная предыдущим работам коллаборации CMS по флейворной физике [15; 92–96; 107; 112]. Конкретные значения многих критериев отбора были получены в результате процедуры оптимизации, разработанной для поиска $\Xi_b(6100)^-$ бариона и подробно описанной в разделе 3.3.2.

Основное состояние Ξ_b^- бариона восстанавливается посредством двух мод распада: $\Xi_b^- \rightarrow \psi\Xi^-$ (с последующим $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$), где ψ обозначает как J/ψ , так и $\psi(2S)$, или $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$. Для изучения резонансов в системах $\Xi_b^-\pi^+$ и $\Xi_b^-\pi^+\pi^-$, в процедуру реконструкции добавляются дополнительные пионы (один или два, соответственно). Схемы сигнальных топологий (с добавлением двух пионов) представлены на Рис. 3.1. Здесь и далее под «топологией распада» подразумевается схематическое представление изучаемой цепочки распадов элементарных частиц с точки зрения геометрического расположения различных вершин распада и частиц, детектируемых в конечном состоянии.

Реконструкция начинается с восстановления двух мюонов противоположного заряда, треки которых формируют одну вершину и удовлетворяют требованиям $p_T(\mu^\pm) > 3.0$ ГэВ, $|\eta(\mu^\pm)| < 2.4$, а также соответствуют soft-muon критериям [89], как описано в подглаве 2.6. Необходимо, чтобы χ^2 -вероятность кинематического вершинного фита димюонной вершины превышала 1%, причем здесь и далее в этом разделе под χ^2 имеется ввиду p -значение (p -value) хи-квадрат статистики такого фита. Если инвариантная масса димюона не превышает

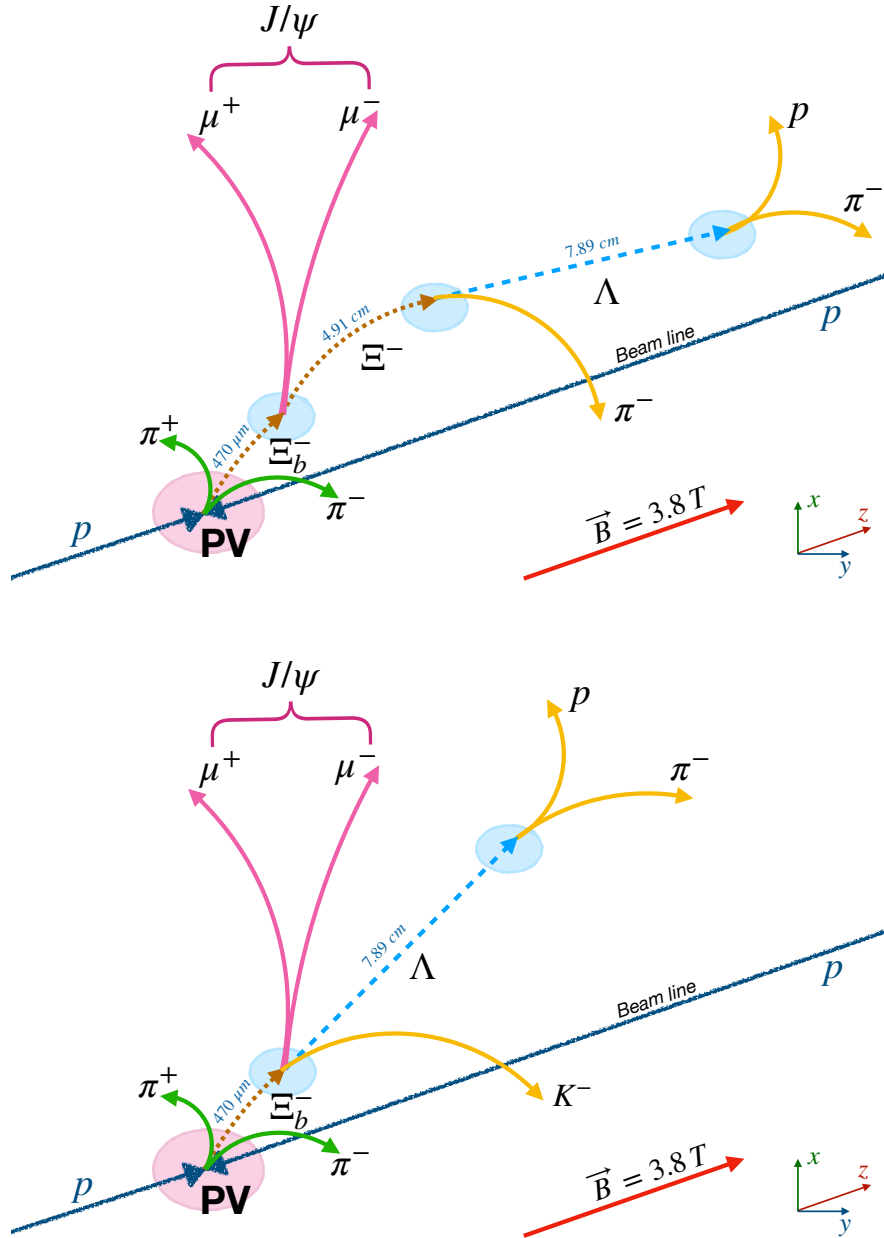


Рисунок 3.1 — Топология распада $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, где Ξ_b^- распадается на $J/\psi \Xi_b^-$ (сверху) or $J/\psi \Lambda K^-$ (снизу). Ключевая разница топологий заключается в том, что пион из распада Ξ_b^- отделен от вершины Ξ_b^- , в то время как каон рождается в этой вершине.

3.4 ГэВ, он считается кандидатом из распада J/ψ мезона, иначе — $\psi(2S)$ мезона; далее требуется, чтобы инвариантная масса $\mu^+ \mu^-$ лежала в окне $\pm 100 \text{ МэВ}$ от табличной массы J/ψ или $\psi(2S)$ [1] (примерно соответствует трем детекторным разрешениям).

Затем кандидаты Λ формируются как удаленная вершина распада с двумя исходящими треками в форме буквы V с суммарным нулевым зарядом

(V0-кандидаты), что соответствует распаду $\Lambda \rightarrow p\pi^-$. Восстановление таких кандидатов проводится с помощью специальной коллекции V0-частиц, как обсуждается в разделе 2.3. Инвариантная масса $p\pi^-$ после проведения кинематического вершинного фита двух треков в общую вершину должна лежать в массовом окне 10 МэВ от табличной массы Λ согласно [1], что соответствует примерно трем детекторным разрешениям. Далее вершинный фит повторяется с добавлением требования соответствия (constrain) инвариантной массы $p\pi^-$ табличной массе Λ , что приводит к соответствующему пересчету 4-импульса треков; χ^2 -вероятность такого фита должна быть не менее 1%. Стоит также отметить, что из-за обсуждавшегося в подглаве 2.3 отсутствия идентификации частиц, возможно перепутать Λ и K_S^0 кандидаты (в случае присвоения истинному пиону из K_S^0 массовой гипотезы протона). Для учета возможного вклада от K_S^0 - Λ перепутывания, для прошедших критерии отбора Λ кандидатов обоим трекам из Λ была присвоена масса пиона, после чего в инвариантной массе $M(\pi^+\pi^-)$ требовалось массовое окно K_S^0 -мезона. Было проверено, что несмотря на наличие пикующих на массе K_S^0 событий (т.е. истинных K_S^0 , неправильно выбранных как Λ), вклад от таких событий в конечный сигнал Ξ_b^- был совместим с нулем, при этом, наоборот, вето на массовое окно K_S^0 в массе $M(\pi^+\pi^-)$ несколько уменьшает статистику сигнала Ξ_b^- (из-за вырезания событий «в подложке» под пиком K_S^0 , т.е. истинных Λ). Чтобы максимизировать статистику (в т.ч. для поисков новых распадов и резонансов), в результате этого исследования было принято решение не требовать вето K_S^0 мезона и не накладывать каких-то ограничений на массу $M(\pi^+\pi^-)$.

Далее для канала $\Xi_b^- \rightarrow \psi\Xi^-$, кандидаты Ξ^- восстанавливаются с помощью комбинации отобранного Λ кандидата с заряженным треком с массовой гипотезой пиона. Такие треки должны иметь $p_T > 0.3$ ГэВ и удовлетворять loose-purity требованиям (описанным в подглаве 2.3), после чего проводится кинематический вершинный фит $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ с χ^2 -вероятностью $> 1\%$ (под этим подразумевается, что Λ -кандидат участвует в таком фите как псевдо-трек или, по-другому, виртуальный трек). На Рис. 3.2 представлено распределение по инвариантной массе $\Lambda\pi^-$ на данных (справа) и в МК моделировании (слева). На графики также наложены результаты аппроксимации двойной функции Гаусса с общим средним для сигнала и полинома 1-ой степени для фона. Инвариантная масса $\Lambda\pi^-$ должна лежать в окне ± 10 МэВ, соответствующем примерно 3 детекторным разрешениям, как показано на графике. Также восстановленный

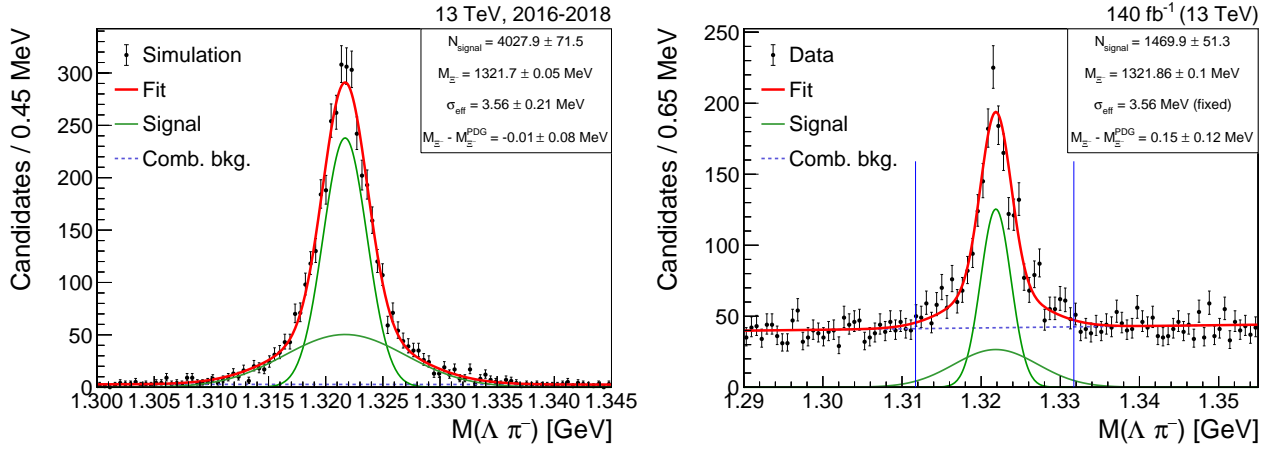


Рисунок 3.2 — Распределения по инвариантной массе для отобранных $\Lambda \pi^-$ кандидатов с наложенными результатами аппроксимации. Левый график соответствует МК моделированию, правый — реальным данным. Вертикальные синие линии показывают массовое окно, используемое в анализе. Полученная в результате аппроксимации масса Ξ^- 1321.86 ± 0.10 МэВ находится в согласии с мировым средним 1321.71 ± 0.07 МэВ [1].

Ξ^- кандидат должен иметь $p_T > 2.5$ ГэВ. Так как Λ гиперон распадается далеко от вершины распада Ξ^- , накладывається ограничение $\cos \alpha(\Lambda, \Xi^-) > 0.99$ на направляющий угол между импульсом Λ и вектором, соединяющим вершины распада Ξ^- и Λ в поперечной плоскости.

Для дополнительного канала реконструкции $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ с используемой модой распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, в процедуру реконструкции добавляются два дополнительных трека с присвоенной массовой гипотезой пиона и удовлетворяющим критериям high-purity (согласно подглаве 2.3). На поперечный импульс более энергичного пиона накладывається требование $p_T(\pi^\pm) > 0.6$ ГэВ, для менее энергичного — $p_T(\pi^\pm) > 0.35$ ГэВ. На Рис. 3.3 представлены распределения (слева — МК моделирование, справа — реальные данные) по инвариантной массе $\psi(2S)$ кандидатов, вычисленной по формуле $M(\mu^+ \mu^- \pi^+ \pi^-) - M(\mu^+ \mu^-) + m^{\text{PDG}}(J/\psi)$ (т.е. с вычитанием детекторного разрешения J/ψ мезона). Здесь и в дальнейшем под $M(\dots)$ подразумевается реконструированная масса кандидата, а под $m^{\text{PDG}}(\dots)$ — известная масса частицы из PDG [1]. На графики также наложены результаты аппроксимации двойной функцией Гаусса для сигнала и полиномом первой степени для фона. Для дальнейшего анализа требуется, чтобы $J/\psi \pi^+ \pi^-$ кандидаты принадлежали массовому окну ± 18 МэВ от известной массы $\psi(2S)$ [1], обозначенному на графике синими вертикальными линиями.

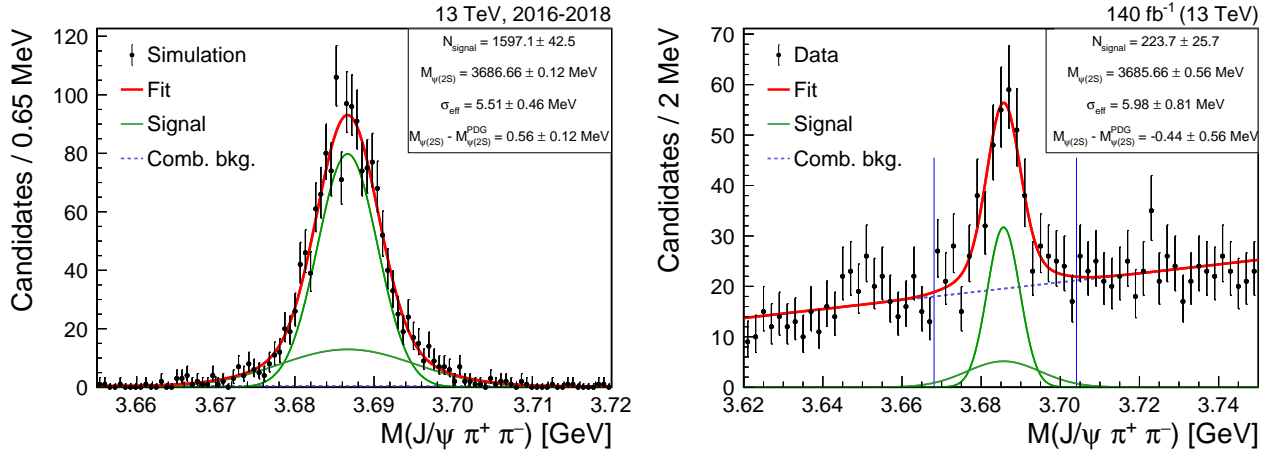


Рисунок 3.3 — Распределения по инвариантной массе для отобранных $J/\psi\pi^+\pi^-$ кандидатов с наложенными результатами аппроксимации. Левый график соответствует МК моделирование, правый — реальным данным. Вертикальные синие линии показывают массовое окно, используемое в анализе. Полученная в результате аппроксимации масса $\psi(2S)$ 3685.66 ± 0.56 МэВ находится в согласии с мировым средним 3686.10 ± 0.06 МэВ [1].

Для получения Ξ_b^- кандидатов, проводится вершинный кинематический фит отобранных частиц μ^+ , μ^- и Ξ^- в общую вершину, причем в ходе этой процедуры накладываеся условие подгонки 4-импульсов мюонов для совпадения (constraint) инвариантной массы димюона с мировым средним значением массы J/ψ или $\psi(2S)$ мезона [1]. Для канала $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ с модой $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, два дополнительных пиона (как описано выше) также добавляются в этот вершинный фит. Аналогично предыдущим работам CMS [15;92–96;107;112], среди нескольких десятков первичных вершин, присутствующих в событии из-за явления pileup, в качестве вершины рождения Ξ_b^- кандидата выбирается та ПВ, которая имеет наименьший направляющий угол. Последний определяется как трехмерный угол между импульсом Ξ_b^- кандидата и вектором, соединяющим ПВ и восстановленную в описываемом процессе фитирования вершину распада Ξ_b^- бариона. Отобранные Ξ_b^- кандидаты должны иметь $p_T(\Xi_b^-) > 10$ ГэВ, а χ^2 -вероятность вершинного фита должна превышать 1%. Пион из распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$ должен удовлетворять требованию на значимость поперечного прицельного параметра $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 1$, где d_{xy} — наименьшее расстояние между треком и выбранной ПВ в поперечной плоскости, а $\sigma_{d_{xy}}$ — погрешность этой величины. Для канала $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ с модой $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, два дополнительных трека пионов также должны удовлетворять требованию $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 0.4$.

Направляющий угол в поперечной плоскости между импульсом Ξ^- кандидата и вектором, соединяющим вершины распада Ξ_b^- и Ξ^- , должен соответствовать требованию $\cos \alpha(\Xi^-, \Xi_b^-) > 0.999$. Требуется, чтобы для аналогичного угла между импульсом Ξ_b^- кандидата и вектором из ПВ в вершину Ξ_b^- было выполнено $\cos \alpha(\Xi_b^-, \text{ПВ}) > 0.99$. Также, так как b-адрон имеет значительной время жизни и должен значимо отлетать от ПВ, требуется, чтобы расстояние в поперечной плоскости L_{xy} между ПВ и вершиной распада Ξ_b^- соответствовало условию $L_{xy}/\sigma_{L_{xy}} > 3$, где $\sigma_{L_{xy}}$ — экспериментальная погрешность этого расстояния.

Для второго канала распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, процедура реконструкции J/ψ и Λ кандидатов полностью аналогично вышеописанной, с добавлением дополнительного требования $p_T(\Lambda) > 2 \text{ ГэВ}$. Однако, вместо добавления трека пиона с последующим вершинным фитом $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$, отбирается заряженный трек с массовой гипотезой каона. Он должен иметь поперечный импульс $p_T > 1.4 \text{ ГэВ}$ и удовлетворять критериям high-purity (согласно подглаве 2.3). Далее Ξ_b^- кандидаты получают в результате кинематического вершинного фита частиц μ^+ , μ^- , Λ и K^- , с аналогичным условием на подгонку (constraint) инвариантой массе димюона известной массе J/ψ и таким же выбором ПВ. Требуется, чтобы значимость прицельного параметра каона удовлетворяла условию $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 0.5$ относительно выбранной ПВ. Из-за более высокого фона в данном канале по сравнению с $\Xi_b^- \rightarrow \psi \Xi^-$ (это обусловлено отсутствием на CMS адронной идентификации и присутствием большого числа истинных пионов с присвоенной массовой гипотезой каона, а также невозможностью подавить такой фон неким узким массовым окном вблизи порога, как это сделано для Ξ^- гиперона), накладываются более жесткие кинематические и топологические ограничения: $p_T(\Xi_b^-) > 15 \text{ ГэВ}$ и $\cos \alpha(\Xi_b^-, \text{ПВ}) > 0.999$, оставляя требования на качество вершинного фита и значимость отлета Ξ_b^- аналогичными вышеописанным. Стоит также отметить, что при вышеописанной процедуре реконструкции существенный вклад в число восстановленных $J/\psi \Lambda K^-$ кандидатов будет давать не только прямой распад $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, но также и частично восстановленный сигнал $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$, где фотон из распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ не участвует в процессе реконструкции (из-за малого энерговыделения γ является слишком мягким объектом для достоверного восстановления в детекторе из-за большого числа кластеров в ECAL).

Для изучения сигнала Ξ_b^- инвариантная масса $\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ кандидатов должна лежать в диапазоне $[5.55, 6.05] \text{ ГэВ}$, в то время как для изучения

возбужденных состояний в системах $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, как описанно в подразделе 3.4.2, выбираются узкие массовые окна, примерно соответствующие 2–3 детекторным разрешениям.

3.3.1 Восстановление кандидатов $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$

Для изучения возбужденных состояний Ξ_b^- , т.е. распадающихся сильно резонансов со значительной естественной шириной (порядка МэВ) и малым временем жизни, в процедуре реконструкции предполагается распад таких состояний сразу в ПВ (без отлета). В настоящей диссертации проводится изучение Ξ_b^{*0} бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+$ и поиск Ξ_b^{*-} состояний в системе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$. Поэтому к отобраным Ξ_b^- кандидатам добавляется один или два заряженных трека, которые рождаются в выбранной ПВ с присвоением массовой гипотезы пиона. В случае изучения системы $\Xi_b^- \pi^+$, требуется, чтобы пион из первичной вершины был противоположного знака с пионом из Ξ^- или каоном для Ξ_b^- для распадов $\Xi_b^- \rightarrow \psi \Xi^-$ или $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, соответственно. В случае же изучения системы $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, для двух дополнительных пионов требуется, чтобы их знаки были противоположны. Так как такие пионы предполагаются рожденными из резонанса вблизи кинематического порога (т.е. должны обладать небольшой энергией и быть «мягкими»), единственным требованием на них является loose-rurity качество трека (согласно подглаве 2.3). Стоит также отметить, что канал $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ используется при изучении системы $\Xi_b^- \pi^+$, но не используется для изучения $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ в силу весьма небольшой статистики сигнальных событий.

Для изучения инвариантных масс $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, в работе используются переменные по разнице масс:

$$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+} = M(\Xi_b^- \pi^+) - M(\Xi_b^-) - m^{\text{PDG}}(\pi^+), \quad (3.8)$$

$$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-} = M(\Xi_b^- \pi^+ \pi^-) - M(\Xi_b^-) - 2m^{\text{PDG}}(\pi^\pm). \quad (3.9)$$

Такой метод помогает убрать из рассмотрения детекторное разрешение Ξ_b^- бариона (которое по порядку представляет из себя около 10 МэВ) и, следовательно, существенно улучшить разрешение для $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ кандидатов.

Для дополнительного улучшения детекторного разрешения в настоящей работе применяется также следующая методика, ранее разработанная в аналогичной публикации CMS [113], посвященной изучению возбужденных

состояний в системе $\Lambda_b^0 \pi^+ \pi^-$. Так, было рассмотрено несколько подходов к вычислению 4-импульса Ξ_b^- кандидата и пиона (пионов) для использования в переменной по разнице масс:

- **«Грубый»:** использовать 4-импульс Ξ_b^- из его вершинного фита и 4-импульс пиона (пионов), сохраненный в коллекции треков при online-реконструкции;
- **Вершинный фит $\Xi_b^- \pi^+$ ($\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$):** использовать 4-импульс частиц из кинематического фита в общую вершину выбранных кандидатов Ξ_b^- и пиона (пионов);
- **Повторный фит ПВ (PV refit):** использовать 4-импульс частиц из кинематического фита выбранного Ξ_b^- кандидата и всех треков из коллекции, принадлежащей выбранной ПВ. В частности, в последнем методе Ξ_b^- фитируется вместе с порядка 50–100 треками, один (два) из которых были отобраны для изучения $\Xi_b^- \pi^+$ ($\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$) системы.

Согласно работе [113], последний метод показал наилучший результат с улучшением разрешения $\Lambda_b^0 \pi^+ \pi^-$ до 50%. В рамках настоящей работы в разделе 3.6.1 также показано, что последний метод существенно улучшает разрешение, поэтому именно он используется как основной везде далее по тексту, если не указано иное.

Во всей дальнейшей работе в случае присутствия множественных кандидатов в одном событии pp -столкновений, такие кандидаты не удаляются (за исключением раздела 3.5, где это отдельно оговорено).

3.3.2 Оптимизация критериев отбора

В настоящей работе критерии отбора основываются на методе оптимизации с использованием критерия качества Пунзи (Punzi Figure of Merit) [114]. Данный метод предполагает максимизацию функции $f(S, B)$ в зависимости от числа сигнала S над уровнем фона B (для различных значений критериев отбора) с целью добиться наилучшей статистической значимости при сравнении статистических гипотез о наличии сигнала + фона или только фона. Явный вид функции f представляет из себя

$$f(S, B) = S / \left(\frac{a^2}{8} + \frac{9b^2}{13} + a\sqrt{B} + \frac{b}{2} \sqrt{b^2 + 4a\sqrt{B} + 4B} \right), \quad (3.10)$$

где параметры a и b — число стандартных отклонений, соответствующих одностороннему нормальному распределению Гаусса в статистике. Для поиска нового сигнала обычно эти параметры выбираются равными $a = 2$ и $b = 5$, что соответствует 95% доверительному интервалу и статистической значимости в 5 стандартных отклонений, соответственно. Такой вид функции f (S только в числителе, B только в знаменателе) имеет преимущество в том, что он не зависит от нормировки сигнала (в отличие от, например, критерия $S/\sqrt{S+B}$).

