

Lomonosov Moscow State University

Faculty of Physics

Master's thesis

**«Search for new intermediate resonances in a three-body
B-meson decays with charmonium in the final state
at the LHCb experiment"»**

Student:

Boiarkina O.

Supervisor:

Dr. D.Savrina

Moscow 2020

CERN-THESIS-2020-063
04/06/2020



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. Ломоносова»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

**«Поиск новых промежуточных резонансов в распадах
В-мезонов в трехчастичное конечное состояние с чармонием
на эксперименте LHCb»**

Выполнила студентка

212м группы:

Бояркина О.А.

Научный руководитель:

н.с. НИИЯФ МГУ к.ф.-м.н. Саврина Д.В.

Допущена к защите « » 2020

Заведующий кафедрой профессор В.И. Саврин

Москва 2020

Оглавление

Введение	2
1 Эксперимент LHCb на коллайдере LHC	4
1.1 Ускоритель LHC	4
1.2 Эксперимент LHCb	4
1.2.1 Вершинный детектор и трековая система	6
1.2.2 Детекторы колец Черенковского излучения	7
1.2.3 Калориметрическая система	8
1.2.4 Мюонная система	9
1.3 Триггерная система	9
1.4 Математическое моделирование данных	10
1.5 Работа эксперимента	11
2 Данные и критерии отбора	12
2.1 Предварительный отбор	12
2.2 Моделирование данных	15
2.3 Мультивариативный анализ	16
2.3.1 Переменные для тренировки	16
2.3.2 Процедура дробления	18
2.4 Оптимизация ограничения на выходную переменную классификатора	19
3 Сигнал $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$	20
3.1 Проверка наблюдаемого сигнала	21
4 Исследование инвариантной массы комбинации $J/\psi \eta$	25

4.1	Определение эффективностей	26
4.1.1	Эффективность генераторного уровня, реконструкции и отбора событий	26
4.1.2	Триггерная эффективность	29
4.1.3	Полная эффективность	31
4.2	Изучение разрешения по массе комбинации $J/\psi\eta$	31
5	Постановка верхних пределов	34
5.1	Аппроксимация распределения по инвариантной массе $J/\psi\eta$	34
5.2	Определение верхних пределов	37
5.3	Сравнение с предыдущими результатами	38
6	Результаты	41
	Результаты	41
	Благодарности	42
	Список используемой литературы	42

Введение

Распады В-мезонов представляют собой чувствительный аппарат для изучения свойств чармония и “чармониеподобных” состояний. “Чармониеподобными” состояниями называются такие резонансы, свойства (массы, моды распадов) которых указывают на присутствие в их составе пары кварков $c\bar{c}$, однако при этом не описываются традиционной моделью чармония. В 2003 году коллаборацией Belle в распаде $B^\pm \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- K^\pm$ впервые было обнаружено “чармониеподобное” состояние: частица X(3872) [20]. В попытках теоретического описания частицы было предположено, что X(3872) может состоять из четырех кварков и быть тетракварком, $D^0 \bar{D}^{*0}$ -молекулой или смесью этих двух состояний.

За прошедшие 15 лет было обнаружено еще более 20 таких экзотических кандидатов. Существование многих из них до сих пор требует подтверждения, а их внутренняя структура и то, каким образом взаимодействуют составляющие их кварки, требует изучения. Было предложено множество теоретических моделей для описания свойств таких частиц: они могут быть состояниями, в которых все имеющиеся в составе кварки тесно взаимодействуют друг с другом, адронными молекулами, гибридными состояниями и т.д.

Задача данной работы — исследование распада $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$. Этот распад наблюдался ранее экспериментом Belle, измерившим его парциальную ширину [20]. Предполагается, что в конечное состояние $J/\psi \eta K^\pm$ могут вносить вклад также распады, идущие через промежуточные, в том числе и экзотические, состояния. С этой точки зрения особый интерес представляет исследование распределения по инвариантной массе комбинации $J/\psi \eta$, вклад в которую могут вносить, например, распады С-нечетного партнера частицы X(3872), а так же другие чармониевые ($\psi(4040)$, $\psi(4160)$) и чармониеподобные состояния (X(3940), Y(3940), $\psi(3770)$, $Z_c(3900)$),

$\psi(4260)$, $\psi(4360)$) [14].

Целями данной работы является обнаружение распада $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$ в данных, исследование инвариантной массы комбинации $J/\psi \eta$ и поиск резонансных структур в этом распределении. Работа выполнена с использованием данных, полученных экспериментом ЛНСб. Данные набирались в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 7, 8 в 2011 и 2012 годах (Сеанс 1) и 13 ТэВ в 2015-2018 годах (Сеанс 2) и соответствуют суммарной светимости 9 fb^{-1} .

Глава 1

Эксперимент LHCb на коллайдере LHC

1.1 Ускоритель LHC

Большой адронный коллайдер, расположенный в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) на границе Франции и Швейцарии, является крупнейшим кольцевым ускорителем заряженных частиц на встречных пучках. Протяженность кольца составляет примерно 27 км [1]. Этот ускоритель создан для разгона протонных пучков до энергии 7 ТэВ в лабораторной системе. В проектном режиме запланировано достичь столкновений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Проектная светимость составляет $\mathcal{L} \sim 10^{34} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$.

Столкновения пучков происходят в местах расположения 4 основных детекторов коллайдера (см. Рис. 1.1). Детектор ATLAS [21] и детектор CMS [22] являются детекторами общего назначения; спектрометр ALICE [23] — детектор для изучения столкновений тяжелых ионов, а спектрометр LHCb [24] предназначен для изучения физики тяжелых кварков.

1.2 Эксперимент LHCb

Детектор LHCb создан в первую очередь для изучения CP -нарушения и редких распадов прелестных и очарованных адронов. Большие сечения рождения b -