Так как одной из целей анализа, представленного в рамках диссертации, является первое обнаружение нового возбужденного состояния в системе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, то метод оптимизации Пунзи использовался следующим образом. При неких зафиксированных критериях отбора в качестве оценки значения сигнала S бралось число сигнальных событий $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ в МК моделировании, а в качестве оценки фона B — ожидаемое число фона на реальных данных в диапазоне по инвариантной массе, близком к ожидаемому сигналу (а именно, $[15, 45]$ МэВ для переменной $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$). Так как на данных в этой области ожидается присутствие как фона, так и сигнала, то для оценки только фоновой компоненты брались не кандидаты $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, а $\Xi_b^- \pi^\pm \pi^\pm$, т.е. Ξ_b^- плюс два пиона одинакового знака (Same-Sign, далее — SS). Как показано далее на Рис. 3.13, распределение по инвариантной таких кандидатов совпадает с комбинаторным фоном для $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ кандидатов противоположного знака (Opposite-Sign, далее — OS), поэтому оценка B из SS-распределения является разумной. Пример аппрок-

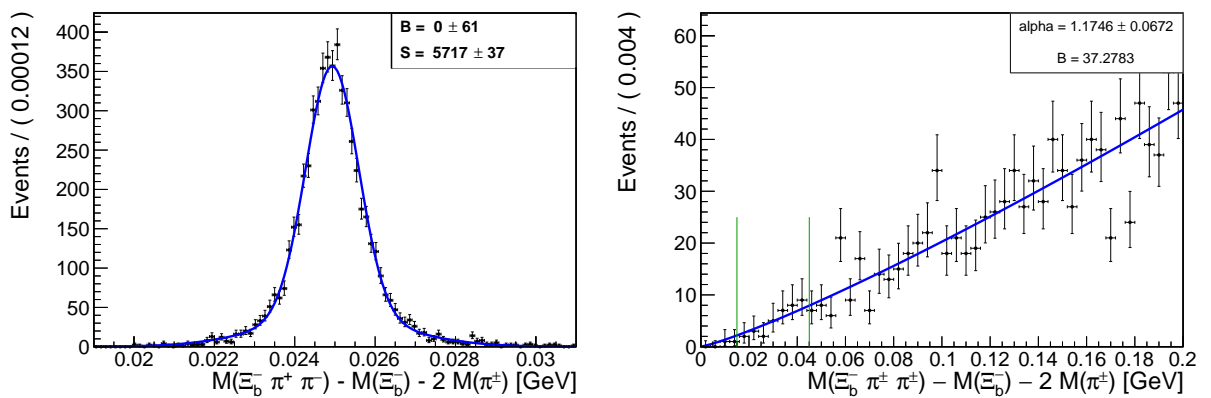


Рисунок 3.4 — Примеры аппроксимации в МК моделировании (слева) и на SS данных (справа), из которых определялись S и B , соответственно. Вертикальные зелёные линии справа обозначают сигнальный диапазон $[15;45]$ МэВ по переменной $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$.

симации сигнала Ξ_b^{*-} в моделировании и фона в SS распределении на данных для вычисления S и B приведен на Рис. 3.4.

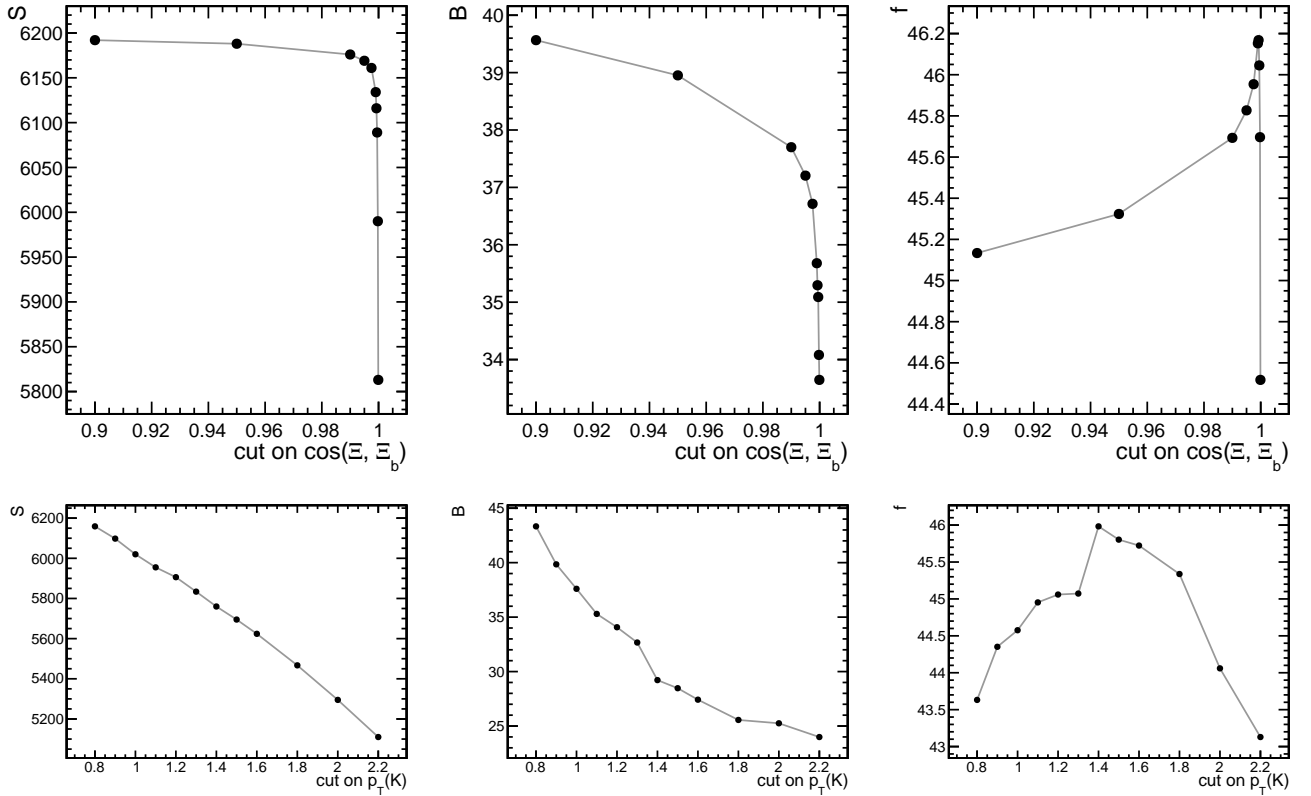


Рисунок 3.5 — Пример процедуры оптимизации критериев отбора для переменных $\cos \alpha(\Xi^-, \Xi_b^-)$ и $p_T(K^-)$ в каналах $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, соответственно. Левый столбец показывает сигнал S , центральный — фон B , правый — оптимизируемый критерий качества Пунзи f . Наилучшим является значение критерия отбора с максимальной f .

И S , и B являются по сути функциями выбранных критериев отбора (и конкретных численных значений этих критериев). Оптимизация проводится следующим образом: фиксируются все критерии отбора, кроме одного (например, p_T каона из распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$). Далее проводится «скан» по этой переменной, т.е. берется несколько возможных численных значений этого критерия ($p_T > 0.8$ ГэВ, $p_T > 0.9$ ГэВ, ... и т.д.), для каждого определяются S и B , как в примере, после чего вычисляется f по формуле (3.10). Строится график зависимости f от возможных значений критерия, после чего фиксируется значение критерия, при котором f принимает максимальное значение. Примеры оптимизации для направляющего угла $\alpha(\Xi^-, \Xi_b^-)$ и p_T каона представ-

лены на Рис. 3.5. Видно, что наилучшие значения критерия в этих примерах — $\cos \alpha(\Xi^-, \Xi_b^-) > 0.99925$ и $p_T > 1.4$ ГэВ.

Описанная выше процедура применяется почти для всех критериев отбора, упомянутых ранее при описании реконструкции, причем независимо для каналов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$. А именно, оптимизировались критерии отбора, представленные в Таблице 6. Стоит отметить, что несмотря на попытки как-то оптимизировать переменные, связанные с мягкими пионами из ПВ (их p_T , $p_T(\Xi_b^- \pi^+ \pi^-)$, вероятность вершинного фита $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$), оптимизация показала, что никакие требования на эти критерии не дают улучшения значимости; поэтому они не используются и не были упомянуты ранее в разделе 3.3.1.

Таблица 6 — Перечень критериев отбора, значения X которых оптимизировались с помощью описанного в тексте метода Пунзи. Часть критериев оптимизировалась только в одном из каналов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ или $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ (из-за различий в топологии), а часть — в обоих; однако непосредственно оптимизация проводилась независимо для каждого канала.

Частица	$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$	$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$
$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ или K^-, Λ	$p_T(\pi_{\Xi^-}^-) > X$ ГэВ $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}}(\pi_{\Xi^-}^-) > X$ $ M(\Lambda \pi^-) - m_{\Xi^-}^{PDG} < X$ МэВ $P_{vtx}(\Xi^-) > X\%$ $p_T(\Xi^-) > X$ ГэВ $\cos \alpha(\Xi^-, \Xi_b^-) > X$	$p_T(K^-) > X$ ГэВ $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}}(K^-) > X$ $ M(p \pi^-) - m_{\Lambda}^{PDG} < X$ МэВ $p_T(\Lambda) > X$ ГэВ $L_{xy}(\Lambda, \Xi_b^-)/\sigma_{L_{xy}(\Lambda, \Xi_b^-)} > X$
Ξ_b^-	$p_T(\Xi_b^-) > X$ ГэВ $\cos \alpha(\Xi_b^-, PV) > X$ $L_{xy}(\Xi_b^-, PV)/\sigma_{L_{xy}(\Xi_b^-, PV)} > X$ $P_{vtx}(\Xi_b^-) > X\%$	
Для $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	$ M(J/\psi \Xi^-) - m_{\Xi_b^-}^{\text{fit}} < X$ МэВ	$ M(J/\psi \Lambda K^-) - m_{\Xi_b^-}^{\text{fit}} < X$ МэВ $X_1 < M(J/\psi \Sigma^0 K^-) < X_2$
$\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	$p_T(\pi_{\Xi_b^-}^-)^{\text{max}} > X$ ГэВ $p_T(\pi_{\Xi_b^-}^-)^{\text{min}} > X$ ГэВ π^\pm loose- / tight- / high-purity трека $p_T(\Xi_b^- \pi^+ \pi^-) > X$ ГэВ $P_{vtx}(\Xi_b^- \pi^+ \pi^-) > X\%$ $M(\Xi_b^- \pi^+) - m_{\Xi_b^{*0}}^{PDG} > X$ МэВ	

Необходимо также сделать ещё несколько замечаний касательно процедуры оптимизации. Во-первых, эта процедура проводилась последовательно переменная за переменной, стартуя с некоего достаточно произвольно выбранного набора начальных критериев отбора (примерно соответствующих предыдущим близким работам CMS), причем при изучении каждой следующей переменной фиксировалось оптимизированное значения предыдущей. Так как и порядок оптимизации переменных являются тоже произвольными, то такая процедура прохождения по сетке узлов наборов критериев отбора в многомерном пространстве параметров (grid search) является, очевидно, неидеальной, так как не охватывает весьма значительные области этого многомерного пространства, и велика вероятность нахождения локального максимума по функции f , а во-все не глобального. Чтобы как-то исправить такое поведение оптимизационной процедуры и улучшить вероятность нахождения именного глобального минимума, после прохождения всех переменных процедура оптимизации несколько раз повторялась по всем переменным заново, т.е. первая по порядку переменная оптимизировалась снова, но остальные критерии были зафиксированы из предыдущей итерации оптимизации. Такие итерации проводились до тех пор, пока повторение оптимизации не переставало давать увеличение функции f ; в целом, для обоих каналов хватило трех итераций (хотя, в целом, результаты второй и третьей итераций отличались от первой довольно незначительно, и наибольший прирост f показывала именно в первой). Были также проведены попытки изменения порядка выбора переменных для оптимизации, которые не привели к значительным улучшениям.

Во-вторых, хотя данная диссертация и является связанным исследованием по изучению сигналов Ξ_b^- , $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, исторически она была разбита на две публикации коллаборации CMS, вышедшие с интервалом в 3 года — первая [22] содержала в себе обнаружение нового $\Xi_b(6100)^-$ бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, для которого и проводилась вышеописанная оптимизация, а вторая [35] — обнаружение нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и изучение Ξ_b^{*0} бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+$. Все приведенные при реконструкции конкретные значения критериев отбора фактически использовались именно во второй публикации, и по сути являются унаследованными из описанной оптимизационной процедуры для $\Xi_b(6100)^-$ с крайне незначительными изменениями по сравнению с первой публикацией.

3.4 Изучение различных сигналов Ξ_b^- бариона

В данной подглаве приведены основные результаты изучения различных восстановленных сигналов Ξ_b^- бариона, включая первое обнаружение нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$. Сначала обсуждаются формы сигналов в МК моделировании, после чего проводится аппроксимация и анализ распределений по инвариантной массе на реальных данных.

3.4.1 Сигнал Ξ_b^- в МК моделировании

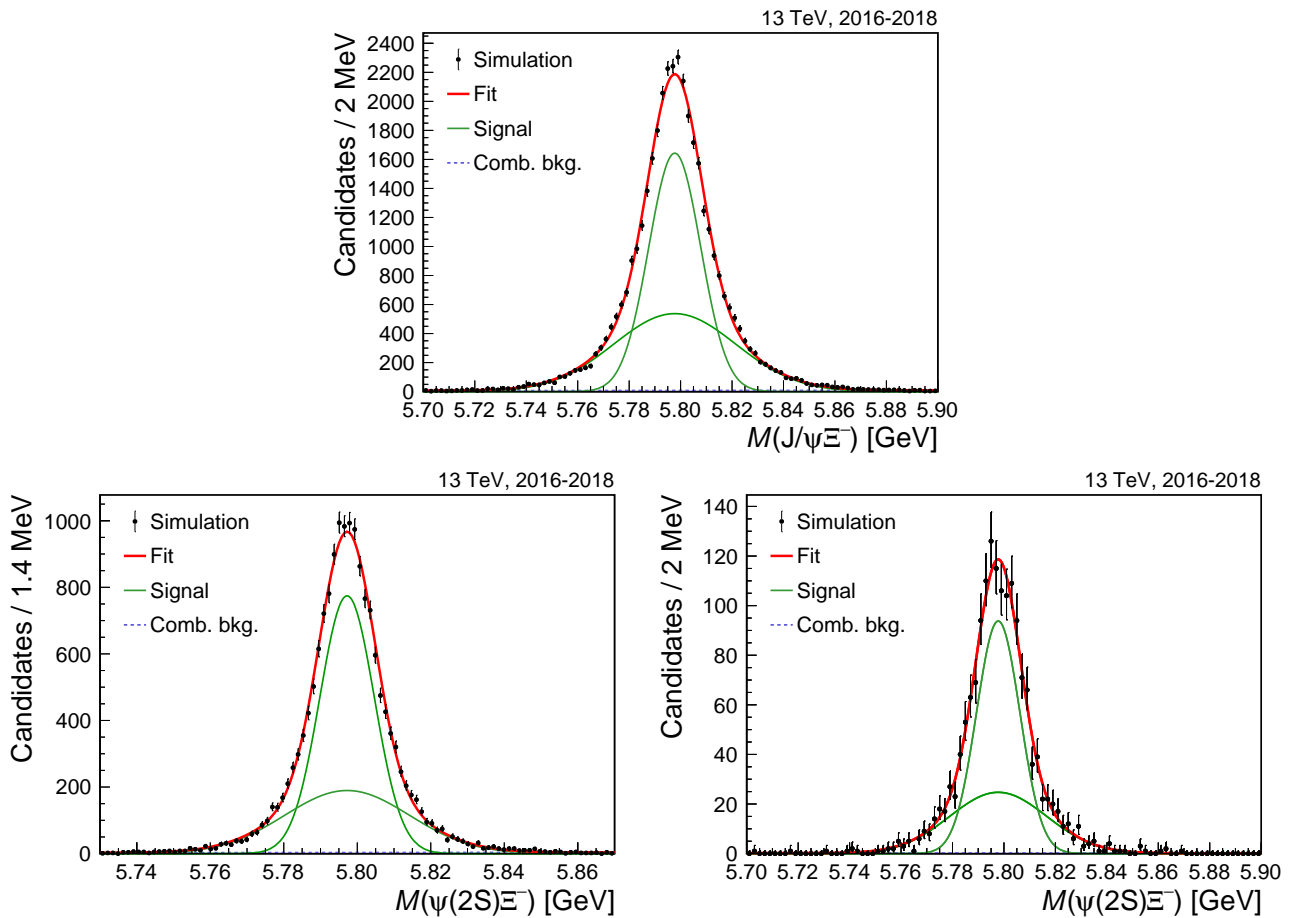


Рисунок 3.6 — Распределение по инвариантной массе восстановленных в МК моделировании кандидатов $J/\psi\Xi^-$ (сверху) и $\psi(2S)\Xi^-$ (нижний ряд, слева показана мода распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, справа — $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) кандидатов. Количество событий показано черными точками, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкие зеленые линии показывают сигнальные компоненты двойной функции Гаусса, а пунктирная синяя — комбинаторный фон.

На Рис. 3.6 представлены массовые распределения восстановленных в МК моделировании $J/\psi\Xi^-$ и $\psi(2S)\Xi^-$ кандидатов, а в Таблице 7 — результаты их аппроксимации двойной функцией Гаусса с общим средним (небольшой комбинаторный фон, присутствующий в моделировании из-за восстановления малой доли событий из процессов, не соответствующих сгенерированному сигналу, моделируется полиномом первой степени).

На Рис. 3.7 аналогично показаны массовые распределения для реконструированных в моделировании $J/\psi\Lambda K^-$ кандидатов, где учтено присутствие двух различных вкладов — в 75% случаев был сгенерирован полностью восстановленный распад $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$, снова описанный двойной функцией Гаусса с общим средним, а в 25% случаев — частично восстановленный сигнал $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ с «потерянным» фотоном из $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$. Последнее существенно искажает и смещает этот сигнал — вместо узкого нормального распределения с центром в районе 5.8 ГэВ (известная масса Ξ_b^- бариона) оно является широким, асимметричным (размытие происходит из-за энергетических потерь) и пикуется в районе 5.72 ГэВ (сдвиг по массе примерно соответствует энерговыделению в распаде $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$). Для описания такого распределения используется асимметричная функция Гаусса, т.е. имеющая разные ширины слева и справа. Результаты аппроксимации приведены в той же Таблице 7.

Таблица 7 — Параметры, полученные в результате аппроксимации инвариантных масс Ξ_b^- кандидатов на данных МК моделирования для каждого из каналов восстановления Ξ_b^- . N соответствует числу сигнальных событий, масса и разрешения приведены в МэВ, погрешности являются только статистическими. Для последней строки σ_1 и σ_2 являются не параметрами двойной функции Гаусса, а левой и правой шириной, соответственно, для асимметричной функции Гаусса. Небольшое число сгенерированных событий для распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ с $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ объясняется тем, что этот набор не использовался для вычисления эффективностей.

Канал	N	$m_{\Xi_b^-}^{\text{fit}}$	σ_1	σ_2	f	σ_{eff}
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$	36828 ± 202	5797.7 ± 0.1	23.8 ± 0.4	10.1 ± 0.2	0.44 ± 0.02	17.4 ± 0.4
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ (с $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$)	16050 ± 136	5797.2 ± 0.1	7.41 ± 0.21	17.0 ± 0.7	0.64 ± 0.03	11.8 ± 0.4
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ (с $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$)	1578 ± 41	5797.8 ± 0.3	18.9 ± 2.4	8.44 ± 0.80	0.37 ± 0.10	13.3 ± 2.0
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$	38470 ± 205	5797.5 ± 0.1	22.6 ± 0.5	9.33 ± 0.14	0.35 ± 0.02	15.4 ± 0.4
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$	11318 ± 107	5722.0 ± 1.1	54.9 ± 0.8	26.6 ± 0.7	—	—

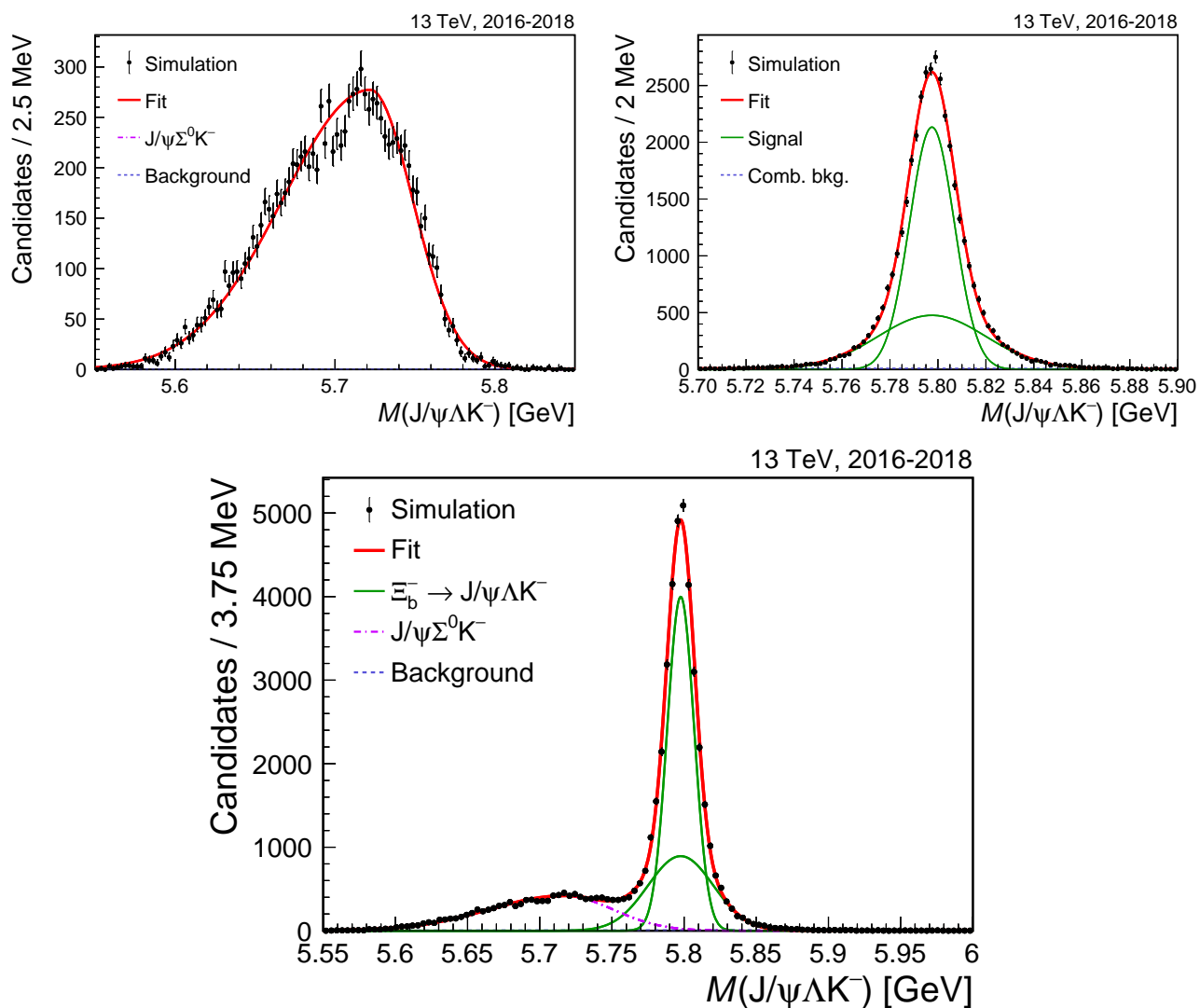


Рисунок 3.7 — Распределение по инвариантной массе восстановленных в МК моделировании кандидатов $J/\psi\Lambda K^-$. Слева показаны частично восстановленные события из сгенерированного распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$, справа — полностью восстановленные из $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$, снизу — оба одновременно. Количество событий показано черными точками, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкие зеленые линии показывают сигнальные компоненты двойной функции Гаусса, фиолетовая штрихпунктирная линия — асимметричную функцию Гаусса, а пунктирная синяя — комбинаторный фон.

В целом наиболее важными результатами, получаемыми из анализа приведенных распределений и результатов аппроксимации, являются детекторное разрешение и формы сигналов, которые можно использовать для последующей аппроксимации реальных данных; особенно это важно для частично-восстановленной компоненты $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$. Видно, что разрешение σ_{eff} отличается для

различных каналов восстановления Ξ_b^- и имеет прямую зависимость от энерговыделения распада и свободного фазового объема (большие энерговыделение и фазовый объем дают большее разрешение), что находится в соответствии с ожиданиями. При изучении МК моделирования также отдельно проверялось, что разрешения и формы сигналов находятся в согласии для каждого поднабора сгенерированных данных, соответствующих разным годам набора реальных данных. Данная проверка обусловлена тем, что в ходе Run-2 (2016–2018 годы) в эксперименте CMS проводились замены некоторых частей детектора (например, внутренняя часть трекера), также модифицировались триггерные алгоритмы и алгоритмы реконструкции, поэтому важно убедиться в ходе непосредственного измерения, что это не влияет на анализ, представленный в настоящей работе.

Кроме того, можно заметить, что восстановленная масса Ξ_b^- бариона несколько отличается от той, что была заложена в генераторе (а именно, 5797.0 МэВ в соответствии с PDG [1]). Это может служить указанием на потенциальную неидеальность в калибровке отклика детектора и алгоритмов реконструкции при определении 4-импульса частиц (однако, сдвиг в реконструированной массе Ξ_b^- не повлияет на используемые переменные по разнице масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ согласно их определению).

3.4.2 Первое обнаружение распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и изучение сигнала Ξ_b^- на реальных данных

Распределения по инвариантной массе для отобранных на реальных данных $J/\psi\Xi^-$, $J/\psi\Lambda K^-$ и $\psi(2S)\Xi^-$ (для обоих мод распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) кандидатов представлены на Рис. 3.8. Для каждого из этих распределений проводится аппроксимация, в которой сигнал от Ξ_b^- бариона описывается двойной функцией Гаусса с общим средним, форма которой фиксирована из МК моделирования, однако обе ширины умножаются на одинаковый множитель, который является свободным параметром аппроксимации. В явном виде аппроксимирующая функция выражается так:

$$\begin{aligned} \tilde{G}(M) &= f \cdot G(M; M_0, \sigma_1) + (1 - f) \cdot G(M; M_0, \sigma_2) = \\ &= f^0 \cdot G(M; M_0, s \cdot \sigma_1^0) + (1 - f^0) \cdot G(M; M_0, s \cdot \sigma_2^0), \end{aligned} \quad (3.11)$$

где f^0 , σ_1^0 и σ_2^0 фиксированы из МК моделирования (в соответствии со значениями, полученными в Таблице 7), а параметр s является свободным. Такой

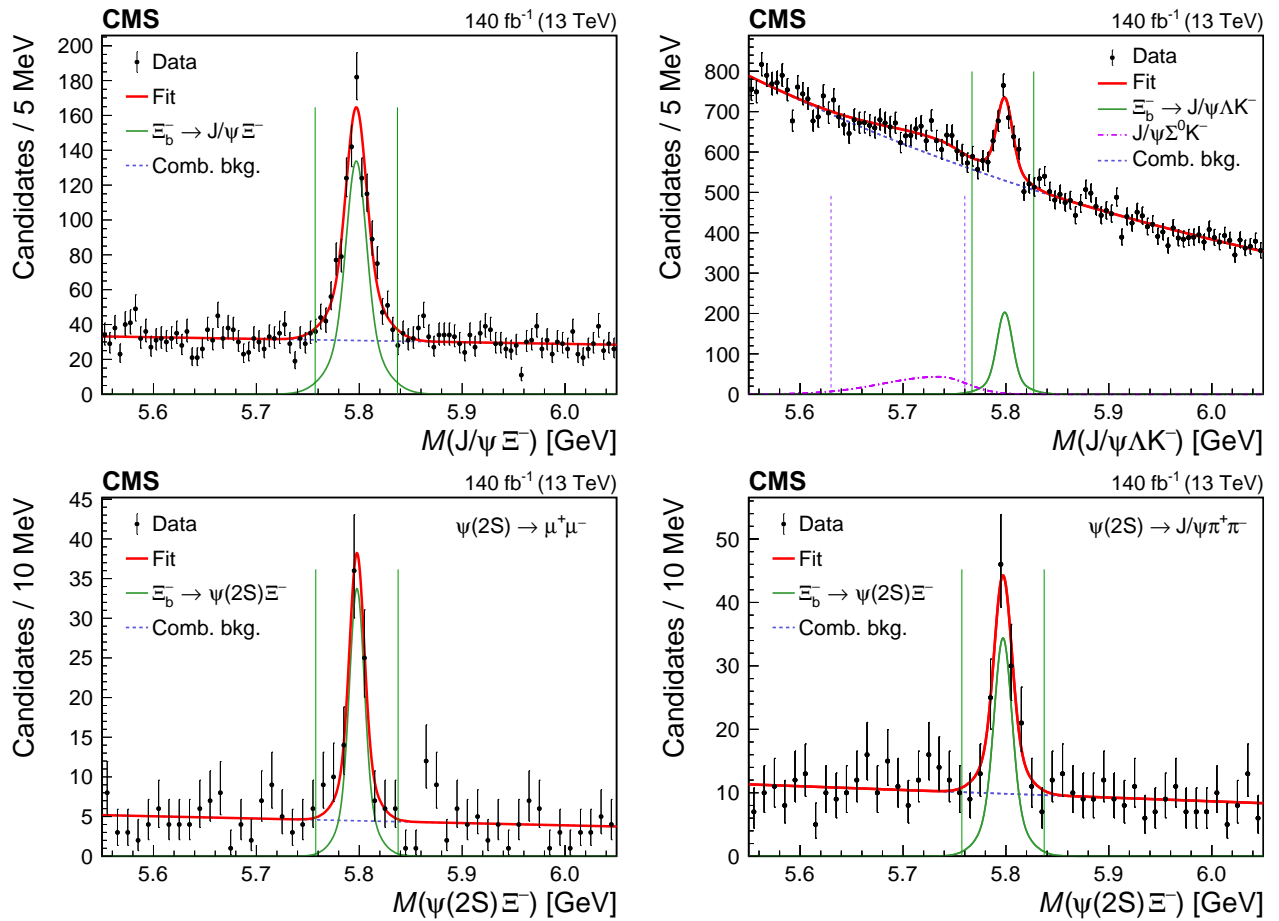


Рисунок 3.8 — Распределение по инвариантной массе отобранных $J/\psi \Xi^-$ (слева сверху), $J/\psi \Lambda K^-$ (справа сверху) и $\psi(2S) \Xi^-$ [нижний ряд, с $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (слева) и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ (справа)] кандидатов [35]. Черные точки показывают данные, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкая зеленая линия показывает сигнал, а пунктирная синяя — комбинаторный фон. Фиолетовая штрихпунктирная линия на правом верхнем графике показывает вклад частично восстановленной компоненты $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$. Вертикальные сплошные зеленые или пунктирные фиолетовые линии вокруг каждого пика демонстрируют массовое окно, требуемое для Ξ_b^- кандидатов при дальнейшем изучении систем $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$.

подход позволяет при ограниченной статистике реальных данных, с одной стороны, уменьшить число свободных параметров аппроксимации, что улучшает её сходимость, с другой стороны — допускает возможность разумного различия детекторного разрешения в моделировании и реальных данных для лучшего описания сигнала на данных. Комбинаторный фон описан полиномом первой степени в случае $J/\psi \Xi^-$ и $\psi(2S) \Xi^-$ кандидатов и экспоненциальной функцией

— для $J/\psi\Lambda K^-$. В последнем распределении вклад частично-восстановленного сигнала от распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ учтен добавлением асимметричной функции Гаусса, ширины которой фиксированы на значения, полученные в МК моделировании в предыдущем разделе.

Таблица 8 — Число сигнальных событий N , центральное значение массы Ξ_b^- бариона $m_{\Xi_b^-}^{\text{fit}}$ и эффективная ширина σ_{eff} , полученные в результате аппроксимаций распределений по инвариантной массе различных каналов распада Ξ_b^- на реальных данных. Погрешности являются только статистическими.

Канал распада	N	$m_{\Xi_b^-}^{\text{fit}}$ (МэВ)	s	σ_{eff} (МэВ)
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$	846 ± 40	5797.1 ± 0.6	0.94 ± 0.06	16.3 ± 1.0
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$	920 ± 98	5798.8 ± 0.9	0.77 ± 0.10	11.9 ± 1.5
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$	880 ± 170	—	—	—
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ (с $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$)	74 ± 11	5797.7 ± 1.4	0.94 ± 0.17	11.1 ± 2.0
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ (с $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$)	90 ± 14	5797.2 ± 1.7	0.98 ± 0.21	13.1 ± 2.8

Результаты аппроксимации приведены в Таблице 8. Измеренные детекторные разрешения находятся в согласии с полученными в МК моделировании и с кинематическими ожиданиями. Важно отметить, что измеренная масса Ξ_b^- бариона находится в хорошем согласии с мировым средним 5797.0 ± 0.6 МэВ [1]. Для всех сигналов также было проведено разбиение на отдельные поднаборы, соответствующие тем годам, в которые были набраны эти данные, с целью проверки согласия разрешений и измеренных масс между собой. Во всех случаях результаты получились согласованными; также сигнальная статистика примерно соответствует интегральной светимости каждого из периодов набора данных. Данные результаты демонстрируют отличную возможность детектора CMS по восстановлению распадов прелестных адронов с присутствием в конечном состоянии мюонов, в том числе для сложной топологии с большим количеством вторичных вершин распада, и являются ключевой основой всех проведенных в рамках настоящей диссертации измерений. Кроме того, успешное восстановление канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ является первым подтверждением этого распада, ранее обнаруженного экспериментом LHCb [24].

Полученный сигнал в канале $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ является первым обнаружением этого распада. Статистическая значимость вычисляется методом отношения функций правдоподобия (likelihood ratio test), в котором сравниваются значение этой функции из аппроксимации с гипотезой присутствия сигнала

плюс фона относительного гипотезы присутствия только фона (нулевая гипотеза). Это отношение вычисляется следующим образом. Сначала повторяется описанная выше аппроксимация в модели сигнал плюс фон, однако центральное значение двойной функции Гаусса фиксируется равным известной массе Ξ_b^- бариона 5797.0 ± 0.6 МэВ [1], а параметр s фиксируется равным единице; в результате сигнальная компонента имеет только один свободный параметр: число сигнальных событий N . Далее аппроксимируется повторяется, однако теперь число сигнальных событий N фиксируется равным нулю. Полученные в результате этих двух аппроксимаций с сигналом и без значения отрицательного логарифма функции правдоподобия (negative log likelihood, NLL) обозначаются за \mathcal{L}_S и \mathcal{L}_0 , соответственно. В силу выполнения теоремы Вилкса [115], с использованием асимптотических формул [116] [уравнения (12) и (52)] статистическая значимость (z-value) вычисляется как $\sqrt{2} \cdot \text{erfc}^{-1}(p)$, где $p = \text{Prob}(2 \cdot (\mathcal{L}_S - \mathcal{L}_0), 1)$ — p-значение (p-value), определяемое как значения вероятности для функции χ^2 для одной степени свободы (число свободных параметров). В результате было получено, что статистическая значимость значительно больше 5 стандартных отклонений для сигнала $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ для обоих $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ мод распада [35]. Было также проверено, что значимый сигнал присутствует и в статистически независимых поднаборах данных, набранных в отдельных годах работы коллайдера (т.е. 2016, 2017, 2018).

Для дальнейшего изучения систем $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, отбираются только Ξ_b^- кандидаты, имеющие инвариантную массу внутри массового окна ± 40 (30) МэВ от значения $m_{\Xi_b^-}^{\text{fit}}$ для $\psi\Xi^-$ ($J/\psi\Lambda K^-$) каналов распада. Это соответствует примерно $(2.5-3) \times \sigma_{\text{eff}}$, как показано сплошными вертикальными зелеными линиями вокруг сигнальных пиков на Рис. 3.8. Для частично-восстановленной компоненты $J/\psi\Sigma^0 K^-$ используется массовое окно 5.63–5.76 ГэВ, показанное пунктирными вертикальными фиолетовыми линиями на Рис. 3.8. Численные значения этих массовых окон были получены в результате оптимизации критериев отбора, как описано в Разделе 3.3.2.

3.5 Изучение Ξ_b^{*0} бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+$

В этой подглаве приводятся результаты по изучению системы $\Xi_b^- \pi^+$, получаемой в результате комбинации ранее отобранных Ξ_b^- кандидатов, как описано в предыдущем разделе 3.4, с треками заряженных пионов противоположного

знака, совместимых с гипотезой рождения в ПВ. Полученные распределение по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ представлены на Рис. 3.9, отдельно для $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ (где моды $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ и $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ объединены), $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ каналов восстановления Ξ_b^- бариона [35]. Явный пик вблизи кинематического порога присутствует во всех 4-ех распределениях, в согласии с предыдущими результатами коллабораций CMS [10] и LHCb [11; 23].

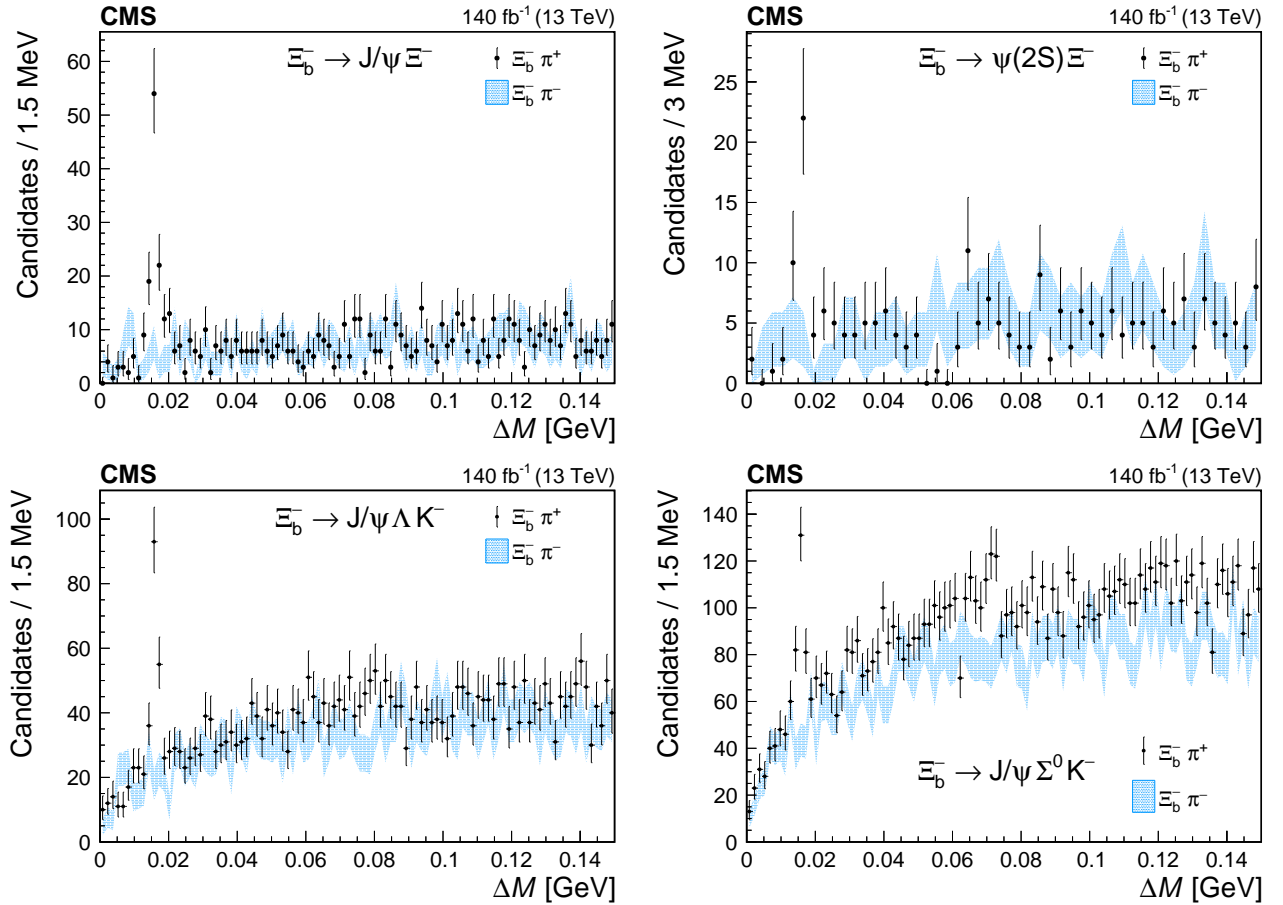


Рисунок 3.9 — Распределение по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^\pm}$ отобранных $\Xi_b^- \pi^\pm$ кандидатов для различных каналов восстановления $\Xi_b^- \pi^\pm$, указанных на каждом из графиков [35]. Черные точки показывают данные «правильного» знака, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; голубые полосы и их ширина показывают данные «неправильного» знака и их статистическую погрешность, соответственно.

На Рис. 3.9 также наложено контрольное распределение по разнице инвариантных масс для событий «неправильного» знака, т.е. комбинаций $\Xi_b^- \pi^-$ (когда пион того же знака, что и Ξ_b^- барион). В этом распределении отсутствует

пик Ξ_b^{*0} резонанса, и оно находится в согласии с комбинаторным фоном комбинаций «правильного» знака $\Xi_b^- \pi^+$. Данный результат подтверждает корректность процедуры реконструкции событий как сигнала Ξ_b^{*0} бариона, так и комбинаторную (т.е. случайную) природу фона под пиком и в его окрестностях. Также стоит отметить, что в этом регионе вблизи кинематического порога не обнаружено каких-либо других структур в обоих распределениях $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^-$.

Различные теоретические работы предсказывают наличие у Ξ_b^{*0} бариона как у сильно-распадающегося резонанса значительной естественной ширины (например, вычисления КХД на решётке дают $\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.51 \pm 0.16$ МэВ [80], а модель 3P_0 предсказывает 0.85 МэВ [81]). В последней работе коллаборации LHCb эта величина была измерена как $\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.87 \pm 0.06 \pm 0.05$ МэВ [23]. При этом детекторное разрешение эксперимента CMS для разницы инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ в системе $\Xi_b^- \pi^+$ ожидается примерно того же порядка, что и $\Gamma(\Xi_b^{*0})$. Поэтому для аппроксимации сигнала $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ и измерения его параметров используется свертка релятивистской функции Брейта-Вигнера (RBW) с функцией детекторного разрешения.

Для оценки последнего используются данные МК моделирования. Сигнал $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ был восстановлен с использованием описанного в разделе 3.3.1 метода «Повторный фит ПВ», и на Рис. 3.10 приведены распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ для 4-ех различных каналов восстановления Ξ_b^- бариона, аналогично, как они были показаны на реальных данных в предыдущем Рис. 3.9. Так как при генерации компьютерного моделирования естественная ширина Ξ_b^{*0} бариона была заложена равной нулю (как указано в подглаве 3.2),

Таблица 9 — Параметры, полученные в результате аппроксимации разницы инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ для $\Xi_b^- \pi^+$ кандидатов на данных МК моделирования для каждого из каналов восстановления Ξ_b^- . N соответствует числу сигнальных событий, масса и разрешения приведены в МэВ, погрешности являются только статистическими. Небольшое число сгенерированных событий для канала $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ объясняется тем, что этот набор не использовался для вычисления эффективностей.

Канал	N	$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$	σ_1	σ_2	f	σ_{eff}
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$	9006 ± 97	15.78 ± 0.01	0.45 ± 0.01	1.21 ± 0.04	0.687 ± 0.021	0.773 ± 0.023
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$	588 ± 25	15.81 ± 0.03	0.46 ± 0.04	1.27 ± 0.22	0.731 ± 0.081	0.769 ± 0.104
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$	12559 ± 115	15.77 ± 0.01	1.04 ± 0.04	0.43 ± 0.01	0.345 ± 0.03	0.707 ± 0.033
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$	10213 ± 103	15.79 ± 0.01	0.93 ± 0.01	—	—	—

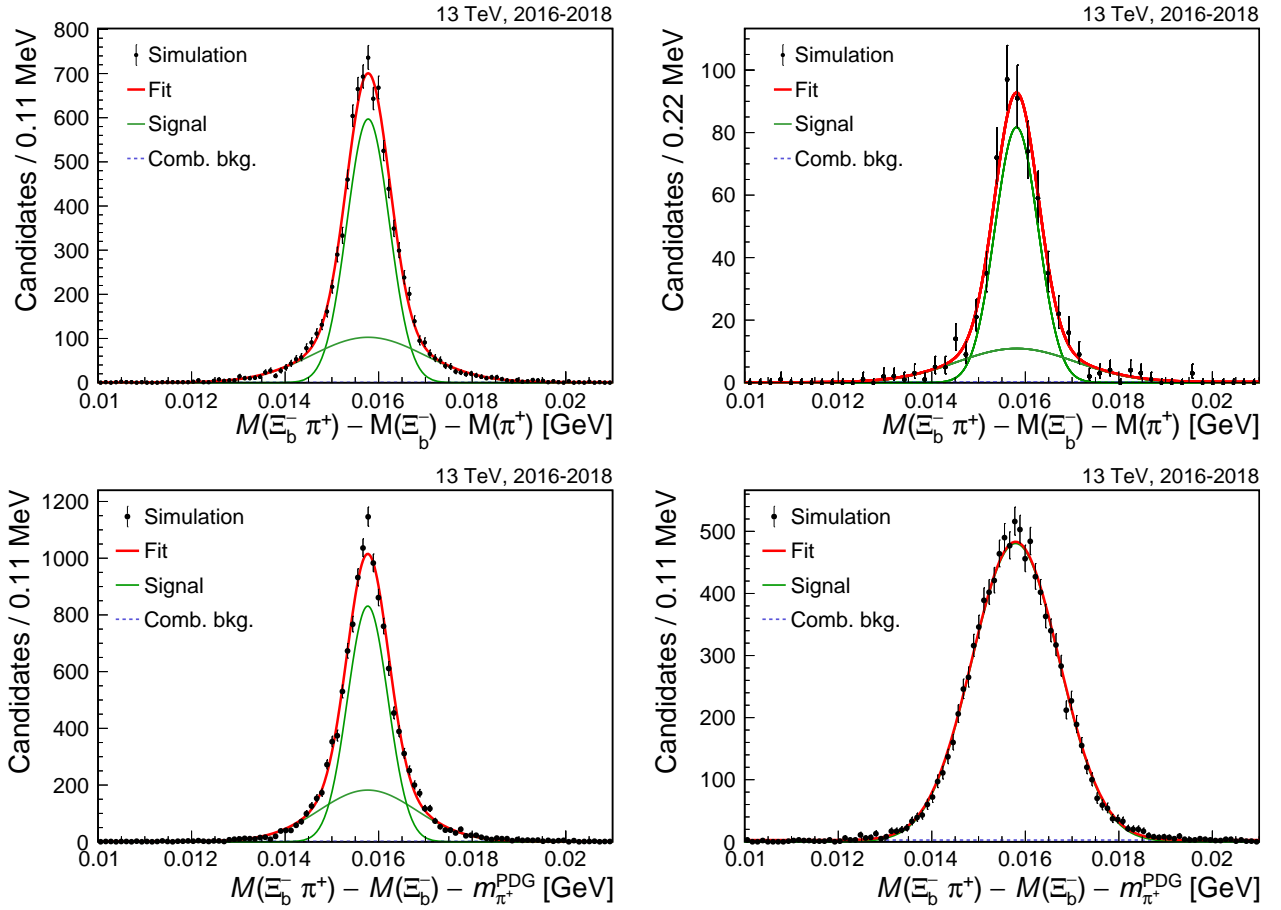


Рисунок 3.10 — Результаты аппроксимации распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ для восстановленных в МК моделировании $\Xi_b^- \pi^+$ кандидатов при использовании различных мод реконструкции Ξ_b^- бариона. Сверху показаны каналы $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi_b^-$ (слева) и $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi_b^-$ (справа), в то время как снизу приведены каналы $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ (слева) и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ (справа), соответственно. Количество событий показано черными точками, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкие зеленые линии показывают сигнальную компоненту, а пунктирная синяя — комбинаторный фон.

«расплывание» пика на Рис. 3.10 целиком обусловлено только эффектами детекторного разрешения. Для вычисления его величины проводится аппроксимация двойной функцией Гаусса с общим средним для всех полностью восстановленных каналов Ξ_b^- , в то время как события из частично восстановленного канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ аппроксимируются просто функцией Гаусса — потеря фотона ухудшает разрешение, а использование более сложной функции приводит к вырождению параметров. Результаты аппроксимации приведены в Таблице 9.