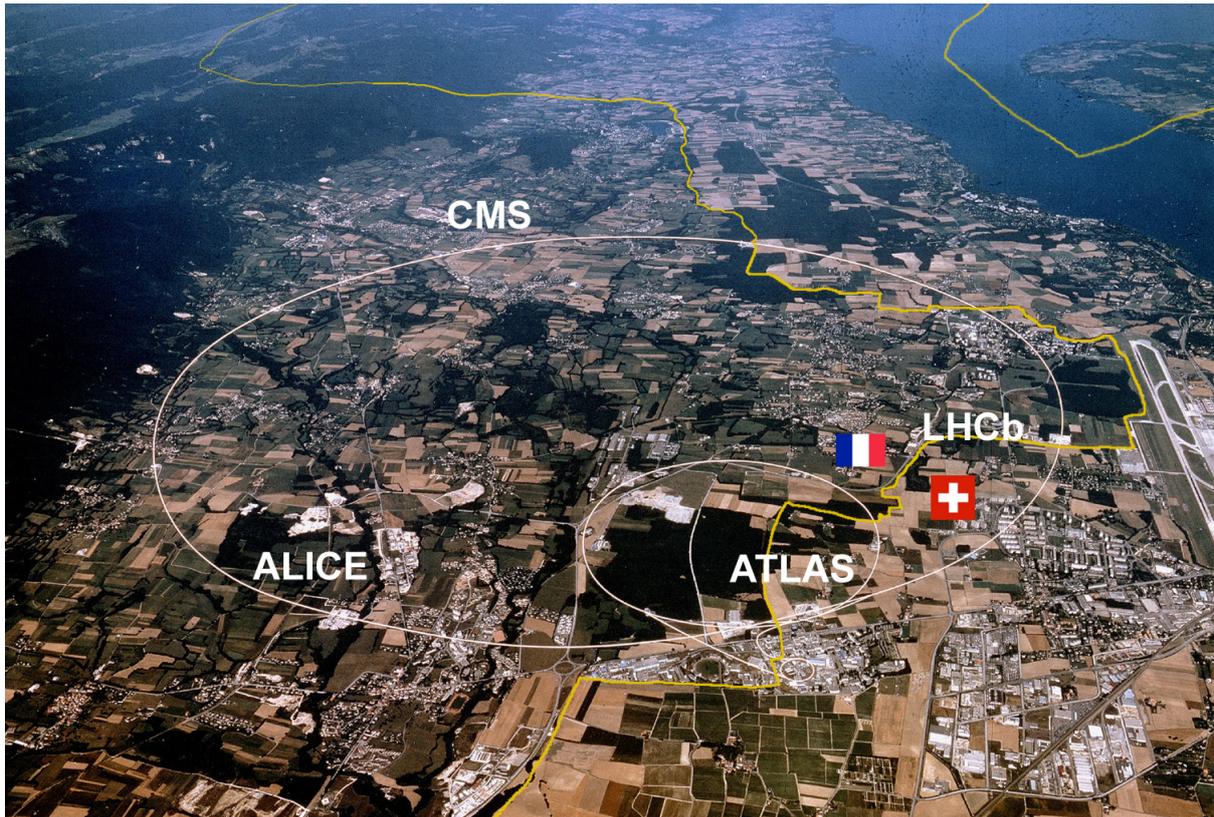


Рис. 1.1: Расположение ускорителя LHC и четырех основных экспериментов: эксперимент ATLAS, эксперимент ALICE, эксперимент CMS и эксперимент LHCb.

и s -кварков в протон-протонных столкновениях на ускорительном комплексе LHC дают возможность для поиска явлений за пределами Стандартной модели в распадах тяжелых адронов. В задачи эксперимента так же входит исследование свойств тяжелых адронов, изучение различных асимметрий, и поиск новых частиц. Подробное описание устройства детектора приведено в работе [2].

Для обеспечения оптимального режима набора данных на эксперименте LHCb, т.е. режима, в котором на одно пересечение пучков приходится одно протон-протонное столкновение, интегральная светимость была понижена относительно проектной до величины $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$ путем расфокусировки пучка вблизи детектора. Таким образом была достигнута оптимальная эффективность реконструкции событий.

Геометрия и аппаратура детектора была выбрана с учетом основных задач эксперимента: детектор LHCb является одноплечевым передним спектрометром, регистрирующим частицы, попадающие в диапазон телесного угла от 10 до 300 миллирадиан. С

помощью моделирования было показано, что при энергиях ускорителя LHC частицы, содержащие b -кварки, рождаются в основном в узком конусе вдоль оси пучка. Таким образом в геометрический акцептанс попадает примерно 40% всех рождаемых частиц, содержащих b - и c -кварки. Также для эксперимента является важным наличие хорошего разрешения по времени жизни, эффективной триггерной системы, хорошего импульсного и энергетического разрешения, а так же эффективной идентификации дочерних частиц.