Видно, что детекторное разрешение всех 3 полностью восстановленных каналов практически одинаковое и находится в хорошем согласии между собой с учетом статистической погрешности сгенерированных наборов МК моделировании. При этом в соответствии с ожиданиями потеря фотона приводит к увеличению разрешения на примерно 26%. Все измеренные разрешения имеют значение немногим меньше, чем 1 МэВ, то есть действительно примерно той же величины, что и ожидаемая естественная ширина Ξ_b^{*0} резонанса. Аналогично изучению сигнала Ξ_b^- бариона в моделировании, была проведена проверка того, что при разбиении сгенерированных данных на поднаборы, соответствующие разным годам набора реальных данных, детекторное разрешение находится в согласии между этими поднаборами. Также стоит отметить, что при генерации была заложена масса Ξ_b^{*0} бариона, равная 5952.3 МэВ, что с учетом известных масс Ξ_b^- и заряженного пиона приводит к ожидаемому значению по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+} = 15.73$ МэВ; при этом полученное после реконструкции значение для центра пика Ξ_b^{*0} бариона систематически на несколько сотых МэВ выше ожидаемого (аналогично эффекту, наблюдаемому ранее при восстановлении основного состояния Ξ_b^- бариона). Данный сдвиг будет учтен в качестве возможного источника систематической погрешности в соответствии с описанием в подразделе 3.8.2.

Для измерения параметров Ξ_b^{*0} бариона, проводится небинированная аппроксимация методом наибольшего правдоподобия распределений, представленных ранее на Рис. 3.9. Для более простого и надежного описания фона, аппроксимация проводится в более узком сигнальном диапазоне $[0, 0.06]$ ГэВ по переменной $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$; также для дополнительного подавления фоновых со-

Таблица 10 — Полученные из аппроксимации числа сигнальных событий распада $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ для каждого из приведенных мод восстановления Ξ_b^- бариона, где погрешности являются только статистическими.

Канал распада	$N(\Xi_b^{*0})$
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$	97^{+13}_{-12}
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$	24^{+6}_{-5}
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$	124^{+17}_{-16}
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$	155^{+22}_{-20}

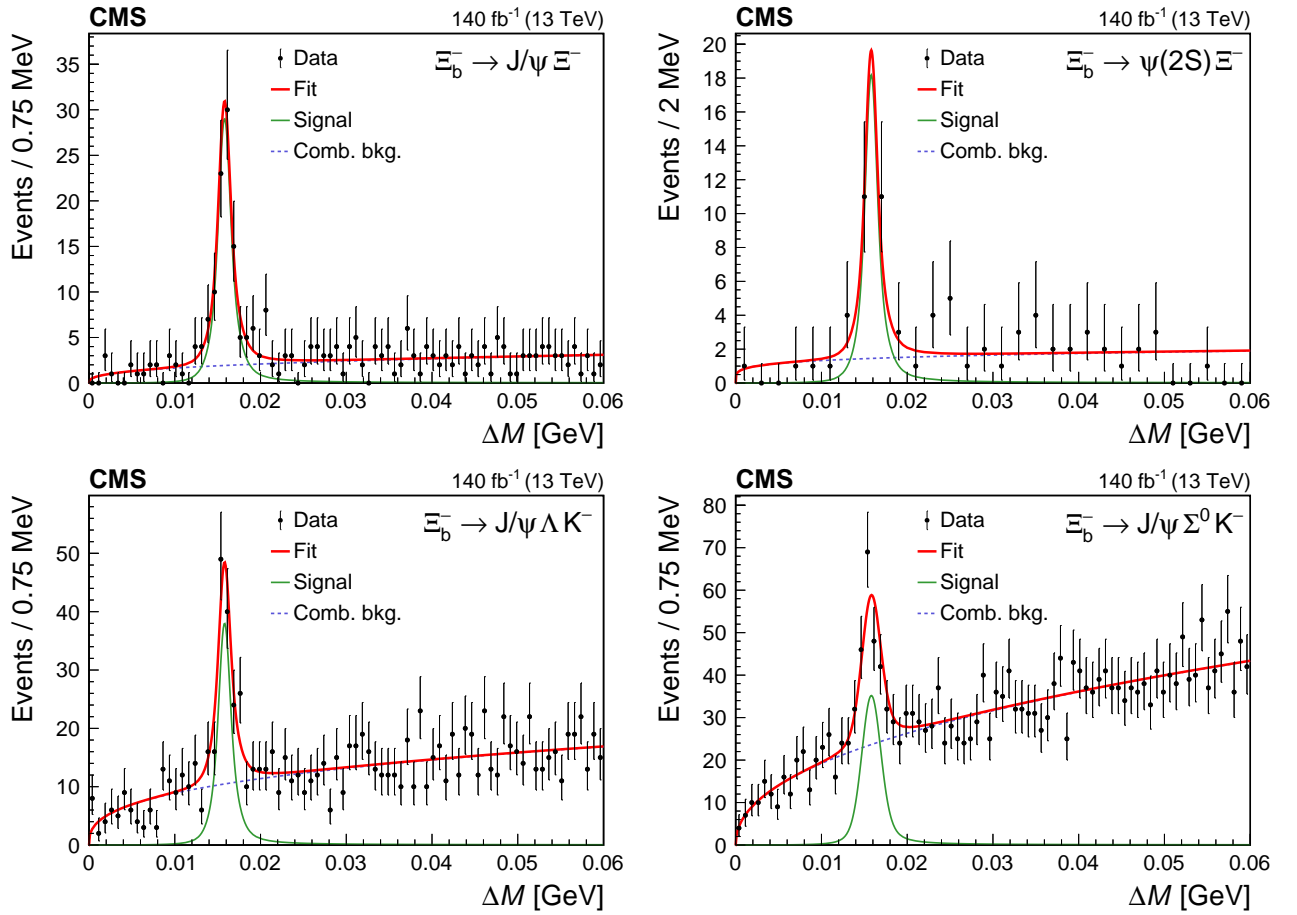


Рисунок 3.11 — Результаты одновременной аппроксимации распределений по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ отобранных событий $\Xi_b^- \pi^\pm$ для различных каналов восстановления $\Xi_b^- \pi^+$, указанных на каждом из графиков [35]. Черные точки показывают данные, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкая зеленая линия показывает сигнал, а пунктирная синяя — комбинаторный фон.

бытий в 10–15% случаев, когда в событии присутствуют множественные $\Xi_b^- \pi^+$ кандидаты (из-за восстановления в одном событии нескольких мягких пионов, совместимых с гипотезой происхождения из распада Ξ_b^{*0} резонанса), выбирается кандидат с наибольшим поперечным импульсом, аналогично предыдущим работам коллаборации CMS [15; 112]. Описание сигнала, как отмечалось выше, производится с помощью свертки описанной в разделе 3.1.1 функции RBW и Гауссова разрешения, причем параметры последнего фиксированы из результатов МК моделирования, приведенных в Таблице 9. Фон описывается пороговой функцией $(\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+})^\alpha$, где α является свободным параметром. Аппроксимация производится таким образом, что параметры интереса (масса и

ширина Ξ_b^{*0} бариона) являются общими для всех четырех каналов, в то время как число сигнальных событий, разрешение, а также описание фона свои для каждого из распределений (simultaneous fit). Результаты аппроксимации показаны на Рис. 3.11, а полученные числа сигнальных событий приведены в Таблице 10.

Измеренные в аппроксимации разница масс и естественная ширина Ξ_b^{*0} резонанса получаются равными $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}} = 15.810 \pm 0.077 \text{ МэВ}$ и $\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.87_{-0.20}^{+0.22} \text{ МэВ}$, соответственно, где ошибки являются только статистическими [35].

3.6 Поиск Ξ_b^{*-} бариона в системе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$

Данная подглава посвящена одному из основных результатов данной диссертации — первому обнаружению нового $\Xi_b(6100)^-$ бариона в распаде на $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$. Для проведения поиска этого резонанса были использованы каналы восстановления $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, а также частично-восстановленный $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ (мода $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ не использовалась из-за слишком малого числа сигнальных событий). Сначала было проведено изучение свойств ожидаемого сигнала на данных МК моделирования, после чего проведен поиск с использованием реальных данных pp -столкновений.

3.6.1 Изучение сигнала Ξ_b^{*-} в МК моделировании

Восстановление Ξ_b^{*-} бариона и на данных, и в МК моделировании проводится в результате комбинации Ξ_b^- бариона с двумя пионами противоположного знака. При этом, как говорилось в подглаве 3.2, для Ξ_b^{*-} бариона были сгенерированы отдельно наборы данных как с прямым трехчастичным распадом $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, так и с участием промежуточного распада на Ξ_b^{*0} барион, т.е. $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^{*0} \pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$. Данные МК моделирования из обоих наборов проходили одинаковую процедуру реконструкции (без каких-либо критериев на Ξ_b^{*0}), после чего было проведено их сравнение. Так как каких-либо значимых различий не было обнаружено, в дальнейшем эти наборы объединены вместе для увеличения сигнальной статистики.

Как обсуждалось в разделе 3.3.1, при реконструкции $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ использовалось три различных метода вычисления 4-импульсов и инвариантной массы системы $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$: «грубый», вершинный фит $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ и повторный фит ПВ (PV

refit). В Таблице 11 представлены результаты по изучению влияния этих методов на детекторное разрешение на сгенерированных событиях МК моделирования, полученные с помощью аппроксимации распределений по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ двойной функцией Гаусса с общим средним. Видно, что третий метод (PV refit) дает наилучшее значение разрешения (уменьшение до $\sim 50\%$), в результате чего именно этот метод выбран в качестве основного для работы с МК моделированием и реальными данными при изучении систем $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ (для $\Xi_b^- \pi^+$ улучшение разрешения было проверено аналогичным образом).

Предварительное изучение системы $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ на данных для различных мод восстановления Ξ_b^- бариона показало, что статистика сигнальных событий вблизи кинематического порога ожидается крайне небольшой. Так как результаты аппроксимации показывают, что Ξ_b^{*-} резонанс имеет почти одинаковое разрешение в каналах $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ (совпадает в пределах погрешности), было принято решение объединить эти два полностью восстановленных канала для упрощения, увеличения надежности и стабильности процедуры аппроксимации.

Таблица 11 — Параметры, полученные в результате аппроксимации разницы инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ для $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ кандидатов в МК моделировании, полученных тремя разными методами, для различных каналов восстановления Ξ_b^- («Комб.» соответствует сумме каналов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$). N соответствует числу сигнальных событий, масса и разрешения приведены в МэВ, погрешности являются только статистическими.

Канал	Метод	N	$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}}$	σ_1	σ_2	f	σ_{eff}
$J/\psi \Xi^-$	«Грубый»	1953 ± 51	25.02 ± 0.03	2.0 ± 0.17	0.9 ± 0.07	0.436 ± 0.074	1.483 ± 0.144
	Фит $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	1924 ± 80	25.03 ± 0.09	1.98 ± 0.05	0.86 ± 0.03	0.42 ± 0.023	1.443 ± 0.044
	PV refit	1949 ± 45	24.95 ± 0.02	1.64 ± 0.13	0.66 ± 0.03	0.25 ± 0.043	0.998 ± 0.084
$J/\psi \Lambda K^-$	«Грубый»	3783 ± 65	24.94 ± 0.02	1.86 ± 0.13	0.96 ± 0.05	0.387 ± 0.074	1.379 ± 0.123
	Фит $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	3770 ± 66	24.99 ± 0.02	1.86 ± 0.11	0.87 ± 0.05	0.437 ± 0.06	1.394 ± 0.102
	PV refit	3814 ± 63	24.92 ± 0.01	1.33 ± 0.07	0.61 ± 0.02	0.401 ± 0.038	0.965 ± 0.062
Комб.	«Грубый»	5734 ± 84	24.97 ± 0.02	1.92 ± 0.11	0.94 ± 0.04	0.395 ± 0.052	1.415 ± 0.094
	Фит $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	5697 ± 84	25.0 ± 0.02	1.91 ± 0.09	0.87 ± 0.04	0.427 ± 0.045	1.413 ± 0.083
	PV refit	5763 ± 78	24.93 ± 0.01	1.41 ± 0.08	0.62 ± 0.02	0.313 ± 0.039	0.942 ± 0.058
$J/\psi \Sigma^0 K^-$	«Грубый»	1204 ± 35	25.0 ± 0.05	2.01 ± 0.12	1.41 ± 0.08	0.387 ± 0.0	1.670 ± 0.070
	Фит $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	1196 ± 38	25.04 ± 0.05	1.14 ± 0.08	2.0 ± 0.1	0.437 ± 0.0	1.680 ± 0.070
	PV refit	1195 ± 36	24.98 ± 0.04	0.94 ± 0.08	1.45 ± 0.07	0.401 ± 0.0	1.274 ± 0.050

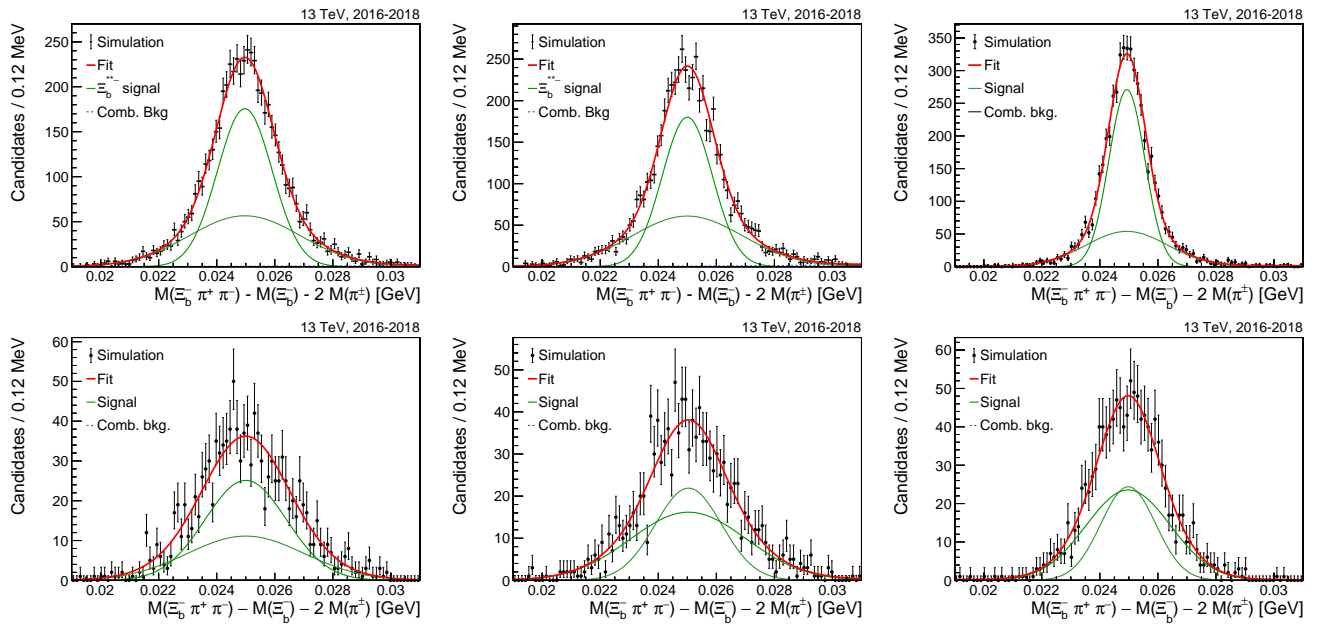


Рисунок 3.12 — Результаты аппроксимации распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ для восстановленных в МК моделировании $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ кандидатов при использовании различных методов вычисления 4-импульса — левый ряд графиков соответствует «грубому», центральный — вершинному фиту $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, правый — повторному фиту ПВ. Сверху показаны объединенные полностью восстановленные каналы $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, а снизу — частично восстановленная мода $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$. Количество событий показано черными точками, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкие зеленые линии показывают сигнальную компоненту, а пунктирная синяя — комбинаторный фон.

Распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$, вычисленные тремя разными методами, для объединенных каналов $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$, а также для частично восстановленных событий из распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$, приведены на Рис. 3.12. Аппроксимация сигнала проводилась двойной функцией Гаусса с общим средним, причем для канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ в силу небольшой статистики сгенерированных событий значение параметра f было фиксировано на полученное при аппроксимации канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$. Видно, что сигнальный пик, полученный последним методом (повторный фит ПВ), является более узким, что подтверждается численными результатами аппроксимации, также приведенными в Таблице 11. Хотя это верно как для полностью, так и для частично восстановленных мод распада Ξ_b^- , разрешение в канале $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$

существенно хуже (примерно на 30% больше) — аналогично системе $\Xi_b^- \pi^+$, данный эффект обусловлен потерей фотона в процедуре реконструкции. При этом снова стоит заметить, что и здесь переменная по разнице масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ позволяет избавиться от смещения сигнального пика Ξ_b^{*-} резонанса, делая возможным поиск сигнала в этом канале даже без полного восстановления всей системы.

При дальнейшем поиске сигнала на данных изучаются только распределения, полученные с помощью метода «повторный фит ПВ», как имеющие наилучшее разращение. Аналогично изучению сигналов Ξ_b^- и Ξ_b^{*0} барионов в моделировании, была проведена проверка того, что при разбиении сгенерированных данных на поднаборы, соответствующие разным годам набора реальных данных, детекторное разрешение находится в согласии между этими поднаборами. В заключение этого раздела хочется вновь обратить внимание на значение восстановленной массы. При генерации была заложена масса Ξ_b^{*-} бариона, равная 6101.0 МэВ, что с учетом известных масс Ξ_b^- и заряженного пиона приводит к ожидаемому значению по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+} = 24.86$ МэВ; при этом полученное после реконструкции значение для центра пика Ξ_b^{*-} бариона опять систематически на несколько сотых МэВ выше ожидаемого (аналогично эффекту, наблюдаемому ранее при восстановлении в моделировании Ξ_b^- и Ξ_b^{*0} барионов). Данный сдвиг будет учтен в качестве возможного источника систематической погрешности в соответствии с описанием в подглаве 3.8.2.

3.6.2 Первое обнаружение нового $\Xi_b(6100)^-$ бариона

На Рис. 3.13 представлены распределения по инвариантной массе для отобранных $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ кандидатов, полученные с использованием метода повторного фита ПВ. В соответствии с результатами изучения МК моделирования, события сгруппированы в два поднабора: полностью восстановленные в каналах $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ и частично восстановленные в канале $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$. На графиках изображены как распределения сигнальных OS (Opposite-Sign) кандидатов $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, так и контрольные распределения SS (Same-Sign) кандидатов $\Xi_b^- \pi^\pm \pi^\pm$.

В обоих OS распределениях присутствует небольшой, но значимый пик событий вблизи кинематического порога системы $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ в районе массы, равной

6100 МэВ, заметно выделяющийся над SS событиями; положение этого избытка событий отмечено на графиках зеленой вертикальной линией. При этом в остальном диапазоне по инвариантной массе вплоть до значения 6350 МэВ никаких иных структур не обнаружено в обоих SS и OS распределениях; они имеют гладкую форму и находятся в прекрасном согласии друг с другом. Было также проверено, что пик в районе 6100 МэВ присутствует во всех статистически независимых поднаборах данных, набранных в отдельных годах работы коллайдера (т.е. 2016, 2017, 2018), что подтверждает неслучайность происхождения этого избытка событий (т.е. что это не статистическая флуктуация). В последующем тексте диссертации этот пик интерпретируется как $\Xi_b(6100)^-$ резонанс, соответствующий искомому возбужденному бариону Ξ_b^{*-} . При работе с переменной по разнице масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$, местоположение этого пика будет соответствовать примерно 24 МэВ.

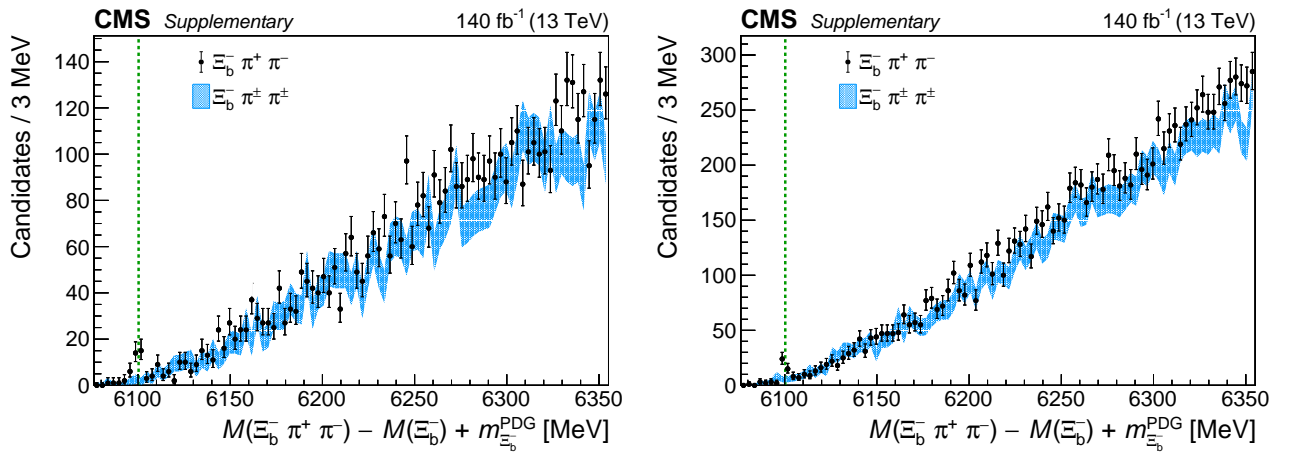


Рисунок 3.13 — Распределение по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ отобранных $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ кандидатов, где Ξ_b^- барион полностью восстановлен в каналах $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ (слева) или частично восстановлен в канале $J/\psi \Sigma^0 K^-$ [22]. Черные точки показывают данные «правильного» знака, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; голубые полосы и их ширина показывают данные «неправильного» знака и их статистическую погрешность, соответственно. Вертикальные зеленая линия показывают массу нового резонанса $\Xi_b(6100)^-$.

Как обсуждалось в разделе 1.4, должно существовать два состояния Ξ_b^{*-} : одно со спин-четностью $J^P = 1/2^-$ и одно со спин-четностью $J^P = 3/2^-$, причем ожидается, что первое распадается преимущественно на $\Xi_b^0 \pi^-$, а второе — на $\Xi_b^* \pi^-$. В соответствии с оценками, приведенными в разделе 1.5, масса Ξ_b^0

меньше кинематического порога $\Xi_b^- \pi^+$ и распад $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ запрещен, а распад $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ известен и описан в предыдущей подглаве 3.5. Тогда в инвариантной массе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ должно быть видно только состояние Ξ_b^{*-} предположительно с квантовыми числами $J^P = 3/2^-$, причем этот распад должен идти по цепочке $\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^{*0} \pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, т.е. с наличием промежуточного Ξ_b^{*0} резонанса.

Для проверки этой гипотезы для OS кандидатов было построено распределение по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$, причем в силу наличия зарядово-сопряженных состояний при выборе $\Xi_b^- \pi^+$ кандидатов для комбинации с Ξ_b^- барионом брался тот пион, знак которого противоположен пиону из распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ (или каону из $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$). Полученное распределение, а также двухмерный график с распределениями $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ представлены на Рис. 3.14.

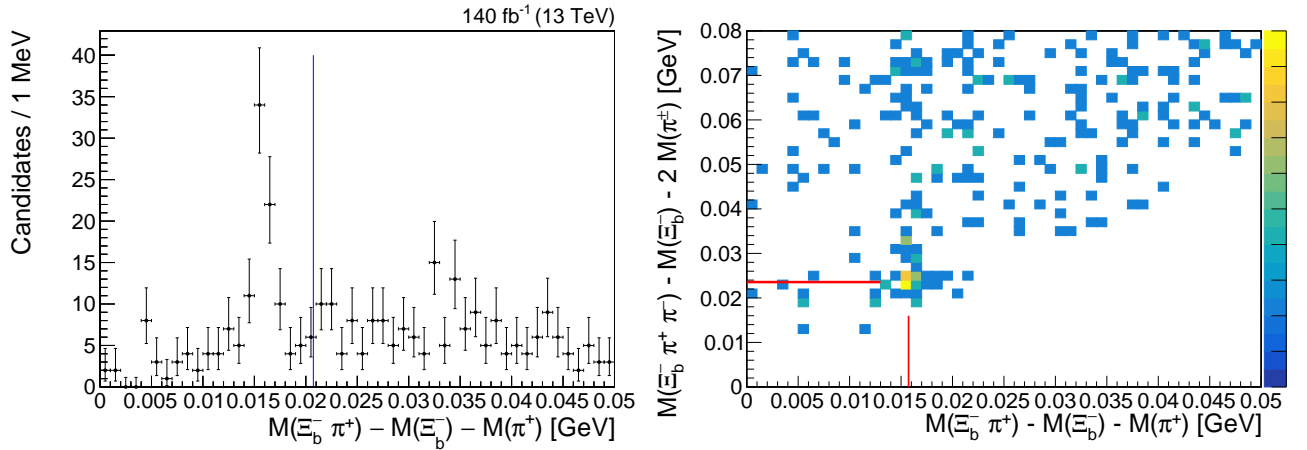


Рисунок 3.14 — Слева представлено распределение по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$, а справа — 2D распределение для переменных $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$, для OS кандидатов $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ на данных (в сигнальном диапазоне $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-} < 100$ МэВ). Пик на левом графике соответствует сигналу от Ξ_b^{*0} бариона, вертикальная синяя линия соответствует массовому окну $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+} - \Delta m_{\Xi_b^{*0}}^{\text{PDG}} < 5$ МэВ, используемому в дальнейшем анализе. Красные линии на правом графике показывают примерные позиции пиков Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ в соответствующих одномерных распределениях.