Схема детектора LHCb представлена на Рис. 1.2

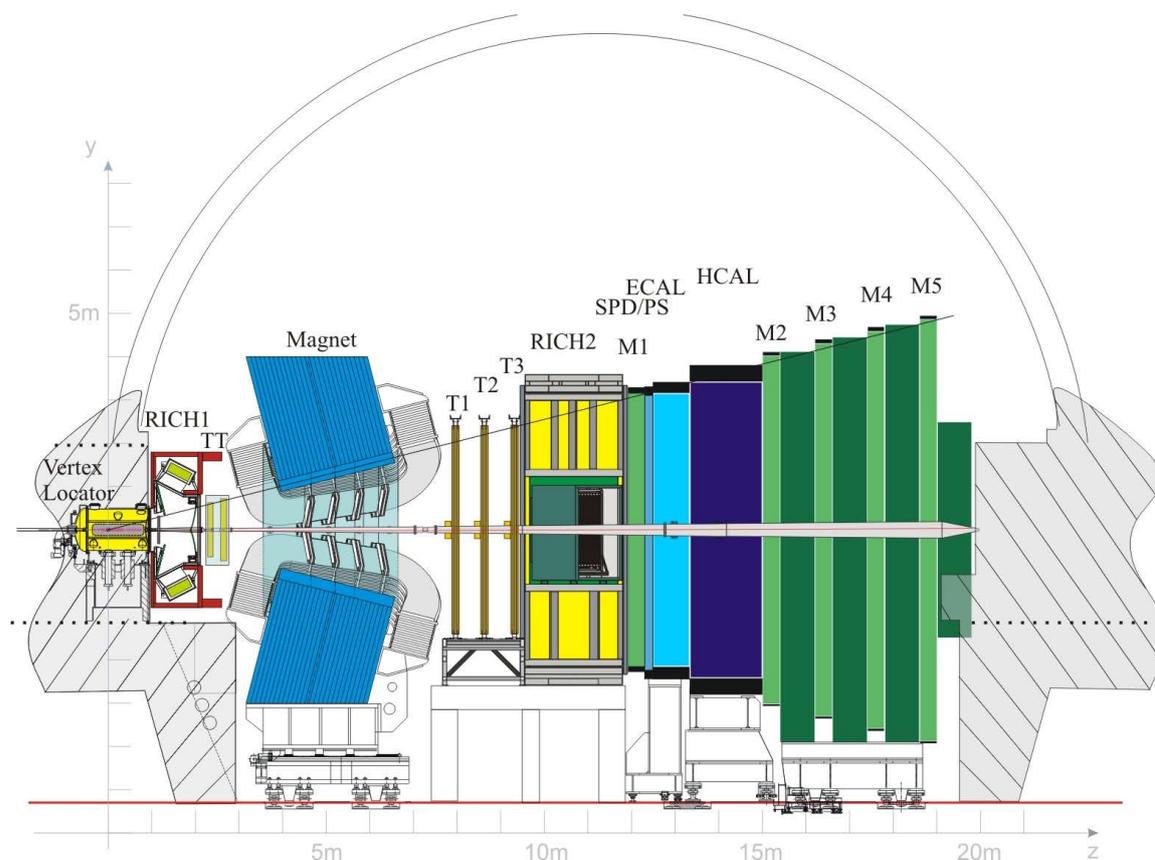


Рис. 1.2: Схема установки эксперимента LHCb.

1.2.1 Вершинный детектор и трековая система

Детектор VELO — это кремниевый стриповый детектор, находящийся в непосредственной близости от точки столкновения пучков. Основная задача подсистемы VELO — точное определение координат первичных и вторичных вершин (точек pp

стокновений и распадов мезонов, содержащих b - и c - кварки, соответственно), положений треков частиц около точки пересечения пучков протонов и прицельных параметров траекторий частиц по отношению к первичным вершинам [3].

Детектор состоит из 21 кремниевого модуля, каждый из которых состоит из двух сенсорных пластин, измеряющих r и ϕ координаты. Модули выстроены вдоль оси пучка, что позволяет определять z - координату частицы.

Трековая система отвечает за реконструкцию траекторий движения заряженных частиц и состоит из четырех станций (ТТ и Т1-Т3) [25]. После станции ТТ расположен дипольный магнит, создающий интегральное магнитное поле $4 \text{ Тл}\times\text{м}$ и позволяющий определить импульс заряженных частиц по искривлению их траектории. Станции Т1-Т3 расположены после магнита. Полное восстановление траекторий частиц происходит путем объединения частей треков от всех станций и детекторе VELO.

Импульсы заряженных частиц, проходящих через всю трековую систему (детектор VELO, ТТ и Т1-Т3), определяются с точностью от $\frac{\Delta p}{p} = 0.5\%$ при малых значениях импульса до $\frac{\Delta p}{p} = 1\%$ при значениях импульса $200 \text{ ГэВ}/c$. Точность определения времени жизни частиц, распадающихся в вершинном детекторе, составляет $\sim 45 \text{ фс}$. Схема восстановления траекторий в детекторе VELO и трековой системе представлена на Рис. 1.3.

1.2.2 Детекторы колец Черенковского излучения

С помощью эффекта Вавилова-Черенкова [5] происходит идентификация заряженных частиц (p , π и K) в детекторах RICH1 и RICH2. Между вершинным детектором и первой трековой станцией ТТ расположен детектор RICH1, в котором в качестве радиатора используется аэрогель и газ перфторбутан, C_4F_{10} [4] (с показателями преломления $n = 1.03$ и 1.0015 соответственно). Этот детектор позволяет идентифицировать частицы с импульсами в диапазоне от 1 до $60 \text{ ГэВ}/c$. Детектор RICH2 находится непосредственно за магнитом. Он позволяет идентифицировать частицы с импульсами от $15 \text{ ГэВ}/c$ до $100 \text{ ГэВ}/c$. В этом детекторе в качестве радиатора используются газ тетрафторметан, CF_4 , с показателем преломления $n = 1.00046$. Эффективность идентификации каонов в системе детекторов колец Черенковского

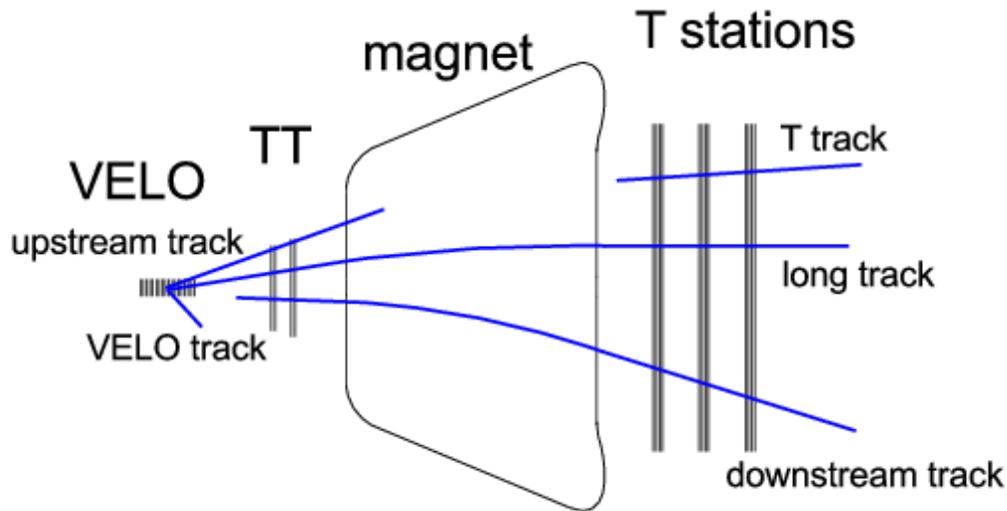


Рис. 1.3: Схематичная иллюстрация восстановления треков различных типов в подсистеме VELO и трековой станции.

го излучения составляет $\sim 95\%$ при вероятности неверно идентифицировать каон как пион $\sim 5\%$. Эффективность идентификации протонов составляет $\sim 90\%$ при вероятности неверно идентифицировать пионы или каоны как протоны $\sim 5\%$.

1.2.3 Калориметрическая система

Идентификация электронов, фотонов и адронов, а так же определение их энергии и положения, происходит посредством калориметрической системы [6]. Калориметры расположены на расстоянии 12.5 м от точки протон-протонного взаимодействия. Детектор SPD, первый детектор в этой системе, отвечающий за разделение фотонов и электронов, состоит из сцинтилляционных пластин толщиной 4 мм. Проходя через пластины, заряженные частицы создают ионизационное излучение, в то время как большинство фотонов проходят без взаимодействия. Далее располагается предливневый детектор (PRS), отделенный от детектора SPD слоем поглотителя. В поглотителе фотоны и электроны вызывают электромагнитный ливень, в то время как адроны не взаимодействуют. Регистрация этого ливня в детекторе PRS позволяет отделить электроны и фотоны от адронов. В электромагнитном калориметре (ECAL) происходит полное поглощение электромагнитного ливня [7].

Электромагнитный калориметр состоит из чередующихся слоев сцинтиллятора и свинцового поглотителя, расположенных перпендикулярно оси пучка. Сразу за электромагнитным располагается адронный калориметр (HCAL), устройство которого аналогично устройству электромагнитного калориметра: он состоит из чередующихся слоев поглотителя и сцинтиллятора, но в отличие от пластин электромагнитного калориметра, они ориентированы не перпендикулярно оси пучка, а вдоль нее [8]. Энергетическое разрешение адронного и электромагнитного калориметров составляет [2]:

$$\frac{\sigma_E}{E}|_{ECAL} = \frac{9.0\% \pm 0.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.8\%, \quad \frac{\sigma_E}{E}|_{HCAL} = \frac{69.0\% \pm 5\%}{\sqrt{E}} \oplus (9\% \pm 2\%),$$

где энергия измеряется в ГэВ.