В распределении $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ явно присутствует пик от уже изученного сигнал Ξ_b^{*0} бариона в районе массы 15.8 МэВ, при этом на двумерном распределении видно, что события концентрируются в районе 15.8 МэВ для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и 24 МэВ для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$, где последнее число соответствует пику $\Xi_b(6100)^-$, ранее обсужденному в рамках Рис. 3.13. Таким образом, графики на Рис. 3.14

явно подтверждают гипотезу того, что $\Xi_b(6100)^-$ распадается посредством промежуточного распада $\Xi_b(6100)^- \rightarrow \Xi_b^{*0}\pi^-$ с последующим $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^-\pi^+$. На Рис. 3.14 показаны только полностью восстановленные события из каналов $J/\psi\Xi^-$ и $J/\psi\Lambda K^-$. Было проверено, что для частично восстановленных событий $J/\psi\Sigma^0 K^-$ поведение аналогичное.

Данное обстоятельство можно использовать для дополнительного подавления комбинаторного фона, потребовав в явном виде ограничение на $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+}$ при изучении $\Xi_b^-\pi^+\pi^-$ кандидатов. Однако, так как требование двухстороннего массового окна на переменную $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+}$ вызовет неоднозначность с определением понятия порога системы $\Xi_b^-\pi^+\pi^-$ (Ξ_b^{*0} барион смещен от порога $\Xi_b^-\pi^+$ на 15.8 МэВ, а $\Xi_b(6100)^-$ смещен от порога $\Xi_b^-\pi^+\pi^-$ примерно на 24 МэВ, что при ожидаемой ненулевой ширине $\Xi_b(6100)^-$ резонанса приведет к размытию и неопределенности этого порога), применяется лишь одностороннее ограничение $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+} < 20.73$ МэВ (примерно соответствует добавлению 5 МэВ от центра пика). Число 5 было получено при оптимизации методом Пунзи аналогично тому, как описано в разделе 3.3.2, однако вместо сигнала S здесь бралось не число сигнальных событий из МК моделирования (т.к. в имеющихся наборах Ξ_b^{*0} был сгенерирован с нулевой естественной шириной, тогда как на данных было показано, что он имеет ширину около 0.9 МэВ), а доля интеграла под графиком сигнальной функции $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^-\pi^+$ (представляющей из себя свертку RBW с детекторным разрешением) внутри массового окна $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+} < X$, где X являлся оптимизируемым параметром.

Распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+\pi^-}$ после применения требования на наличие Ξ_b^{*0} бариона приведены на Рис. 3.15, в более узком диапазоне по массе, соответствующему сигнальному району вблизи кинематического порога. Видно, что комбинаторный фон существенно уменьшился, и сигнал стал намного более значимым. При этом было также проверено, что если потребовать вето на массовое окно Ξ_b^{*0} (т.е. требование в обратную сторону $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+} > 20.73$ МэВ), то пик от $\Xi_b(6100)^-$ исчезает.

Для описания полученных распределений, проводится небинированная одновременная аппроксимация методом наибольшего правдоподобия, аналогично обсужденному ранее для Ξ_b^{*0} бариона. Описание сигнала $\Xi_b(6100)^-$ резонанса производится с помощью свертки релятивистской функции Брейта-Вигнера (RBW) и Гауссового разрешения, причем параметры последнего фиксированы из результатов МК моделирования, приведенных в Таблице 11. Фон описыва-

ется пороговой функцией $(\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-})^\alpha$, где α является свободным параметром. Аппроксимация производится таким образом, что параметры интереса (масса и ширина Ξ_b^{*0} бариона) являются общими для обоих распределений, в то время как число сигнальных событий, разрешение, а также описание фона свои для каждого из распределений (simultaneous fit). Результаты аппроксимации также показаны на Рис. 3.15.

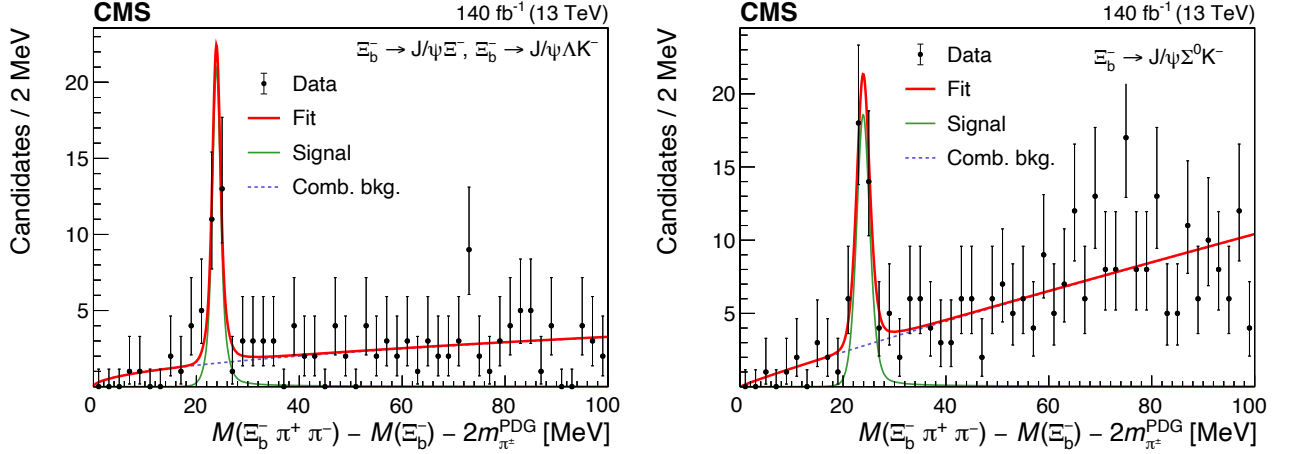


Рисунок 3.15 — Результаты одновременной аппроксимации распределений по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ отобранных кандидатов $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, где Ξ_b^- барион полностью восстановлен в каналах $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ (слева) или частично восстановлен в канале $J/\psi \Sigma^0 K^-$ [22]. Черные точки показывают данные, их вертикальные кресты отображают статистическую погрешность; результат аппроксимации показан толстой красной линией, причем тонкая зеленая линия показывает сигнал, а пунктирная синяя — комбинаторный фон.

Полученная в аппроксимации разница масс для $\Xi_b(6100)^-$ бариона составила $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}} = 24.14 \pm 0.22$ МэВ, а число сигнальных событий равно 26 ± 7 и 34 ± 9 для полностью восстановленных и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Sigma^0 K^-$ каналов, соответственно, где погрешность является только статистической [22]. Можно заметить, что относительный выход сигнальных событий $\Xi_b(6100)^-$ по сравнению с Ξ_b^- больше для частично восстановленного канала, чем для полностью восстановленных кандидатов. Однако, с учетом больших погрешностей и корреляций между числами сигнальных событий для $\Xi_b(6100)^-$ и Ξ_b^- , этот эффект находится в согласии с гипотезой статистической флуктуации. При этом для намного большей статистики сигнала Ξ_b^{*0} , как описано в подглаве 3.5, относительный выход находится в разумном согласии для всех каналов восстановления Ξ_b^- бариона.

С этой крайне небольшой статистикой сигнала и при имеющемся детекторном разрешении, естественная ширина $\Xi_b(6100)^-$ бариона в результате аппроксимации оказалась совместимой с нулем, и надежное измерение ее величины не представляется возможным. Вместо этого с использованием метода скана профиля функции наибольшего правдоподобия (profile likelihood scan) был поставлен верхний предел на $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ в соответствии со следующей процедурой. Центральное значение величины $\Gamma(\Xi_b(6100)^-) = 0.47 \pm 0.60$ МэВ достигается в минимуме отрицательного логарифма функции правдоподобия (NLL) при аппроксимации. Далее строится график зависимости профиля NLL от $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ при фиксированных конкретных значениях $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ (т.е. процедура аппроксимации повторяется множество раз для каждого фиксированного значения естественной ширины и вычисляется NLL для результата аппроксимации). График такой зависимости NLL от $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ имеет вид асимметричной параболы с центром в $\Gamma = 0.47$ МэВ. Предполагая асимптотическое распределение [116], верхний предел с доверительным интервалом (confidence level, CL) 95% — это такое значение Γ , при котором NLL увеличится на $1.64^2/2 = 1.35$ по сравнению с минимумом (как следует из плотности распределения функции ошибок). На Рис. 3.16 приведен график соответствующей зависимости профиля NLL от $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$, из которого получается верхний предел $\Gamma(\Xi_b(6100)^-) < 1.7$ МэВ с 95% CL. При различных вариациях модели аппроксимации для оценки систематических погрешностях, описанных в подразделе 3.8.2, значение верхнего предела из скана профиля NLL несколько меняется. Для консервативной оценки, был взят наибольший верхний предел, полученный в результате вариаций аппроксимации, равный $\Gamma(\Xi_b(6100)^-) < 1.9$ МэВ с 95% CL [22].

Наконец, была оценена локальная статистическая значимость полученного сигнала $\Xi_b(6100)^-$ бариона. Для ее вычисления снова применялся метод отношения функций правдоподобия (likelihood ratio test), в котором сравнивались значение этой функции из аппроксимации с гипотезой присутствия сигнала плюс фона относительно гипотезы присутствия только фона (нулевая гипотеза), как ранее было описано в разделе 3.4.2. В зависимости от вариаций модели аппроксимации, используемых для оценки систематических погрешностей, полученная статистическая значимость варьируется в диапазоне от 6.2 до 6.7 стандартных отклонений, что заявляет о первом обнаружении нового $\Xi_b(6100)^-$ бариона [22].

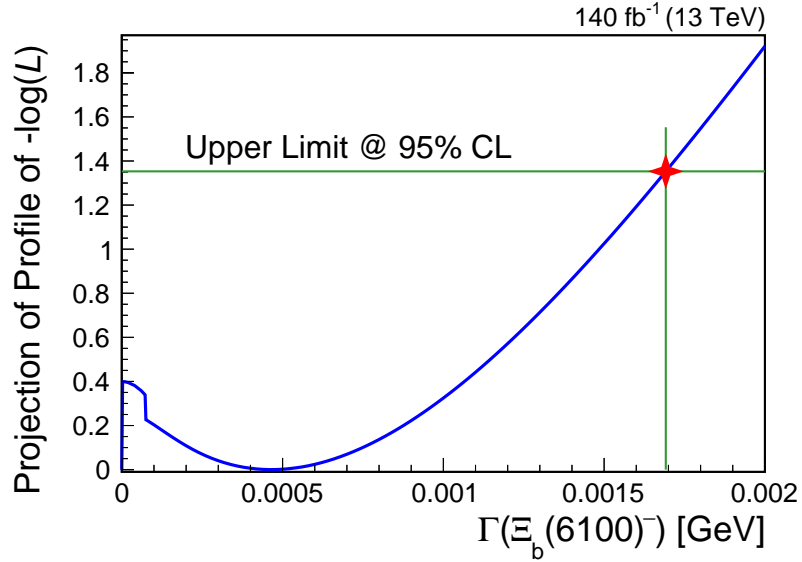


Рисунок 3.16 — График зависимости профиля NLL от $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ для базовой модели аппроксимации (синяя линия). Зеленые вертикальная и горизонтальная линии показывают, при каком значении $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ профиль NLL увеличится на величину 1.35, что соответствует верхнему пределу с 95% CL — в данном случае это 1.7 МэВ (отмечено красной звездой).

3.7 Вычисление эффективностей, отношений вероятностей и сечений

Как было описано в разделах 2.7 и 3.2, в настоящей работе используется набор данных Charmonium, записанный в результате срабатывания комбинации нескольких димюонных путей HLT. Чтобы иметь максимальную статистику для обнаружения новых распадов и резонансов, а также максимально возможного точного измерения параметров частиц, в ходе вышеприведенного анализа в предыдущих подглавах использовался весь набор Charmonium без требования на срабатывание конкретного триггера в событии. Однако для измерения отношений эффективностей, относительных вероятностей распада (branching fractions) и сечений представляется более удобным и корректным выбор одного конкретного HLT пути, наиболее подходящим к топологии распада(ов), чтобы упростить подсчет эффективности и сократить систематические погрешности, связанные с работой триггера.

Для каналов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ был использован инклюзивный димюонный HLT путь, требующий наличие в событии J/ψ ($\psi(2S)$) мезона с p_T превышающим 25 (18) ГэВ и распадающегося на два мюона противополо-

ложных знаков. Данный триггер использовался только при наборе данных в 2017–2018 годах, в то время как в 2016 году аналогичный HLT путь требовал минимальный p_T 20 (13) ГэВ для J/ψ ($\psi(2S)$) мезона. При работе с каналом $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, используется триггер, требующий наличие в событии распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и дополнительно трек заряженной частицы, исходящий из димюонной вершины и имеющий $p_T > 1.2$ ГэВ и $d_{xy}/\sigma_{d_{xy}} > 2$. Также димюонная вершина должна быть отделена от ПВ с помощью требования $L_{xy}/\sigma_{L_{xy}} > 3$.

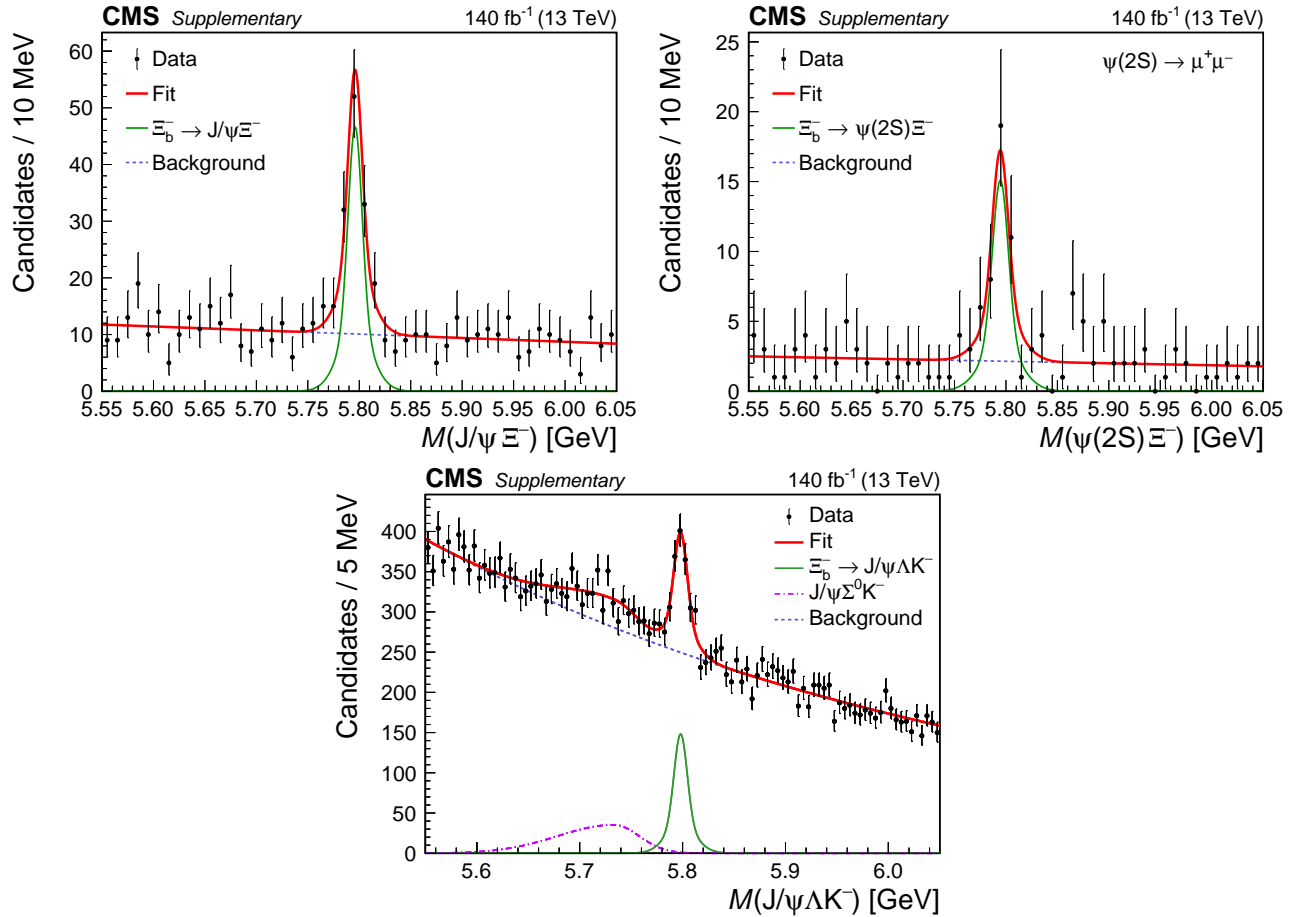


Рисунок 3.17 — Распределения по инвариантной массе для отобранных $J/\psi \Xi^-$ (слева сверху), $\psi(2S) \Xi^-$ с $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (справа сверху) и $J/\psi \Lambda K^-$ (снизу) кандидатов с выбором одного HLT триггера, как описано в тексте, с наложенными результатами аппроксимации.

Данные требования значительно более жесткие, чем описанные в Разделе 3.3 — большинство ψ из распадов Ξ_b^- имеют p_T в диапазоне 10–20 ГэВ. Поэтому, использование этих HLT путей приводит к значительному уменьшению числа сигнальных событий для $\psi \Xi^-$ каналов. На Рис. 3.17 показаны распределения по инвариантной массе $J/\psi \Xi^-$, $\psi(2S) \Xi^-$ (с $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$) и $J/\psi \Lambda K^-$ для событий, в которых потребовано наличие срабатывания ранее описанных триг-

геров для соответствующих мод распада. В результате повторной процедуры аппроксимации полученные числа событий составляют 103_{-13}^{+14} , 38_{-7}^{+8} и 606_{-64}^{+67} для каналов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$, $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$, соответственно.

Аппроксимация распределений по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ для сигнала $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, показанных на Рис. 3.18, проводится отдельно для каждого из каналов распада, причем $\Gamma(\Xi_b^{*0})$ зафиксирована на значение, полученное в рамках одновременной аппроксимации в подглаве 3.5. Результирующие числа сигнальных событий составляют 13 ± 4 и 74 ± 11 событий для $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ мод распада, соответственно. Канал $\psi(2S) \Xi^-$ не используется в силу пренебрежимо малой статистики событий после выбора триггера.

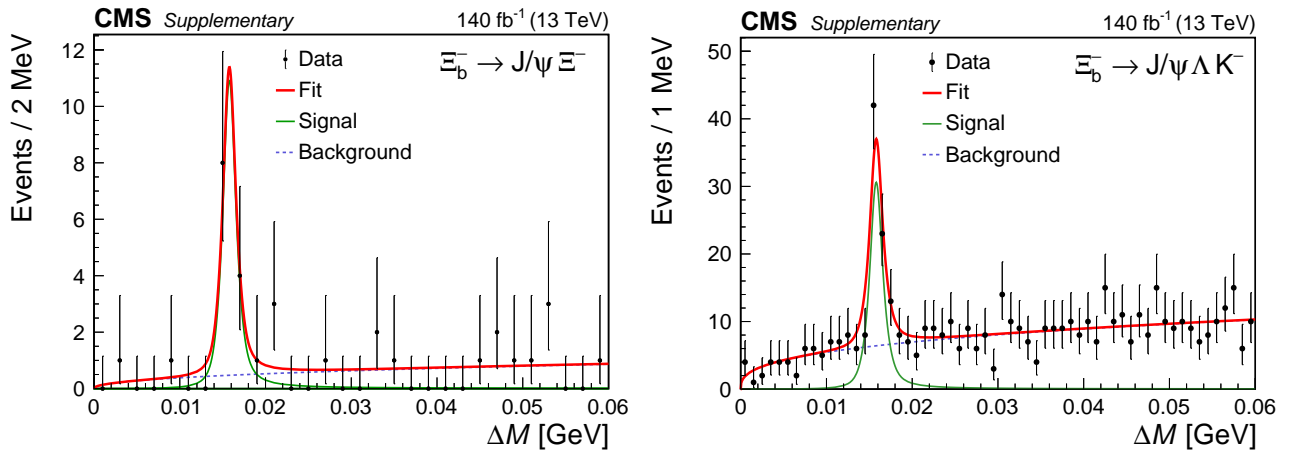


Рисунок 3.18 — Распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ для отобранных $\Xi_b^- \pi^+$ кандидатов, где Ξ_b^- распадается на $J/\psi \Xi^-$ (слева) и $J/\psi \Lambda K^-$ (справа), с выбором одногоHLT триггера, как описано в тексте, с наложенными результатами аппроксимации.

Подсчет эффективностей, используемых для измерения отношений вероятностей распадов и сечений согласно формулам (3.1) и (3.2), выполняется в ходе анализа сгенерированных данных компьютерного моделирования. Полная эффективность ϵ представляет из себя произведение генераторной эффективности ϵ_{gen} и эффективности реконструкции и отбора (в т.ч. эффективности триггера) $\epsilon_{rec-sel}$, т.е. вычисляется по следующей формуле:

$$\epsilon = \epsilon_{gen} \cdot \epsilon_{rec-sel} = \frac{N_{gen, filtered}}{N_{gen, unfiltered}} \cdot \frac{N_{MC_fit}}{N_{sample}} \quad (3.12)$$

Генераторная эффективность ϵ_{gen} (акцептанс, detector acceptance) представляет из себя отношение числа сгенерированных событий $N_{gen, filtered}$,

прошедших минимальный отбор по ограничениям на p_T и $|\eta|$, соответствующих кинематически разрешенному фазовому пространству для детектора CMS и приведенных в разделе 3.2, к числу сгенерированных событий без каких-либо требований (т.е. в области полного фазового пространства) $N_{gen,unfiltered}$. Данная величина вычисляется на генераторном уровне, т.е. для событий, прошедших адронизацию в генераторе PYTHIA и распавшихся посредством EVTGEN и RHOTOS, но без прохождения отклика от детектора. Необходимо отметить, что такое определение ϵ_{gen} позволяет задать эффективность ϵ как независимую от той области фазового пространства, которая определяется генераторными (и последующими) ограничениями. В частности, это означает, что измерение для отношения сечений $R_{\Xi_b^{*0}}$, определяемое по формуле (3.2), хотя формально выполнено в области, заданной поперечным импульсом Ξ_b^- бариона $p_T > 15$ ГэВ и быстротой $|y| < 2.4$, является репрезентативным для всего фазового пространства, с учетом малого различия масс Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов.

Эффективность реконструкции и отбора $\epsilon_{rec-sel}$ вычисляется как отношение числа сигнальных событий Ξ_b^- бариона N_{MC_fit} , полученных в результате аппроксимации распределения по инвариантной массе для полностью сгенерированного МК моделирования (включая отклик детектора, т.е. это те распределения компьютерной симуляции, которые были многократно использованы и ранее показаны в настоящей работе) после процедуры реконструкции и всех критериев отбора (как описано в подглаве 3.3), в том числе выполнение требований одного из выше обсужденных триггерныхHLT путей, к общему числу сгенерированных событий N_{sample} в наборе данных МК моделирования. Эффективность реконструкции и отбора вычисляется отдельно для каждого из поднаборов МК моделирования, соответствующих разным годам набора реальных данных, и затем усредняется с весом, соответствующим интегральной светимости данных, набранных в этом году.

Результаты по вычислению эффективностей для пяти различных сигналов, используемых для измерения отношений вероятностей распадов и сечений, приведены в Таблице 12.

Можно отметить, что генераторная эффективность составляет в среднем порядка десяти процентов — это означает, что приведенные в подглаве 3.2 требования на p_T и $|\eta|$ являются относительно жесткими и существенно ограничивают допустимое фазовое пространство по сравнению с полным возможным в физическом генераторе. Это соответствует тому, что рождение b-адронов на LHC

Таблица 12 — Эффективности (генераторная ϵ_{gen} , реконструкции и отбора $\epsilon_{rec-sel}$, полная ϵ), посчитанные на данных МК моделирования, для каждого из каналов распада. Погрешности являются только статистическими (из-за ограниченности размера набора МК моделирования).