1.2.4 Мюонная система

Мюонная система состоит из пяти мюонных станций M1-M5 и позволяет идентифицировать мюоны, а так же измерять их поперечные импульсы. Первая станция системы, M1, расположена перед калориметрической системой, а остальные четыре — после. Таким образом система калориметров выступает в роли поглотителя между станциями M1 и M2. Поглотителями между станциями M2-M5 являются железные пластины толщиной 80 см, что соответствует примерно 20 ядерным длинам взаимодействия [9].

Станции в мюонной системе представляют собой многопроволочные пропорциональные камеры, заполненные смесью газов аргона, углекислого газа, CO₂, и тетрафторметана, CF₄, в пропорции 40:55:5. Эффективность идентификации мюонов в мюонной системе составляет ~ 97%, а точность определения поперечного импульса независимо от других систем составляет ~ 20%.

Для идентификации треков частиц используется информация со всех подсистем.

1.3 Триггерная система

Задача триггерной системы состоит в снижении потока данных, поступающих с экспериментальной установки, с 40 МГц (номинальная частота столкновений протонов

в ускорителе LHC) до нескольких кГц (частота, при которой становится возможной запись на диск). При этом отбираются события, представляющие интерес для дальнейших исследований [12].

Для этого используется многоуровневая триггерная система. Нулевой аппаратный уровень (L0) призван снизить частоту потока данных до 1 МГц. Триггер L0 получает информацию от трех независимых источников: калориметрической и мюонной системы, а так же системы обнаружения событий с большой множественностью. Он отбирает события, в которых есть хотя бы один высокоэнергетичный кандидат (μ , e , γ или адрон).

События, прошедшие отбор триггера нулевого уровня, попадают на обработку программным триггером высокого уровня,HLT, снижающим их частоту до нескольких килогерц [13]. На этом уровне производится частичная реконструкция треков и вершин.

Триггер высокого уровня так же разделен на две ступени. Триггер HLT1 восстанавливает треки в подстанции VELO и T-станциях, а частота потока данных снижается до ~ 10 кГц. Это дает возможность для полной реконструкции треков во второй ступени, HLT2. На этом уровне производится отбор как инклюзивных распадов адронов, в которых конечные состояния восстанавливаются частично, так и эксклюзивных, в которых конечное состояние оказывается восстановлено полностью. Прошедшие триггер HLT2 события записываются в систему хранения данных.

1.4 Математическое моделирование данных

Моделирование данных эксперимента начинается с моделирования протон-протонных столкновений. Затем моделируются распады частиц, рожденных в столкновениях, и взаимодействия рожденных частиц с веществом детектора. Далее производится моделирование отклика детектора и триггерный отбор, и, наконец, моделирование восстановления событий.

1. Протон-протонные столкновения моделируются программой PYTHIA 6 или PYTHIA 8, настройки которой соответствуют условиям эксперимента [26];
2. Распады адронов, содержащих b -кварк, моделируются программой EVTGEN

[10];

3. Излучение фотонов в конечном состоянии учитывается программой PHOTOS;
4. Взаимодействие частиц с веществом детектора, а так же его отклик и оцифровка, описывается пакетом GEANT4 [11] и программой BOOLE;
5. В дальнейшем события проходят такую же обработку, как и данные эксперимента. Программа BRUNEL отвечает за реконструкцию событий, а моделирование решения триггера выполняет программа MOORE.

1.5 Работа эксперимента

Эксперимент LHCb начал набор данных в 2010 году. Набор данных производился в течении двух сеансов работы детектора (первый (Run1) — с 2011 по 2012 год, второй (Run2) — с 2015 по 2018 год включительно). В Таблице 1.1 указаны значения интегральной светимости и энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс соответствующие годам набора данных.

Таблица 1.1: Значения интегральной светимости и энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс соответствующие годам набора данных.

Year	2011	2012	2015	2016	2017	2018
$\mathcal{L}, \text{fb}^{-1}$	1	2	0.3	~ 1.6	~ 1.7	~ 2.1
$E, \text{ТэВ}$	7	8	13	13	13	13

Глава 2

Данные и критерии отбора

Для поиска распадов $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$ были использованы экспериментальные данные, набранные экспериментом LHCb в течении первого и второго сеансов работы, что соответствует интегральной светимости $3 \text{ фб}^{-1}(\text{Run1})$ и $6 \text{ фб}^{-1}(\text{Run2})$ и энергии протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ. Распады реконструированы с использованием мод $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. В качестве начальных критериев отбора были выбраны значения, использовавшиеся в предыдущем анализе эксперимента LHCb, посвященном исследованию распада $B_s^0 \rightarrow J/\psi \eta$ [16]. Для того, чтобы максимально эффективно подавить комбинаторный фон, при этом оставляя как можно больше сигнальных событий, был произведен дополнительный отбор с использованием мультивариативного анализа из пакета ROOT методом MLP.