Сигнал	$\epsilon_{gen}, \%$	$\epsilon_{rec-sel}, 10^{-4}$	$\epsilon, 10^{-5}$
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$	4.966 ± 0.069	1.639 ± 0.047	0.814 ± 0.026
$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ с $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	9.154 ± 0.215	2.925 ± 0.064	2.678 ± 0.087
$\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$	10.862 ± 0.267	9.602 ± 0.125	10.430 ± 0.295
$\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ с $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$	11.121 ± 0.165	0.445 ± 0.024	0.495 ± 0.028
$\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ с $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$	9.123 ± 0.214	5.890 ± 0.134	5.374 ± 0.180

во многом происходит в forward-регионе (т.е. $|\eta| > 2$) и с мягкими импульсами. Эффективность реконструкции и отбора, представляющая собой величину порядка 10^{-4} , показывает, что процедура восстановления в детекторе и последующего отбора событий для Ξ_b барионов оставляет крайне небольшую часть от всех сгенерированных событий даже после наложенных на генераторном уровне кинематических ограничений. Различие между эффективностями для разных сигналов объясняется в первую очередь разными эффективностями триггеров и их критериев отбора, как было обсуждено ранее в настоящей подглаве.

Так как в настоящей работе измеряются отношения вероятностей распада и сечений рождений, для дальнейшего продвижения нужны только отношения этих эффективностей. В силу выбора одинаковых топологий для числителя и знаменателя, это позволяет сократить систематические погрешности, связанные с реконструкцией мюонов, треков заряженных частиц и Λ кандидатов. В Таблице 13 приведены три таких отношения [35], где первое из них используется для измерения величины R , т.е. отношения вероятностей распада по формуле (3.1), а последние два нужны для измерения отношения сечений Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов с использованием двух различных каналов распада: $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$.

Используя полученные числа сигнальных событий, отношение эффективностей и уравнение (3.1), отношение R вероятности нового распада $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ к известному (нормировочному) распаду $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ было измерено равным [35]

$$R = \frac{N_{\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-}}{N_{\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-}} \cdot \frac{\epsilon_{\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-}}{\epsilon_{\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-}} \cdot \frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 0.84^{+0.21}_{-0.19},$$

Таблица 13 — Измеренные отношения эффективностей и их статистические погрешности.

Отношение эффективностей	Величина
$\epsilon(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-) / \epsilon(\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-, \psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	0.304 ± 0.014
$\epsilon(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-) / \epsilon(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+, \Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-)$	1.645 ± 0.108
$\epsilon(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-) / \epsilon(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+, \Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-)$	1.941 ± 0.085

где погрешность является статистической из погрешности измеренных чисел сигнальных событий. Погрешность отношения эффективностей учитывается отдельно как один из источников систематических погрешностей, как обсуждается в следующей подглаве 3.8.1.

Применяя уравнение (3.2), величина $R_{\Xi_b^{*0}}$ отношения сечений рождения Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов измеряется отдельно для двух каналов распада: $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$. В результате получается [35]

$$R_{\Xi_b^{*0}}^{J/\psi \Xi^-} = \frac{N(\Xi_b^{*0}, \Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-)}{N(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-)} \cdot \frac{\epsilon_{\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-}}{\epsilon_{\Xi_b^{*0}, \Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-}} = 0.21 \pm 0.04$$

и

$$R_{\Xi_b^{*0}}^{J/\psi \Lambda K^-} = \frac{N(\Xi_b^{*0}, \Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-)}{N(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-)} \cdot \frac{\epsilon_{\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-}}{\epsilon_{\Xi_b^{*0}, \Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-}} = 0.24 \pm 0.03,$$

где погрешности только статистические (аналогично величине R , погрешности отношений эффективностей обсуждаются в подразделе 3.8.1). Приведенные погрешности из отношения измеренного числа событий вычислены с учетом корреляции между величинами $N(\Xi_b^{*0})$ и $N(\Xi_b^-)$, так как первая является подмножеством второго.

3.8 Оценка систематических погрешностей

Систематические погрешности при описанных выше измерениях делятся на две категории. Первая из них связана с погрешностями в измеренных отношениях эффективности и в числе сигнальных событий Ξ_b^- и Ξ_b^{*0} барионов. Вторая категория включает в себя погрешности в измерении массы и естественной ширины Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов.

3.8.1 Систематические погрешности в измеренных отношениях

Как уже говорилось в предыдущем разделе, многие систематические погрешности, связанные с восстановлением и идентификацией мюонов, работой триггеров, а также реконструкцией треков заряженных частиц и Λ кандидатов, сокращаются в измеряемом отношении вероятностей распадов R из-за идентичной топологии распадов $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$. Аналогичным образом сокращаются те же систематические погрешности при определении отношения сечений $R_{\Xi_b^{*0}}$, где единственная топологическая разница между Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- заключается в наличии дополнительного трека из распада $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$.

Систематические погрешности, связанные с выбором функций, используемых для аппроксимации сигнальной и фоновой компонент в распределениях по инвариантной массе, определяются с помощью вариации аппроксимирующих функций и сравнением получившегося отношения чисел сигнальных событий по сравнению с моделью по умолчанию (baseline), причем для каждого источника консервативно берется наибольшее относительное отклонение.

Для трех каналов распада Ξ_b^- , сначала проводится аппроксимация сигнала моделью, где параметр s , используемый для умножения полученных в МК моделировании шириин двойной функции Гаусса на одну и ту же величину, зафиксирован равным единице (т.е. форма становится полностью фиксированной из МК моделирования). Далее вместо двойной функции Гаусса используется распределение Стюдента (описанное в подразделе 3.1.1), причем его центральное значение и ширина являются свободными параметрами аппроксимации, а параметр n фиксирован на значение, полученное в компьютерном моделировании. Для распределений $\psi(2S)\Xi^-$ и $J/\psi\Xi^-$ также проводится описание обычной («одиночной») функцией Гаусса со свободными параметрами. Взяв наибольшее относительное изменение в измеряемом отношении чисел сигнальных событий, результирующая систематическая погрешность величины R из сигнальной модели аппроксимации составила 8.8%.

Две альтернативные модели описания фона рассмотрены при аппроксимации распределений по инвариантной массе для $J/\psi\Xi^-$ и $\psi(2S)\Xi^-$ кандидатов: экспоненциальная функция и полином второго порядка. Для более сложной формы фоновой компоненты в распределении $J/\psi\Lambda K^-$, используемая по умолчанию экспоненциальная функция заменяется на полином второго порядка. В резуль-

тате систематическая погрешность величины R , связанная с моделью фона, составила 4.5%. Для величины $R_{\Xi_b^*0}$ в качестве единого источника систематической погрешности используется комбинированная вариация сигнальной и фоновой модели; для каналов $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ эта величина составила 4.0 и 6.9%, соответственно.

Альтернативные модели аппроксимации распределений по разности инвариантных масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ для Ξ_b^{*0} и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ для $\Xi_b(6100)^-$ подробно описаны в следующем подразделе при обсуждении систематических погрешностей в измерении масс и естественных ширин этих резонансов. Результирующая относительная систематическая погрешность в измерении величины отношения сечений $R_{\Xi_b^*0}$, связанная с изменением чисел сигнальных событий в связи с этими вариациями модели аппроксимации, составила 7.7 и 6.7% для $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ мод распада, соответственно.

Для измерения величины R , формально были использованы разные триггерныеHLT пути для сигналов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S) \Xi^-$ (хотя и очень похожие, они отличаются массовым окном на димюон и значением требования на его p_T), поэтому была проведена проверка корректности и надежности такой процедуры. Аналогичное отношение вероятностей распада $R_{B^+} = \mathcal{B}(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+)/\mathcal{B}(B^+ \rightarrow J/\psi K^+)$ было измерено с использованием этих же триггеров, которые были выбраны для сигналов Ξ_b^- бариона. Полученное значение 0.601 ± 0.030 находится в согласии с мировым средним значением 0.605 ± 0.021 [1]. Точность в измерении величины R_{B^+} , составившая 5%, консервативно использована в качестве дополнительной систематической погрешности при измерении отношения R .

Как было сказано выше, топология распада $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ имеет дополнительный трек по сравнению с распадом Ξ_b^- бариона, в результате чего появляется дополнительный источник систематической погрешности при измерении отношения $R_{\Xi_b^*0}$. Погрешность эффективности реконструкции «мягкого» трека (т.е. с очень небольшим p_T) оценена в 5.2% согласно ранее выполненной работе эксперимента CMS [117].

Погрешность, связанная с конечным размером наборов компьютерного моделирования, также считается одним из источником систематической погрешности. Его величина оценена из относительной статистической погрешности отношений эффективностей, полученных в МК моделировании. Согласно Таблице 13, эта систематическая погрешность составляет 4.6% для величины R ,

и 6.5 и 4.4% для величины $R_{\Xi_b^{*0}}$ для каналов распада $J/\psi\Xi^-$ и $J/\psi\Lambda K^-$, соответственно.

Все обсужденные систематические погрешности при измерении величин R и $R_{\Xi_b^{*0}}$ сведены в Таблицы 14 и 15, соответственно, вместе с полной систематической погрешностью, вычисленной как сумма в квадратурах всех индивидуальных источников.

Таблица 14 — Относительные систематические погрешности из различных источников при измерении отношения R .

Источник	Погрешность (%)
Модель сигнала	8.8
Модель фона	4.5
Погрешность R_{B^+}	5.0
Ограниченность набора МК	4.6
Итого	12.0

Таблица 15 — Относительные систематические погрешности из различных источников при измерении отношения $R_{\Xi_b^{*0}}$, отдельно для мод распада $J/\psi\Xi^-$ и $J/\psi\Lambda K^-$.

Источник	$J/\psi\Xi^-$ (%)	$J/\psi\Lambda K^-$ (%)
Модель сигнала + фона Ξ_b^-	4.0	6.9
Модель сигнала + фона Ξ_b^{*0}	7.7	6.7
Эффективность реконструкции трека	5.2	5.2
Ограниченность набора МК	6.5	4.4
Итого	12.0	11.8

3.8.2 Систематические погрешности при измерении массы и ширины Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ барионов

Несколько возможных источников систематической погрешности были рассмотрены при одновременном измерении массы и естественной ширины Ξ_b^{*0} бариона и аналогично для $\Xi_b(6100)^-$ бариона (верхнего предела на естественную ширину с 95% CL в случае последнего). Так как модель аппроксимации и способ измерения (прямое извлечение параметров из одновременной аппроксимации распределений по разнице инвариантных масс) совпадают, описание

оценки систематических погрешностей для параметров обеих частиц ведется одновременно.

Чтобы определить систематическую погрешность, связанную с выбором функций, используемых для аппроксимации распределений, используются альтернативные функции, и максимальное отклонение в измеренном параметре от величины, полученной при аппроксимации модели по умолчанию (baseline) берется как соответствующая систематическая погрешность.

В случае Ξ_b^{*0} бариона, двойная функция Гаусса, используемая для описания разрешения инвариантной массы, заменяется на распределение Стюдента, а для $\Xi_b(6100)^-$ бариона — на простую («одиочную») или тройную функцию Гаусса с общим средним. Во всех случаях параметры альтернативных функций полностью фиксированы на те, что получены из МК моделирования. В результате систематическая погрешность, связанная с выбором сигнальной функции, составила 0.003 и 0.01 МэВ для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}}$, соответственно; изменение величины $\Gamma(\Xi_b^{*0})$ пренебрежимо мало, а верхний предел на естественную ширину $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ был оценен как < 1.60 МэВ. Здесь и далее верхний предел для каждого источника систематической погрешности вычисляется аналогично описанному в разделе 3.6.2: т.е. при каждом изменении аппроксимации ищется величина $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$, при которой NLL на 1.34 больше того минимума, который находится при свободной аппроксимации этой вариации модели.

Дополнительно используются вариации функции, описывающей фоновую компоненту. В случае Ξ_b^{*0} бариона ранее описанная пороговая функция умножается на полином первого порядка, а для $\Xi_b(6100)^-$ добавляется альтернативное описание в виде пороговой функции, умноженной на экспоненциальную. При описании распределения $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ была также использована модель, при которой параметр пороговой функции (для каждого из четырех распределений различных каналов распада) фиксируется на величину, найденную из описания распределения неправильного знака $\Xi_b^- \pi^-$. Наибольшее отклонение для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}}$ составило 0.002 и 0.04 МэВ, соответственно, а для $\Gamma(\Xi_b^{*0})$ и верхнего предела на $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ получились значения 0.04 МэВ и < 1.65 МэВ.

Описание сигнала резонансов проводится с помощью свертки разрешения с релятивистской функцией Брейта-Вигнера (RBW), параметризованной с барьерным фактором Блатта-Вайскопфа, как показано в ур. (3.7). В модели по умолчанию для обоих Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ резонансов величины барьерного радиуса r и орбитального углового момента l заданы равными 3.5 ГэВ^{-1} и 1, соответ-

ственно. Для оценки возможной систематической погрешности, связанной с моделью задания функции RBW, производится вариация параметра r в диапазоне $1-5 \text{ ГэВ}^{-1}$, а также изменение значения орбитального момента l на 0 или 2 (последняя вариация только для Ξ_b^{*0} бариона). Несмотря на то, что согласно кварковой модели и HQET, как показано в Таблице 3, наиболее предпочтительными вариантами для угловых моментов продуктов распада являются $l = 1$ (P -волна) для распада $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$ и $l = 0$ (S -волна) для распада $\Xi_b(6100)^- \rightarrow \Xi_b^{*0} \pi^-$, весьма разумно проверить зависимость параметров этих резонансов от модели не ограничиваясь квантовыми числами, предсказанными в теории. В результате вариации параметра r имеют пренебрежимо малый эффект, в то время как изменение углового момента l приводит к следующим изменениям: 0.022 и 0.01 МэВ для разниц масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}}$, соответственно; естественная ширина $\Gamma(\Xi_b^{*0})$ изменилась на 0.02 МэВ , а верхний предел на $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ получился равным $< 1.87 \text{ МэВ}$.

Во всех вышеописанных моделях используются формы разрешения по инвариантной массе, параметры которых полностью зафиксированны из результатов аппроксимации сигналов в компьютерном моделировании; хотя представляются возможным различия между измеренным и смоделированным разрешением. Так как оценить такие различия на реальных данных для Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ невозможно (в силу малой статистики и наличия естественной ширины, отсутствовавшей в МК моделировании), было проведено сравнение детекторного разрешения в данных и моделировании для сигнала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ как наиболее надежного и статистически обеспеченного, а также обладающего низким уровнем ровного фона. Согласно Таблицам 7 и 8, эффективное разрешение σ_{eff} отличается на 7.5% . Для оценки величины статистической погрешности, связанной с различием данных и МК моделирования, аппроксимация сигналов Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ повторяется в моделях, где величины ширин двойной функции Гаусса изменяются вверх или вниз на фактор, равный 1.075 . В результате изменения при измерении разницы масс составили 0.004 и 0.02 МэВ для Ξ_b^{*0} и $\Xi_b(6100)^-$ барионов, а изменения в $\Gamma(\Xi_b^{*0})$ и верхний предел на $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ получились равными 0.08 МэВ и $< 1.89 \text{ МэВ}$, соответственно.

При аппроксимации распределений $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$ используется выбранный диапазон этих величин, равный $[0, 0.06] \text{ ГэВ}$ и $[0, 0.10] \text{ ГэВ}$, соответственно; причем выбор этого диапазона может повлиять на поведение аппроксимирующих функций, в первую очередь на описание фона из-за малой

статистики вблизи порога. Систематическая погрешность, связанная с выбором диапазона аппроксимации, оценивается с помощью вариации этого диапазона с величины $[0, 0.05]$ до $[0, 0.09]$ ГэВ для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и с $[0, 0.08]$ до $[0, 0.150]$ ГэВ для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$. В результате наибольшие отклонения составили 0.023, 0.02 и 0.13 МэВ для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$, $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}}$ и $\Gamma(\Xi_b^{*0})$, соответственно, а верхний предел на $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$ был оценен равным < 1.69 МэВ.

Как было отмечено при обсуждении результатов аппроксимации данных компьютерного моделирования, сведенных в Таблицах 7, 9 и 11, во всех случаях наблюдается систематический сдвиг между восстановленным и сгенерированным значением массы Ξ_b барионов. Данный сдвиг интерпретируется как дополнительный источник систематической погрешности при измерении массы резонансов. В соответствии с приведенными в этих Таблицах результатами, усредненный сдвиг для полностью восстановленных каналов $J/\psi \Xi^-$ и $J/\psi \Lambda K^-$ был оценен равным 0.041 МэВ для Ξ_b^{*0} и 0.07 МэВ для $\Xi_b(6100)^-$.

Все обсужденные выше систематические погрешности сведены в Таблицу 16, вместе с полной систематической погрешностью, вычисленной как сумма в квадратурах от индивидуальных источников. В случае оценки верхнего предела (upper limit, UL) на естественную ширину $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$, в качестве итогового измерения консервативно берется наибольшее значение из полученных, округленное до одного знака после запятой.

Таблица 16 — Систематические погрешности (в МэВ) из различных источников при измерении разниц масс $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$ и $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}$, а также естественной ширины Ξ_b^{*0} бариона и верхнего предела на естественную ширину $\Xi_b(6100)^-$ бариона (так же в МэВ).

Источник	$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$	$\Gamma(\Xi_b^{*0})$	$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+ \pi^-}^{\text{fit}}$	UL на $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$
Модель сигнала	0.003	< 0.01	0.01	< 1.60
Диапазон аппроксимации	0.023	0.13	0.02	< 1.69
Форма RBW	0.022	0.02	0.01	< 1.87
Разрешение по массе	0.004	0.08	0.02	< 1.88
Модель фона	0.002	0.04	0.04	< 1.65
Разница $\Delta M^{\text{reco}} - \Delta M^{\text{gen}}$	0.041	—	0.07	—
Итого	0.052	0.16	0.09	< 1.9

3.9 Результаты и обсуждение

В настоящей подглаве подводятся и обсуждаются результаты, полученные в результате анализа экспериментальных данных, набранных детектором CMS в 2016–2018 годах в pp -столкновениях на БАК с энергией в СЦИ $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и соответствующих интегральной светимости 140 фбн^{-1} . Ко всем полученным в предыдущих разделах измерениях добавляется учет систематических погрешностей.

Впервые обнаружен новый распад Ξ_b^- бариона, $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, со статистической значимостью значительно большей 5 стандартных отклонений [35]. Измерена его вероятность по отношению к известному нормировочному каналу $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$:

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-)}{\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-)} = 0.84_{-0.19}^{+0.21} (\text{стат.}) \pm 0.10 (\text{сист.}) \pm 0.02 (\mathcal{B}),$$

где погрешности являются статистическими, систематическими и связанными с неточностью в знании вероятностей распада J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов, соответственно [35]. Для вычисления последнего члена ур. (3.1) используется предположение о лептонной универсальности, т.е. равенство $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)/\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-) = \mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^-)/\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-) = 7.53 \pm 0.17$, так как диэлектронные моды распада этих состояний чармония измерены намного точнее, чем димюонные [1].

Данный результат находится в согласии с аналогичными отношениями распадов других прелестных адронов, такими как $B^+ \rightarrow \psi K^{+(*)}$, $B^0 \rightarrow \psi K^{0(*)}$, $B_s^0 \rightarrow \psi\phi$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi\Lambda$ [где ψ обозначает J/ψ или $\psi(2S)$], чьи значения лежат в диапазоне 0.5–0.6 [1]. Несколько отличается ситуация для прелестно-очарованного B_c^+ мезона и распадов $B_c^+ \rightarrow \psi\pi^+$, чье отношение равняется 0.27 ± 0.03 [1] — наивно это легко объяснить иной диаграммой распада: из-за наличия s -кварка в переходе $\bar{b} \rightarrow \bar{c}W^+$ испускание W^+ происходит внешним образом (а не внутренним, как в распадах других прелестных адронов), что может сделать сравнение некорректным. На Рис. 3.19 сведены на одном графике все предыдущие измерения для подобных распадов согласно Particle Data Group [1], а также результат, полученный для распадов Ξ_b^- в настоящей диссертации.

При обсуждении данного графика стоит отметить, что в секторе прелестных барионов к настоящему времени был крайне небольшой прогресс в

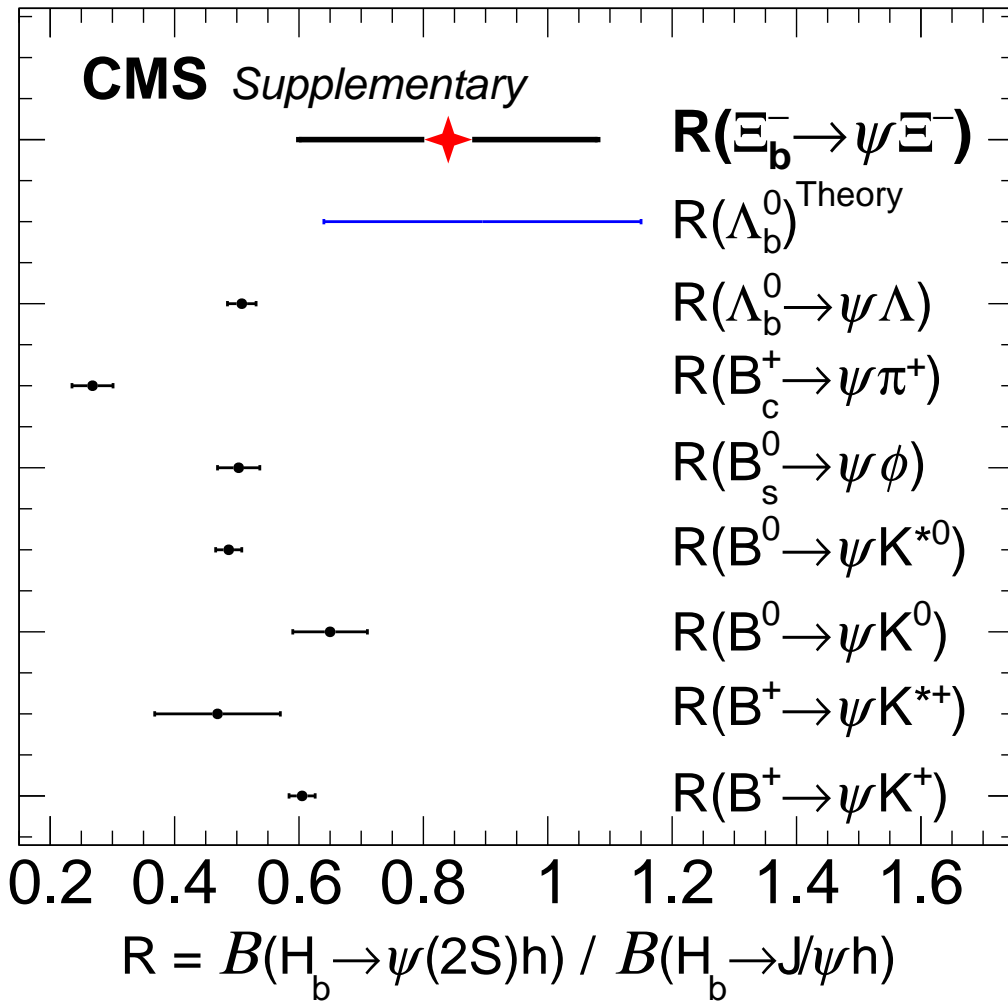


Рисунок 3.19 — Сравнение отношений вероятностей распадов $\mathcal{B}(H_b \rightarrow \psi(2S)h)/\mathcal{B}(H_b \rightarrow J/\psi h)$ для частиц B^+ , B^0 , B_s^0 , B_c^+ , Λ_b^0 и Ξ_b^- , где H_b обозначает прелестный адрон, h — легкий (в т.ч. странный) адрон, а ψ обозначает J/ψ или $\psi(2S)$. Черные точки показывают известные измерения из PDG [1], синяя линия соответствует диапазону теоретических предсказаний из работ [31–34], а результат настоящей работы подсвечен красной звездой.

понимании подобных отношений — единственным результатом является измерение отношения распадов $R(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi \Lambda)$ экспериментами ATLAS [29] и LHCb [30]. Что крайне интересно, полученное ими значение 0.508 ± 0.023 (усредненное согласно PDG [1]) не совпадает с теоретическими предсказаниями, которые покрывают диапазон 0.65–1.14 [31–34]. Как показано на Рис. 3.19 синей горизонтальной линией, это существенно больше экспериментального значения. Полученный в настоящей диссертации результат $R(\Xi_b^- \rightarrow \psi \Xi^-) = 0.84 \pm 0.23$ из-за большой погрешности пока что не позволяет сделать каких-то выводов о том, существует ли какой-либо тренд для отношений распадов в секторе прелест-

ных барионов. В целом видно, что различные измерения подобных отношений для прелестных адронов не формируют какого-то понятного и однозначного паттерна. Новые измерения (такие как представленное в этой работе) и соответствующие теоретические предсказания и вычисления необходимы для того, чтобы построить стройную модель, которая бы уверенно описывала распады b -адронов в конечные состояния с чармонием и углубила бы наше понимание механизмов HQET.