2.1 Предварительный отбор

На предварительном этапе отбора J/ψ -кандидаты были сформированы из двух противоположно заряженных треков частиц, идентифицированных как мюоны. Каждый из двух треков должен был иметь поперечный импульс не менее 550 МэВ/с. Также оба трека должны были исходить из одной вершины. Было наложено ограничение на массу J/ψ -кандидатов: димюонная инвариантная масса должны была лежать в пределах $[3.056; 3.136]$ ГэВ/ c^2 , $\pm 3\sigma$ вокруг номинальной массы J/ψ -мезона. В ходе реконструкции могла возникнуть ситуация, когда один и тот же трек частицы оказывался восстановленным дважды, подобные треки исключались с помощью специ-

альной техники Кульбака-Либлера [27] и для дальнейшего формирования J/ψ -мезона использовался тот трек, который был лучше восстановлен.

Чтобы убедиться, что восстановленные треки принадлежат именно мюонам, было наложено ограничение на разность логарифмов правдоподобия мюонной и адронной гипотез, $\Delta \log L_{\mu-h}$. Были использованы только те треки, для которых эта разность оказалось больше нуля. Для уверенности в том, что восстановленные мюонные треки исходят из одной вершины, после аппроксимации общей вершины было наложено ограничение на ее χ^2 (χ_{vtx}^2). Одновременно с этим общая вершина мюонных треков, формирующих необходимые J/ψ -мезоны, должна была быть удалена от точки протон-протонного столкновения. Для этого было наложено ограничение на значение отношения длины отлета от первичной вершины к ее ошибке ($DLS > 3$). Таким образом подавлялся фон от первичных J/ψ -мезонов, не относящихся к изучаемому распаду.

Фотоны реконструировались как нейтральные кластеры в электромагнитном калориметре. Для данного анализа были отобраны кандидаты с минимальной поперечной энергией больше 500 МэВ. Распады $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ реконструировались как дифотонные комбинации с массой в пределах ± 40 МэВ/ c^2 около номинальной массы η -мезона [14]. Для уменьшения комбинаторного фона было наложено ограничение на поперечный импульс дифотонной комбинации больше 1.5 ГэВ/ c .

Далее отобранные J/ψ -кандидаты объединялись с K^\pm - и η -мезонами для формирования B^\pm -кандидатов. Для подавления комбинаторного фона на поперечный импульс каонов так же было наложено ограничение $pt > 0.5$ ГэВ/ c . В некоторых случаях восстановленный пионный или протонный трек мог быть неверно идентифицирован как каон. Для уменьшения вклада от таких треков была использована нейронная сеть. Входными параметрами для этой сети являются кинематические параметры треков, а так же разность правдоподобия каонной и пионной гипотез. Значение выходной переменной, $ProbNnk$, было положено более 0.1.

Из комбинаций $J/\psi \eta K^\pm$ формировались B^\pm -кандидаты. Значение минимального χ^2 прицельного параметра среди всех треков заряженных частиц по отношению к первичной вершине было установлено более 4. Для улучшения разрешения по массе B^\pm -мезонов, для каждого кандидата была проведена так называемая "кине-

матическая аппроксимация" (Decay Tree Fitter, DTF). Дерево распада (включающее треки дочерних частиц, а так же положение первичных и вторичных вершин) для каждого кандидата было аппроксимировано заново, причем массы J/ψ - и η -мезонов были зафиксированы на соответствующих номинальных значениях, а вектор суммы импульсов всех дочерних частиц B -кандидата совпадал с направлением из первичной во вторичную вершину. Параметр χ^2 такой аппроксимации, χ_{dtf}^2 , был положен меньше 10. Наконец, на время пролета B^\pm кандидатов, $c\tau$, было наложено ограничение $c\tau > 0.2$ мм. Полный список предварительных ограничений может быть найден в Таб. 2.1.