В работе также восстановлены Ξ_b^{*0} кандидаты с использованием канала $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, комбинируя треки из первичной вершины с Ξ_b^- кандидатами, полученными в четырех различных модах распада: $J/\psi \Xi^-$, $\psi(2S) \Xi^-$, $J/\psi \Lambda K^-$ и $J/\psi \Sigma^0 K^-$. Одновременная аппроксимация всех этих каналов использована для измерения разницы масс и естественной ширины Ξ_b^{*0} бариона. С учетом систематических погрешностей, описанных в предыдущей подглаве, они составили [35]

$$M(\Xi_b^{*0}) - M(\Xi_b^-) - m^{\text{PDG}}(\pi^\pm) = 15.810 \pm 0.077 (\text{стат.}) \pm 0.052 (\text{сист.}) \text{ МэВ},$$

$$\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.87_{-0.20}^{+0.22} (\text{стат.}) \pm 0.16 (\text{сист.}) \text{ МэВ}.$$

Эти результаты находятся в согласии с предыдущей работой коллаборации CMS [10], однако имеют на порядок лучшую точность. Они также в хорошем согласии с результатами, полученными на эксперименте LHCb [11; 23]. Их недавнее измерение, использующее набор данных, соответствующих интегральной светимости 9 фбн^{-1} , составило $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+} = 15.80 \pm 0.02 \pm 0.01 \text{ МэВ}$ и $\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.87 \pm 0.06 \pm 0.05 \text{ МэВ}$ [23].

С учетом мирового среднего значения массы Ξ_b^- бариона $5797.0 \pm 0.6 \text{ МэВ}$ [1], полученное в этой работе значение для $\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}^{\text{fit}}$ можно использовать для измерения массы Ξ_b^{*0} бариона [35]:

$$M(\Xi_b^{*0}) = 5952.4 \pm 0.1 (\text{stat+syst}) \pm 0.6(m_{\Xi_b^-}) \text{ МэВ},$$

где первая погрешность включает статистический и систематические источники, а вторая соответствует погрешности в измерении массы Ξ_b^- .

Кроме того, измерено инклюзивное отношение сечений рождения Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- бариона в области фазового пространства, заданной поперечным импульсом Ξ_b^- бариона $p_T > 15 \text{ ГэВ}$ и быстротой $|y| < 2.4$ (хотя, как отмечалось выше, с учетом определения эффективностей данное измерение предполагается репрезентативным во всем фазовом пространстве). Оно получилось равным [35]

$$R_{\Xi_b^{*0}} = \frac{\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^{*0} X) \mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+)}{\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X)} = 0.22 \pm 0.02 (\text{стат.}) \pm 0.02 (\text{сист.}),$$

где статистическая процедура BLUE (Best Linear Unbiased Estimate, т.е. наилучшая линейная несмещенная оценка) [118–120] использована для того, чтобы объединить измерения, полученные для мод распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Xi^-$ и $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$. При использовании этого метода, статистические и систематические погрешности предполагались нескоррелированными, за исключением погрешности эффективности восстановления дополнительного трека (которая считалась как скоррелированная).

Результат для $R_{\Xi_b^{*0}}$ находится в хорошем согласии с измерением эксперимента LHCb [11], равным $0.28 \pm 0.03 \pm 0.01$, и имеет сравнимую точность. Исходя из измеренного значения этого отношения, можно сделать вывод, что около четверти Ξ_b^- барионов рождается из распада $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$. Другим очевидным крупным распадом Ξ_b^{*0} бариона является изоспиново-сопряженный $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \pi^0$. Так как $\mathcal{B}(\Xi_b^* \rightarrow \Xi_b \pi)$ ожидается равным около 100% (в соответствии с обсуждениями в разделе 1.4, другие распады если и существуют, то крайне подавлены по сравнению с этими сильными), то можно ожидать выполнение соотношения $\mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+) \approx 2 \mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \pi^0) \approx 2/3$, где множитель 2 следует из различия изоспинов и коэффициентов Клебша–Гордона [1]. Подставляя данное значение в формулу для вычисления $R_{\Xi_b^{*0}}$, можно получить $\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^{*0} X) / \sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X) \approx 1/3$.

Если отношение сечений рождения Ξ_b^{*-} и Ξ_b^- барионов имеет такой же паттерн, то аналогичное отношение может быть оценено как $R_{\Xi_b^{*-}} = [\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^{*-} X) \mathcal{B}(\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^- \pi^0)] / \sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X) \approx 1/3 \times 1/3 = 1/9$. В таком случае, около трети Ξ_b^- барионов рождаются в распадах Ξ_b^* резонансов.

Возможно также рождение Ξ_b^- из других состояний Ξ_b барионов — например, из $\Xi_b'^-$ в распаде $\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^0$ (переход в Ξ_b^- из $\Xi_b'^0$ кинематически невозможен из-за порогов, обсуждавшихся в разделе 1.5.1). Чтобы оценить похожее отношение $R_{\Xi_b'^-}$, можно обратиться к работе коллаборации LHCb, в рамках которого было измерено отношение $[\sigma(pp \rightarrow \Xi_b'^- X) \mathcal{B}(\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^0 \pi^-)] / \sigma(pp \rightarrow \Xi_b^0 X) = 0.12 \pm 0.02$ [12]. Считая $\mathcal{B}(\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^0 \pi^-) \approx 2/3$, можно оценить $\sigma(pp \rightarrow \Xi_b'^- X) / \sigma(pp \rightarrow \Xi_b^0 X) \approx 0.18$, тогда искомое отношение равно $R_{\Xi_b'^-} = [\sigma(pp \rightarrow \Xi_b'^- X) \mathcal{B}(\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^0)] / \sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X) \approx 1/3 \times 0.18 = 0.06$.

Распады из более тяжелых возбужденных Ξ_b состояний тоже возможны, таких как изодублет $\Xi_b(6227)$, обнаруженный экспериментом LHCb [17; 18]. В частности, для распада состояния $\Xi_b(6227)^0$ было измерено следующее отношение: $[\sigma(pp \rightarrow \Xi_b(6227)^0 X) \mathcal{B}(\Xi_b(6227)^0 \rightarrow \Xi_b^- \pi^+)] / \sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X) = 0.05 \pm 0.01$ [18]. С учетом этого можно сделать вывод, что менее 60% Ξ_b^- барионов напрямую рождаются из pp -столкновений (prompt-рождение), и более 40% рождается в сильных распадах различных Ξ_b резонансов (feeddown-рождение).

В Таблице 17 сведены результаты измерений параметров Ξ_b^{*0} бариона, полученные в четырех публикациях CMS и LHCb. Можно подытожить, что этот Ξ_b резонанс достаточно хорошо изучен, а его параметры измерены с хорошей точностью. Несмотря на то, что последняя работа коллаборации LHCb [23] обладает заметно меньшей погрешностью по сравнению с результатами, полученными в настоящей диссертации, независимое точное измерение эксперимента CMS является крайне важным для подтверждения значений LHCb и позволит Particle Data Group сформировать надежные мировые средние для параметров Ξ_b^{*0} бариона.

Таблица 17 — Сводка измерений параметров Ξ_b^{*0} бариона, полученные в различных публикациях экспериментов CMS и LHCb. Результат настоящей работы в последней строке выделен жирным шрифтом.

	N_{signal}	$\Delta M_{\Xi_b^- \pi^+}$	$\Gamma(\Xi_b^{*0})$	$R_{\Xi_b^{*0}}$
CMS Run-1, 5 фбн ⁻¹ [10]	22.4 ± 5.4	$14.84 \pm 0.74 \pm 0.28$	2.1 ± 1.7	—
LHCb Run-1, 3 фбн ⁻¹ [11]	232 ± 19	$15.727 \pm 0.068 \pm 0.023$	$0.90 \pm 0.16 \pm 0.08$	0.28 ± 0.03
LHCb Run-1+2, 9 фбн ⁻¹ [23]	2019 ± 58	$15.80 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.87 \pm 0.06 \pm 0.05$	—
CMS Run-2, 140 фбн⁻¹ [35]	400 ± 30	$15.810 \pm 0.077 \pm 0.052$	$0.87^{+0.22}_{-0.20} \pm 0.16$	0.22 ± 0.03

Наконец, комбинируя полученные кандидаты Ξ_b^{*0} с еще одним треком из первичной вершины, в инвариантной массе $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ обнаружен новый резонанс — возбужденный прелестно-странный барион $\Xi_b(6100)^-$. Статистическая значимость сигнала составила более 6 стандартных отклонений [22]. В результате одновременной аппроксимации полностью и частично восстановленных событий, измерена разница масс нового состояния [22]:

$$M(\Xi_b(6100)^-) - M(\Xi_b^-) - 2m_{\pi^\pm}^{\text{PDG}} = 24.14 \pm 0.22 (\text{стат.}) \pm 0.09 (\text{сист.}) \text{ МэВ},$$

где первая погрешность является статистической, а вторая — систематической. С небольшой сигнальной статистикой и при имеющемся детекторном

разрешении, естественная ширина нового резонанса оказалась совместимой с нулем, в связи с чем поставлен верхний предел $\Gamma(\Xi_b(6100)^-) < 1.9 \text{ МэВ}$ с 95% CL (доверительным интервалом) [22]. С использованием табличной массы Ξ_b^- [1], масса $\Xi_b(6100)^-$ бариона измерена равной [22]

$$M(\Xi_b(6100)^-) = 6100.3 \pm 0.2 (\text{стат.}) \pm 0.1 (\text{сист.}) \pm 0.6 (\Xi_b^-) \text{ МэВ},$$

где последняя погрешность соответствует неточности известной массы Ξ_b^- . Следуя аналогам с хорошо изученным сектором возбужденных очарованно-странных Ξ_c барионов и с учетом теоретических моделей и предсказаний, обсуждавшихся в разделах 1.3 и 1.4, новый $\Xi_b(6100)^-$ резонанс и его схема распада (через промежуточный Ξ_b^{*0}) совместимы с гипотезой, что это член легчайшего дублета орбитально-возбужденных Ξ_b^{*-} барионов в λ -моды, т.е. $1P$ возбуждение с угловым моментом легкого дикварка $j_{ds} = 1$ и спин-четностью $J^P = 3/2^-$ (орбитальный момент $L = 1$ между b -кварком и легким ds дикварком). В этом случае новая частица является прелестным аналогом $\Xi_c(2815)$ бариона, обнаруженного коллаборацией CLEO в распаде $\Xi_c(2815) \rightarrow \Xi_c^* \pi \rightarrow \Xi_c \pi \pi$ [25]. Если ограничиться сектором прелестных барионов, обнаруженный резонанс должен принадлежать к дублету, являющемуся партнером $1P$ -дублета $\Lambda_b(5912)^0$ и $\Lambda_b(5920)^0$ в рамках $\bar{3}_F$ мультиплета, как показано на Рис. 1.4 в строке $[\bar{3}_F, 1, 0, \lambda]$.

Предположение о статусе и квантовых числах $\Xi_b(6100)^-$ бариона ($1P$ -состояние с $J^P = 3/2^-$) подтверждается в различных теоретических статьях, опубликованных вскоре после обнаружения новой частицы — в частности, в работах [121–126]. Стоит отметить, что в статьях [127; 128] при этом предполагается, что $\Xi_b(6100)^-$ является ρ -возбуждением, в то время как λ -резонанс предсказан очень широким. Во всех этих публикациях, а также во многих предсказаниях, приведенных в Таблице 2, масса для $\Xi_{b[3/2^-]}$ бариона хорошо соотносится с измеренной 6100.3 ± 0.6 . Для некоторых из работ, в которых обсуждается $\Gamma(\Xi_b(6100)^-)$, поставленный верхний предел $< 1.9 \text{ МэВ}$ получается слишком малым, и они предсказывают несколько бóльшую ширину — например, 2.9 МэВ [59] или 6.76 МэВ [122]. В то же время результаты работ [67; 68; 121; 124] вполне совместимы с найденным в настоящей работе верхним пределом. Стоит отметить, что предсказания и вычисления для естественной ширины выглядят

крайне зависимыми от массы бариона и многих других факторов, однако многие из них позволяют верно оценить хотя бы примерные (по порядку) значения возможной естественной ширины.

Крайне важно, что спустя два года после публикации статьи об обнаружении $\Xi_b(6100)^-$ бариона коллаборация LHCb выпустила работу [23], в которой независимо подтвердила данное состояние в распаде на $\Xi_b^{*0}\pi^-$ на бóльшей статистике (136 ± 17 сигнальных событий) и измерила его параметры равными $\Delta M_{\Xi_b^-\pi^+\pi^-} = 23.6 \pm 0.11 \pm 0.02$ МэВ и $\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.94 \pm 0.30 \pm 0.08$ МэВ, что находится в хорошем согласии с результатами настоящей диссертации. В этой же статье были обнаружены еще два новых Ξ_b^0 резонанса и получено указание на существование третьего, причем все они должны являться $1P$ партнерами для $\Xi_b(6100)^-$ бариона; подробно эти результаты обсуждены в рамках вводного обзора в подразделе 1.5.1.

Заключение

В представленной диссертационной работе проведено детальное изучение спектроскопии прелестно-странных Ξ_b барионов: их свойств, распадов, а также измерение параметров различных состояний Ξ_b с использованием экспериментальных данных, набранных детектором CMS на Большом адронном коллайдере в 2016–2018 годах в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра инерции $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и соответствующих интегральной светимости 140 фбн^{-1} . В частности, были получены следующие результаты:

- Впервые обнаружен новый распад $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, а также измерена его относительная вероятность относительно известного нормировочного канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$.
- Восстановлен распад $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$, что является подтверждением существования этого канала, ранее обнаруженного экспериментом LHCb.
- Получен сигнал Ξ_b^{*0} резонанса в распаде $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, где Ξ_b^- барион восстановлен через четыре различных канала: $J/\psi\Xi^-$, $\psi(2S)\Xi^-$, $J/\psi\Lambda K^-$, $J/\psi\Sigma^0 K^-$. Выполнено измерение массы и естественной ширины Ξ_b^{*0} бариона, а также измерено отношение сечений рождения Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов в протон-протонных столкновениях в доступных для CMS областях по p_T и η .
- Впервые обнаружена новая элементарная частица: возбужденный $\Xi_b(6100)^-$ барион в распаде $\Xi_b(6100)^- \rightarrow \Xi_b^{*0}\pi^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^+ \pi^-$. Измерена масса нового резонанса, а также поставлен верхний предел на его естественную ширину. Обнаруженный $\Xi_b(6100)^-$ барион и его схема распада совместимы с гипотезой, что это легчайший орбитально-возбужденный Ξ_b^{*-} барион в λ -моды, т.е. $1P$ возбуждение с угловым моментом легкого дикварка $j_{ds} = 1$ и спин-четностью $J^P = 3/2^-$ (орбитальный момент $L = 1$ между b-кварком и легким ds дикварком).

Благодарности

В заключение диссертации автор хотел бы выразить благодарности людям, которые сделали возможной настоящую работу.

В первую очередь я благодарю своих **родителей, Елену и Максима, и бабушку Светлану**, за всю их неоценимую поддержку на протяжении всей моей жизни, во время учебы в школе и долгих лет учебы в МФТИ и в процессе подготовки настоящей работы. Без всякого сомнения, без поддержки моей семьи этот труд никогда бы не был закончен, и именно им и их бесконечной вере в меня и мои способности я посвящаю свою диссертацию.

Я выражаю глубочайшую благодарность моему научному руководителю **Руслану Николаевичу Чистову**. Он на протяжении многих лет ставит передо мной по-настоящему интересные и актуальные задачи в современной физике высоких энергий и помогает достигать намеченных целей. Также благодарю его за неустанную поддержку, наставления и советы. Его глубокое физическое понимание и видение являются неотъемлемым фундаментом этой диссертации. Мне приятно отметить, что за более чем 6 лет совместной работы у меня и Руслана Николаевича сложился очень теплый формат общения, в рамках которого можно обсудить не только научные, но и различные жизненные вопросы, поговорить на самые разные темы. Я очень ценю то огромное доверие, которое мне оказывает научный руководитель, и благодарю его за то, что весьма плодотворная и доверительная работа с ним позволила мне серьезно вырасти, сформироваться и стать самостоятельным ученым, получить большой опыт, несомненно полезный в моей будущей работе.

Я исключительно тепло благодарю руководителя моей образовательной программы **Михаила Владимировича Данилова** за его неиссякаемую поддержку моей деятельности, административно-организационную помощь, продвижение в различных начинаниях и предоставление мне множества возможностей для роста и развития как ученого и преподавателя. Спасибо Михаилу Владимировичу за его непрестанную работу по созданию невероятной атмосферы в нашем коллективе — проведение международных школ, мероприятий на свежем воздухе и многих других замечательных начинаний, благодаря которым кафедра действительно ощущается как вторая семья. Такие факторы, безусловно, оказывают самое положительное влияние на продуктивную научную работу. Также я благодарю заведующего лабораторией физики высоких энергий МФТИ

Тагира Абдул-Хамидовича Аушева за его административно-организационную поддержку на всех уровнях, за возможность выполнить мою работу на данных и в составе коллаборации CMS, участвовать в престижных международных конференциях, грантовых конкурсах и многом другом.

В целом наш коллектив, выросший из ИТЭФ и сейчас базирующийся преимущественно в Лаборатории тяжелых кварков и лептонов ФИАН, а также МФТИ, МИФИ, ВШЭ и ИТЭФ — это удивительное и потрясающее сообщество, объединившее многих замечательных людей. Отмечу особенно значимую поддержку со стороны моего коллеги **Никиты Петрова**, который давно стал мне очень близким другом. Возможность всегда обсудить с ним различные детали выполнения исследований, несомненно, существенно продвигали работу над моими публикациями и настоящей диссертацией. Благодаря ему и постоянному диалогу с ним я всегда чувствовал, что не один, что мне есть с кем посоветоваться, обсудить научные тонкости и особенности, услышать чуткий совет. Я очень рад, что наше общение давно вышло за пределы работы, и мне невероятно сложно представить свою жизнь на кафедре без этого друга. Я выражаю искреннюю благодарность **Сергею Поликарпову**, который всегда внимательно относился к моей работе и часто помогал разобраться с самыми разными техническими и идейными аспектами анализа, давал полезные советы, предлагал к использованию новые методы и варианты перепроверки, способствующие развитию диссертации и других научных проектов. Мои коллеги **Марина Чадеева**, **Александр Тулупов**, **Яков Андреев**, **Владимир Сергейчик**, **Наталия Скробова**, **Алексей Георгиевич Друцкой** и весь наш большой коллектив создают чудесную рабочую атмосферу, в которой всегда приятно провести время, обсудить любые вопросы и получить ценные замечания.

Подготовка коллаборационных публикаций и в целом научная работа велась совместно с множеством иностранных коллег из эксперимента CMS, среди которых я с благодарностью отмечаю вклад **G. Landsberg**, **A. Pompili**, **M. Margoni**, **C. Lourenco**, **T. Ferguson**, **F. Palla**, **K. Stenson**, **D. Kovalskyi**, **C. Rovelli**. Многократные обсуждения с ними и многими другими в ходе внутриколлаборационного рецензирования существенно продвигали работу над результатами, представленными в диссертации.

Я не могу передать словами, насколько я ценю поддержку своих друзей, благодаря которым я всегда буду с огромным теплом вспоминать студенческие годы на Физтехе. Я не смогу представить себе учебу в МФТИ без всего состава

замечательной 625 группы и в особенности **Арины Гаврилович**, **Александры Яковлевой** и **Алексея Овяна**, которые всегда были рядом со мной и остаются сейчас, после окончания Физтеха. Я очень рад длительной и продолжающейся дружбе с **Арсением Кусковым** и **Владимиром Журавлевым**, а также ценю поддержку, которую в разные годы мне оказывали **Кирилл Букин**, **Александр Труфанов**, **Ася Айнбунд** и многие другие друзья и коллеги из разных коллективов и организаций Физтеха. Я признателен своему любимому декану **Валерию Валерьевичу Киселеву** за всю его работу на благо моего любимого факультета общей и прикладной физики и за предоставленную возможность быть его помощником и младшим коллегой в этой работе на протяжении нескольких лет.

Наконец, я благодарю всех моих коллег, друзей, родных и близких, школьных учителей и многих других, кто в разное время был со мной рядом, советовал и поддерживал, тем самым сделав важный вклад в мое развитие, помог моей учебе, карьере и в конечном итоге — написанию настоящей диссертационной работы. Отдельно я от всего сердца благодарю мою первую учительницу физики **Елену Александровну Володченкову**, которая впервые более 10 лет назад направила меня на дорогу к физике и поступлению в МФТИ и задала старт этого долгого пути к получению ученой степени кандидата физико-математических наук.

Список сокращений и условных обозначений

χ^2	Хи-квадрат в смысле значения вероятности аппроксимации или оценки статистической гипотезы
n_{dof}	Число степеней свободы (в смысле статистики / теории вероятностей)
η	Псевдобыстрота частицы, лоренц-инвариантный аналог полярного угла θ
ϕ	Азимутальный угол (в поперечной плоскости)
p_T	Поперечный импульс частицы (в плоскости, перпендикулярной пучку)
\sqrt{s}	Энергия протонов в СЦИ
CMS	Compact Muon Solenoid (название детектора)
HLT	High-Level Trigger, триггер второго уровня
LS	Long Shutdown (с номером), период плановой длительной остановки работы БАК для модернизации
Negative log likelihood, NLL	Отрицательный логарифм функции наибольшего правдоподобия
Opposite-Sign, OS	Система $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$, т.е. Ξ_b^- кандидат с двумя пионами разных знаков
RBW	Релятивистская функция Брейта-Вигнера
Run-1	Первый сеанс набора данных на БАК, 2009–2012
Run-2	Второй сеанс набора данных на БАК, 2015–2018
Run-3	Третий сеанс набора данных на БАК, 2022–2025
Same-Sign, SS	Система $\Xi_b^- \pi^\pm \pi^\pm$, т.е. Ξ_b^- кандидат с двумя пионами одинаковых знаков
БАК, LHC	Большой адронный коллайдер
МК	Монте-Карло (в контексте «компьютерное моделирование методом Монте-Карло»)
ПВ, PV	Первичная вершина, точка pp -столкновения
СЦИ	Система центра инерции

Словарь терминов

pileup : Явление наличия нескольких (десятков) pp -столкновений в одном событии

хит : След или сигнал от взаимодействия заряженной частицы с трековым детектором

«мягкий» трек : Заряженная частица с малым поперечным импульсом (soft track)

«жесткий» трек : Заряженная частица с большим поперечным импульсом (hard track)

loose-purity : Слабое (низкое) значение флага качества чистоты трека

high-purity : Высокое (большое) значение флага качества чистоты трека

V0 : K_S^0 мезон или Λ гиперон, вершина распада которых представляет два исходящих трека в форме буквы V с суммарным нулевым зарядом

soft-muon : Соответствие мюона критерию «мягкой идентификации»

топология распада : Схематическое представление изучаемой цепочки распадов элементарных частиц с точки зрения геометрического расположения различных вершин распада и частиц, детектируемых в конечном состоянии

Список литературы

1. *Workman R. L. et al. (Particle Data Group Collaboration)*, Review of Particle Physics // *PTEP*. — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
2. *Koppenburg Patrick*. List of hadrons observed at the LHC. — LHCb-FIGURE-2021-001. — 2021. — See 2023 update online. URL: <https://cds.cern.ch/record/2693187>.
3. *Albajar C. et al. (UAI Collaboration)*, First observation of the beauty baryon Λ_b^0 in the decay channel $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ at the CERN proton–antiproton collider // *Phys. Lett. B*. — 1991. — Vol. 273. — Pp. 540–548.
4. *Abazov V.M. et al. (D0 Collaboration)*, Direct observation of the strange b baryon Ξ_b^- // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 052001. — arXiv:0706.1690.
5. *Aaltonen T. et al. (CDF Collaboration)*, Observation and mass measurement of the baryon Ξ_b^- // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 052002. — arXiv:0707.0589.
6. *Aaltonen T. et al. (CDF Collaboration)*, Observation of the Ξ_b^0 Baryon // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 102001. — arXiv:1107.4015.
7. *Aaltonen T. et al. (CDF Collaboration)*, First observation of heavy baryons Σ_b and Σ_b^* // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99. — P. 202001. — arXiv:0706.3868.
8. *Abazov V. M. et al. (D0 Collaboration)*, Observation of the doubly strange b baryon Ω_b^- // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 232002. — arXiv:0808.4142.
9. *Aaltonen T. et al. (CDF Collaboration)*, Observation of the Ω_b^- and Measurement of the Properties of the Ξ_b^- and Ω_b^- // *Phys. Rev. D*. — 2009. — Vol. 80. — P. 072003. — arXiv:0905.3123.
10. *Chatrchyan Serguei et al. (CMS Collaboration)*, Observation of a new Ξ_b baryon // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 252002. — arXiv:1204.5955.

11. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Measurement of the properties of the Ξ_b^{*0} baryon // *JHEP*. — 2016. — Vol. 05. — P. 161. — arXiv:1604.03896.
12. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of two new Ξ_b^- baryon resonances // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 114. — P. 062004. — arXiv:1411.4849.
13. *Aaij R et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of excited Λ_b^0 baryons // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 109. — P. 172003. — arXiv:1205.3452.
14. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of New Resonances in the $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ System // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123, no. 15. — P. 152001. — arXiv:1907.13598.
15. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Study of excited Λ_b^0 states decaying to $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett.* — 2020. — Vol. B803. — P. 135345. — arXiv:2001.06533.
16. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of a new baryon state in the $\Lambda_b^0\pi^+\pi^-$ mass spectrum // *JHEP*. — 2020. — Vol. 06. — P. 136. — arXiv:2002.05112.
17. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of a new Ξ_b^- resonance // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121, no. 7. — P. 072002. — arXiv:1805.09418.
18. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of a new Ξ_b^0 state // *Phys. Rev. D*. — 2021. — Vol. 103, no. 1. — P. 012004. — arXiv:2010.14485.
19. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of Two Resonances in the $\Lambda_b^0\pi^\pm$ Systems and Precise Measurement of Σ_b^\pm and $\Sigma_b^{*\pm}$ properties // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 122, no. 1. — P. 012001. — arXiv:1809.07752.
20. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, First observation of excited Ω_b^- states // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 124, no. 8. — P. 082002. — arXiv:2001.00851.
21. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of Two New Excited Ξ_b^0 States Decaying to $\Lambda_b^0K^-\pi^+$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 128, no. 16. — P. 162001. — arXiv:2110.04497.

22. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Observation of a new excited beauty strange baryon decaying to $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 126. — P. 252003. — arXiv:2102.04524.
23. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of new baryons in the $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ and $\Xi_b^0 \pi^+ \pi^-$ systems // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Vol. 131. — P. 171901. — arXiv:2307.13399.
24. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of the $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi \Lambda K^-$ decay // *Phys. Lett. B.* — 2017. — Vol. 772. — Pp. 265–273. — arXiv:1701.05274.
25. *Alexander J. P. et al. (CLEO Collaboration)*, Evidence of new states decaying into $\Xi(c)^* \pi$ // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — Pp. 3390–3393. — arXiv:hep-ex/9906013.
26. *Isgur Nathan, Wise Mark B.* Spectroscopy with heavy quark symmetry // *Phys. Rev. Lett.* — 1991. — Vol. 66. — P. 1130.
27. *Klempt Eberhard, Richard Jean-Marc.* Baryon spectroscopy // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82. — Pp. 1095–1153. — arXiv:0901.2055.
28. The Quark Model and b Baryons / Marek Karliner, Boaz Keren-Zur, Harry J. Lipkin, Jonathan L. Rosner // *Annals Phys.* — 2009. — Vol. 324. — Pp. 2–15. — arXiv:0804.1575.
29. *Aad Georges et al. (ATLAS Collaboration)*, Measurement of the branching ratio $\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda^0)/\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda^0)$ with the ATLAS detector // *Phys. Lett. B.* — 2015. — Vol. 751. — P. 63. — arXiv:1507.08202.
30. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Measurement of the ratio of branching fractions of the decays $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ // *JHEP.* — 2019. — Vol. 03. — P. 126. — arXiv:1902.02092.
31. Polarization effects in the cascade decay $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)+J/\psi(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ in the covariant confined quark model / Thomas Gutsche, Mikhail A. Ivanov, Jürgen G. Körner et al. // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. 88. — P. 114018. — arXiv:1309.7879.

32. Towards an assessment of the ATLAS data on the branching ratio $\Gamma(\Lambda_b) \rightarrow \psi(2S)\Lambda^0 / \Gamma(\Lambda_b) \rightarrow J/\psi\Lambda^0$ / Thomas Gutsche, Mikhail A. Ivanov, Jürgen G. Körner et al. // *Phys. Rev. D.* — 2015. — Vol. 92. — P. 114008. — arXiv:1510.02266.
33. *Wei Zheng-Tao, Ke Hong-Wei, Li Xue-Qian.* Evaluating decay rates and asymmetries of Λ_b into light baryons in LFQM // *Phys. Rev. D.* — 2009. — Vol. 80. — P. 094016. — arXiv:0909.0100.
34. *Mott Lonnie, Roberts Winston.* Rare dileptonic decays of Λ_b in a quark model // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2012. — Vol. 27. — P. 1250016. — arXiv:1108.6129.
35. *Hayrapetyan Aram et al. (CMS Collaboration),* Observation of the $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ decay and studies of the $\Xi_b(5945)^0$ baryon in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Rev. D.* — 2024. — Vol. 110. — P. 012002. — arXiv:2402.17738.
36. *К. М. Иванов.* Изучение спектроскопии Ξ_b барионов в эксперименте CMS // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* — 2024. — Т. 51, № 8. — С. 34–42.
37. *K. Ivanov on behalf of the CMS Collaboration.* Recent B-physics results from CMS // *Proceedings of the 55th Rencontres de Moriond - 2021 Electroweak Interactions and Unified Theories, EW 2021.* — 2021. — Pp. 177–182. — URL: https://moriond.in2p3.fr/2021/download/proceedings_ew_2021.pdf.
38. *Иванов К.М.* Обнаружение нового возбужденного $\Xi_b(6100)^-$ бариона в распаде на $\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$ в эксперименте CMS // *Труды 64-й Всероссийской научной конференции МФТИ.* — 2022. — С. 93–95. — URL: https://old.mipt.ru/priority2030/info/64%20%D0%BD%D0%B0%D1%83%D1%87%20%D0%BA%D0%BE%D0%BD%D1%84%20%D0%9B%D0%A4%D0%98_1.pdf.
39. *Gell-Mann Murray.* A Schematic Model of Baryons and Mesons // *Phys. Lett.* — 1964. — Vol. 8. — Pp. 214–215.
40. *Deur Alexandre, Brodsky Stanley J., de Teramond Guy F.* The QCD Running Coupling // *Nucl. Phys.* — 2016. — Vol. 90. — P. 1. — arXiv:1604.08082.
41. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group Collaboration),* Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 98, no. 3. — P. 030001.

42. *Shifman Mikhail A., Voloshin M. B.* Preasymptotic effects in inclusive weak decays of charmed particles // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1985. — Vol. 41. — P. 120.
43. *Isgur Nathan, Wise Mark B.* Weak decays of heavy mesons in the static quark approximation // *Phys. Lett. B.* — 1989. — Vol. 232. — P. 113.
44. *Bigi Ikaros I. Y., Uraltsev N. G., Vainshtein A. I.* Nonperturbative corrections to inclusive beauty and charm decays: QCD versus phenomenological models // *Phys. Lett. B.* — 1992. — Vol. 293. — P. 430. — [Erratum: DOI:10.1016/0370-2693(92)91287-J]. [arXiv:hep-ph/9207214](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9207214).
45. *Georgi Howard.* An Effective Field Theory for Heavy Quarks at Low-energies // *Phys. Lett. B.* — 1990. — Vol. 240. — Pp. 447–450.
46. *Grozin A. G.* Heavy quark effective theory. — Springer Berlin, Heidelberg, 2004. — P. 1.
47. A diquark model for baryons containing one heavy quark / Dietmar Ebert, Thorsten Feldmann, Christiane Kettner, Hugo Reinhardt // *Z. Phys. C.* — 1996. — Vol. 71. — P. 329. — [arXiv:hep-ph/9506298](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9506298).
48. An updated review of the new hadron states / Hua-Xing Chen, Wei Chen, Xiang Liu et al. // *Rept. Prog. Phys.* — 2023. — Vol. 86, no. 2. — P. 026201. — [arXiv:2204.02649](https://arxiv.org/abs/2204.02649).
49. *Gell-Mann Murray.* Symmetries of baryons and mesons // *Phys. Rev.* — 1962. — Vol. 125. — Pp. 1067–1084.
50. *Okubo Susumu.* Note on unitary symmetry in strong interactions // *Prog. Theor. Phys.* — 1962. — Vol. 27. — Pp. 949–966.
51. *De Rujula A., Georgi Howard, Glashow S. L.* Hadron Masses in a Gauge Theory // *Phys. Rev. D.* — 1975. — Vol. 12. — Pp. 147–162.
52. *Karliner Marek, Lipkin Harry J.* The New Σ_b Multiplet and Magnetic Moments of Λ_c and Λ_b // *Phys. Lett. B.* — 2008. — Vol. 660. — Pp. 539–544. — [arXiv:hep-ph/0611306](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0611306).
53. *Jenkins Elizabeth Ellen.* Heavy baryon masses in the $1/m(Q)$ and $1/N(c)$ expansions // *Phys. Rev. D.* — 1996. — Vol. 54. — Pp. 4515–4531. — [arXiv:hep-ph/9603449](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9603449).

54. *Jenkins Elizabeth Ellen*. Model-independent bottom baryon mass predictions in the $1/N_c$ expansion // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 77. — P. 034012. — arXiv:0712.0406.
55. *Quigg C., Rosner Jonathan L.* Quarkonium Level Spacings // *Phys. Lett. B.* — 1977. — Vol. 71. — Pp. 153–157.
56. Charmonium: The Model / E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita et al. // *Phys. Rev. D.* — 1978. — Vol. 17. — P. 3090. — [Erratum: *Phys.Rev.D* 21, 313 (1980)].
57. *Brambilla Nora, Vairo Antonio*. Quark confinement and the hadron spectrum // 13th Annual HUGS AT CEBAF. — 1999. — 5. — Pp. 151–220. — arXiv:hep-ph/9904330.
58. *Barnes T., Godfrey S., Swanson E. S.* Higher charmonia // *Phys. Rev. D.* — 2005. — Vol. 72. — P. 054026. — arXiv:hep-ph/0505002.
59. Role of newly discovered $\Xi_b(6227)^-$ for constructing excited bottom baryon family / Bing Chen, Ke-Wei Wei, Xiang Liu, Ailin Zhang // *Phys. Rev. D.* — 2018. — Vol. 98. — P. 031502. — arXiv:1805.10826.
60. *Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O.* Masses of excited heavy baryons in the relativistic quark model // *Phys. Lett. B.* — 2008. — Vol. 659. — P. 612. — arXiv:0705.2957.
61. *Roberts W., Pervin Muslema.* Heavy baryons in a quark model // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2008. — Vol. 23. — P. 2817. — arXiv:0711.2492.
62. *Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O.* Spectroscopy and Regge trajectories of heavy baryons in the relativistic quark-diquark picture // *Phys. Rev. D.* — 2011. — Vol. 84. — P. 014025. — arXiv:1105.0583.
63. Excited state mass spectra and Regge trajectories of bottom baryons / Kaushal Thakkar, Zalak Shah, Ajay Kumar Rai, P. C. Vinodkumar // *Nucl. Phys. A.* — 2017. — Vol. 965. — P. 57. — arXiv:1610.00411.
64. Spectroscopy of singly, doubly, and triply bottom baryons / Ke-Wei Wei, Bing Chen, Na Liu et al. // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 95. — P. 116005. — arXiv:1609.02512.

65. Heavy baryon spectroscopy in the QCD string model / I. L. Grach, I. M. Narodetskii, M. A. Trusov, A. I. Veselov // *Particles and Nuclei. Proceedings, 18th International Conference, PANIC08, Eilat, Israel.* — 2008. — arXiv:0811.2184.
66. *Garcilazo H., Vijande J., Valcarce A.* Faddeev study of heavy baryon spectroscopy // *J. Phys. G.* — 2007. — Vol. 34. — P. 961. — arXiv:hep-ph/0703257.
67. *Kawakami Yohei, Harada Masayasu.* Singly heavy baryons with chiral partner structure in a three-flavor chiral model // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 99. — P. 094016. — arXiv:1902.06774.
68. Strong and radiative decays of the low-lying S - and P -wave singly heavy baryons / Kai-Lei Wang, Ya-Xiong Yao, Xian-Hui Zhong, Qiang Zhao // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 96. — P. 116016. — arXiv:1709.04268.
69. QCD sum rule calculation for P-wave bottom baryons / Qiang Mao, Hua-Xing Chen, Wei Chen et al. // *Phys. Rev. D.* — 2015. — Vol. 92. — P. 114007. — arXiv:1510.05267.
70. *Chen Bing, Wei Ke-Wei, Zhang Ailin.* Assignments of Λ_Q and Ξ_Q baryons in the heavy quark-light diquark picture // *Eur. Phys. J. A.* — 2015. — Vol. 51. — P. 82. — arXiv:1406.6561.
71. *Abreu P. et al. (DELPHI Collaboration),* Production of strange B-baryons decaying into $\Xi^\mp - l^\mp$ pairs at LEP // *Z. Phys. C.* — 1995. — Vol. 68. — Pp. 541–554.
72. *Buskulic D. et al. (ALEPH Collaboration),* Strange b baryon production and lifetime in Z decays // *Phys. Lett. B.* — 1996. — Vol. 384. — Pp. 449–460.
73. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration),* Studies of beauty baryon decays to $D^0 p h^-$ and $\Lambda_c^+ h^-$ final states // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Vol. 89. — P. 032001. — arXiv:1311.4823.
74. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration),* Evidence for the strangeness-changing weak decay $\Xi_b^- \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^-$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115. — P. 241801. — arXiv:1510.03829.

75. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Observation of the decay $\Xi_b^- \rightarrow pK^-K^-$ // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118. — P. 071801. — arXiv:1612.02244.
76. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Measurement of branching fractions of charmless four-body Λ_b^0 and Ξ_b^0 decays // *JHEP.* — 2018. — Vol. 02. — P. 098. — arXiv:1711.05490.
77. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Isospin amplitudes in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda(\Sigma^0)$ and $\Xi_b^0 \rightarrow J/\psi\Xi^0(\Lambda)$ decays // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 124. — P. 111802. — arXiv:1912.02110.
78. *Aaij Roel et al. (LHCb Collaboration)*, Search for CP violation in $\Xi_b^- \rightarrow pK^-K^-$ decays // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 104. — P. 052010. — arXiv:2104.15074.
79. *Yelton J. et al. (Belle Collaboration)*, Study of Excited Ξ_c States Decaying into Ξ_c^0 and Ξ_c^+ Baryons // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. 94, no. 5. — P. 052011. — arXiv:1607.07123.
80. *Detmold William, Lin C.-J. David, Meinel Stefan.* Calculation of the heavy-hadron axial couplings g_1 , g_2 and g_3 using lattice QCD // *Phys. Rev. D.* — 2012. — Vol. 85. — P. 114508. — arXiv:1203.3378.
81. Strong decays of charmed baryons / Chong Chen, Xiao-Lin Chen, Xiang Liu et al. // *Phys. Rev. D.* — 2007. — Vol. 75. — P. 094017. — arXiv:0704.0075.
82. *Liu Lei-Hua, Xiao Li-Ye, Zhong Xian-Hui.* Charm-strange baryon strong decays in a chiral quark model // *Phys. Rev. D.* — 2012. — Vol. 86. — P. 034024. — arXiv:1205.2943.
83. Decay widths of ground-state and excited Ξ_{ib} baryons in a nonrelativistic quark model / Ayut Limphirat, Chinorat Kobdaj, Prasart Suebka, Yupeng Yan // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 82. — P. 055201.
84. *Evans Lyndon R, Bryant Philip.* LHC Machine // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — P. S08001. 164 p. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1129806>.

85. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): Technical design report / O. Aberle, I Béjar Alonso, O Brüning et al. CERN Yellow Reports: Monographs. — Geneva: CERN, 2020. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2749422>.
86. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration)*, The CMS Experiment at the CERN LHC // *JINST*. — 2008. — Vol. 3. — P. S08004.
87. *Chatrchyan Serguei et al. (CMS Collaboration)*, Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker // *JINST*. — 2014. — Vol. 9, no. 10. — P. P10009. — [arXiv:1405.6569](https://arxiv.org/abs/1405.6569).
88. *Khachatryan Vardan et al. (CMS Collaboration)*, CMS tracking performance results from early LHC operation // *Eur. Phys. J. C*. — 2010. — Vol. 70. — P. 1165. — [arXiv:1007.1988](https://arxiv.org/abs/1007.1988).
89. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collaboration)*, Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JINST*. — 2018. — Vol. 13. — P. P06015. — [arXiv:1804.04528](https://arxiv.org/abs/1804.04528).
90. *Khachatryan Vardan et al. (CMS Collaboration)*, The CMS trigger system // *JINST*. — 2017. — Vol. 12, no. 01. — P. P01020. — [arXiv:1609.02366](https://arxiv.org/abs/1609.02366).
91. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Performance of the CMS Level-1 trigger in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JINST*. — 2020. — Vol. 15. — P. P10017. — [arXiv:2006.10165](https://arxiv.org/abs/2006.10165).
92. *Tumasyan Armen et al. (CMS Collaboration)*, Observation of $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0 \pi^+ \pi^-$ and $B_S^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ decays // *Eur. Phys. J. C*. — 2022. — Vol. 82. — P. 499. — [arXiv:2201.09131](https://arxiv.org/abs/2201.09131).
93. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Observation of the $B_S^0 \rightarrow X(3872)\phi$ decay // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 125, no. 15. — P. 152001. — [arXiv:2005.04764](https://arxiv.org/abs/2005.04764).
94. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Observation of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda \phi$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett.* — 2020. — Vol. B802. — P. 135203. — [arXiv:1911.03789](https://arxiv.org/abs/1911.03789).

95. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Study of the $B^+ \rightarrow J/\psi \bar{\Lambda}_p$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *JHEP*. — 2019. — Vol. 12. — P. 100. — arXiv:1907.05461.
96. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Studies of $B_{s2}^*(5840)^0$ and $B_{s1}(5830)^0$ mesons including the observation of the $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K_S^0$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Eur. Phys. J.* — 2018. — Vol. C78. — P. 939. — arXiv:1809.03578.
97. *Verkerke Wouter, Kirkby David P.* The RooFit toolkit for data modeling // *eConf.* — 2003. — Vol. C0303241. — P. MOLT007. — arXiv:physics/0306116.
98. *Brun R., Rademakers F.* ROOT: An object oriented data analysis framework // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 1997. — Vol. 389. — Pp. 81–86.
99. *Jackman Simon.* Bayesian analysis for the social sciences. — New Jersey, USA: John Wiley & Sons, 2009.
100. *Jackson John David.* Remarks on the phenomenological analysis of resonances // *Nuovo Cim.* — 1964. — Vol. 34. — P. 1644.
101. *Blatt John Markus, Weisskopf Victor Frederick.* Theoretical nuclear physics. — New York: Springer, 1952.
102. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Precision luminosity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV in 2015 and 2016 at CMS // *Eur. Phys. J. C.* — 2021. — Vol. 81. — P. 800. — arXiv:2104.01927.
103. *CMS Collaboration.* CMS luminosity measurement for the 2017 data-taking period at $\sqrt{s} = 13$ TeV: CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-17-004: 2018. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2621960>.
104. *CMS Collaboration.* CMS Luminosity Measurement for the 2018 Data-Taking Period at $\sqrt{s} = 13$ TeV: CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-18-002: 2019. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2676164>.
105. An Introduction to PYTHIA 8.2 / Torbjörn Sjöstrand, Stefan Ask, Jesper R. Christiansen et al. // *Comput. Phys. Commun.* — 2015. — Vol. 191. — Pp. 159–177. — arXiv:1410.3012.

106. *Lange D.J.* The EvtGen particle decay simulation package // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2001. — Vol. 462. — Pp. 152–155.
107. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collaboration)*, Search for the $X(5568)$ state decaying into $B_s^0\pi^\pm$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 120. — P. 202005. — arXiv:1712.06144.
108. *Hayrapetyan Aram et al. (CMS Collaboration)*, New Structures in the $J/\psi J/\psi$ Mass Spectrum in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2024. — Vol. 132, no. 11. — P. 111901. — arXiv:2306.07164.
109. *Barberio Elisabetta, van Eijk Bob, Was Zbigniew.* PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays // *Comput. Phys. Commun.* — 1991. — Vol. 66. — Pp. 115–128.
110. *Barberio Elisabetta, Was Zbigniew.* PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0 // *Comput. Phys. Commun.* — 1994. — Vol. 79. — Pp. 291–308.
111. *Agostinelli S. et al. (GEANT4 Collaboration)*, GEANT4: A Simulation toolkit // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 2003. — Vol. 506. — Pp. 250–303.
112. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Observation of Two Excited B_c^+ States and Measurement of the $B_c^+(2S)$ Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 122, no. 13. — P. 132001. — arXiv:1902.00571.
113. *Sirunyan Albert M et al. (CMS Collaboration)*, Measurement of $B_c(2S)^+$ and $B_c^*(2S)^+$ cross section ratios in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 102. — P. 092007. — arXiv:2008.08629.
114. *Punzi Giovanni.* Sensitivity of searches for new signals and its optimization // Proceedings of PHYSTAT 2003, Statistical problems in particle physics, astrophysics and cosmology. — 2003. — P. MODT002. — eConf C030908. — arXiv:physics/0308063.
115. *Wilks S. S.* The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses // *Annals Math. Statist.* — 1938. — Vol. 9. — P. 60.

116. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / Glen Cowan, Kyle Cranmer, Eilam Gross, Ofer Vitells // *Eur. Phys. J. C.* — 2011. — Vol. 71. — P. 1554. — arXiv:1007.1727.
117. *Tumasyan Armen et al. (CMS Collaboration)*, Measurement of prompt open-charm production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* — 2021. — Vol. 11. — P. 225. — arXiv:2107.01476.
118. *Lyons Louis, Gibaut Duncan, Clifford Peter*. How to combine correlated estimates of a single physical quantity // *Nucl. Instrum. Meth. A.* — 1988. — Vol. 270. — P. 110.
119. *Nisius Richard*. On the combination of correlated estimates of a physics observable // *Eur. Phys. J. C.* — 2014. — Vol. 74. — P. 3004. — arXiv:1402.4016.
120. *Nisius Richard*. BLUE: combining correlated estimates of physics observables within ROOT using the Best Linear Unbiased Estimate method // *SoftwareX.* — 2020. — Vol. 11. — P. 100468. — arXiv:2001.10310.
121. *Arifi Ahmad Jafar, Suenaga Daiki, Hosaka Atsushi*. Relativistic corrections to decays of heavy baryons in the quark model // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Vol. 103, no. 9. — P. 094003. — arXiv:2102.03754.
122. Strong decays of the low-lying bottom strange baryons / Hui-Zhen He, Wei Liang, Qi-Fang Lü, Yu-Bing Dong // *Sci. China Phys. Mech. Astron.* — 2021. — Vol. 64, no. 6. — P. 261012. — arXiv:2102.07391.
123. *Polyakov Maxim V., Praszalowicz Michal*. Landscape of heavy baryons from the perspective of the chiral quark-soliton model // *Phys. Rev. D.* — 2022. — Vol. 105, no. 9. — P. 094004. — arXiv:2201.07293.
124. *Kakadiya Ameer, Shah Zalak, Rai Ajay Kumar*. Mass spectra and decay properties of singly heavy bottom-strange baryons // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2022. — Vol. 37, no. 11n12. — P. 2250053. — arXiv:2202.12048.
125. Systematic analysis of strange single heavy baryons and * / Zhen-Yu Li, Guo-Liang Yu, Zhi-Gang Wang et al. // *Chin. Phys. C.* — 2023. — Vol. 47, no. 7. — P. 073105. — arXiv:2207.04167.

126. *Xin Qi, Wang Zhi-Gang, Lu Fei.* The Λ -type P-wave bottom baryon states via the QCD sum rules* // *Chin. Phys. C.* — 2023. — Vol. 47, no. 9. — P. 093106. — arXiv:2306.05626.
127. Identifying the $\Xi_b(6100)$ as the P-wave bottom baryon of $JP=3/2^-$ / Hui-Min Yang, Hua-Xing Chen, Er-Liang Cui, Qiang Mao // *Phys. Rev. D.* — 2022. — Vol. 106, no. 3. — P. 036018. — arXiv:2205.07224.
128. *Tan Wei-Han, Yang Hui-Min, Chen Hua-Xing.* Predicted $\Xi_b(6087)^0$ and further predictions // *Eur. Phys. J. C.* — 2024. — Vol. 84, no. 4. — P. 382. — arXiv:2311.18380.