Таблица 2.1: Предварительные ограничения.

Переменная	Ограничение
$\Delta \log L_{\mu-h}$	> 0
$CloneDist(\mu)$	> 5000
$\chi_{tr}^2(\mu)$	< 5
$dls(J/\psi)$	> 3
$\chi^2(J/\psi_{VX})$	< 20
$p_T(\mu)$	$> 0.55, \text{ ГэВ}/c$
$p_T(\eta)$	$> 1.5, \text{ ГэВ}/c$
$minEt(\gamma)$	$> 0.5, \text{ ГэВ}/c^2$
$CL(\gamma)$	> 0.1
$m(\eta)$	$[0.487, 0.607], \text{ ГэВ}/c^2$
$\chi_{DTF}^2 (J/\psi, \eta, PV \text{ constraints})$	< 10
$c\tau$	$> 0.2 \text{ мм}$
$m(B^\pm)$	$[5.0, 5.6] \text{ ГэВ}/c^2$
$ProbNN(K)$	> 0.1
$p_T(K^\pm)$	$> 0.5, \text{ ГэВ}/c$

Таблица 2.2: Моделирование данных (N - число сгенерированных событий).

Год	Полярность магнита	Реконструкция	Количество событий
2011	<i>MagDown</i>	Reco14	500,000
	<i>MagUp</i>		500,000
2012	<i>MagDown</i>	Reco14	1,000,000
	<i>MagUp</i>		1,000,000
2015	<i>MagDown</i>	Reco15a	250,000
	<i>MagUp</i>		250,000
2016	<i>MagDown</i>	Reco16	500,000
	<i>MagUp</i>		500,000
2017	<i>MagDown</i>	Reco17	1,001,640
	<i>MagUp</i>		1,001,605
2018	<i>MagDown</i>	Reco18	1,009,959
	<i>MagUp</i>		1,007,830

2.2 Моделирование данных

Для оценки эффективностей и разрешения по инвариантной массе были использованы данные, смоделированные методом Монте-Карло (см. раздел 1.4). Протон-протонные столкновения были смоделированы программой RUTHIA 8. Так как набор данных в эксперименте проводится в двух режимах работы магнита: при магнитном поле, направленном вверх ("*MagUp*"), и магнитном поле, направленном вниз ("*MagDown*"), то моделирование данных также проводится для двух различных полярностей магнита. На данные математического моделирования методом Монте-Карло накладывались те же ограничения, что и на данные, набранные в эксперименте. Моды $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$, $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$ и $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$ были сгенерированы в пропорции 1:0.5:0.25. Полный список наборов данных математического моделирования и соответствующее количество событий приведены в Таблице 2.2.

Распределения по кинематическим переменным в данных моделирования плохо

описывают эти распределения для данных эксперимента. Это в первую очередь связано с неточностью моделирования кинематики рождающихся B^\pm -мезонов. Поэтому к данным моделирования была применена процедура перевзвешивания. Вес для каждого события вычислялся как функция поперечного импульса B^\pm -мезона ($p_T(B)$) и быстроты ($y(B)$). Веса вычислялись на основании эталонных распределений (распределений данных эксперимента по кинематическим переменным после процедуры вычитания фона).

Количество событий в исследуемом канале не достаточно, что привело бы к большим погрешностям при сравнении. Поэтому для процедуры перевзвешивания использовались распределения кинематических переменных топологически и кинематически близкого канала $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ со значительно большей статистикой (Рис.2.1).

2.3 Мультивариативный анализ

Последний шаг в отборе данных был основан на технике мультивариативного анализа TMVA методом MLP.

В качестве сигнальных событий при тренировке классификатора были использованы события данных математического моделирования распада $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$, в качестве фоновых событий были использованы события из правой части комбинаторного фона данных. На оба набора данных были наложены предварительные ограничения, описанные в Разделе 2.1. Диапазон масс сигнальной области составил $M_{J/\psi \eta K^\pm} \in [5200, 5400]$ МэВ/ c^2 (Рис.2.2 (а)), фоновой — $M_{J/\psi \eta K^\pm} \in [5400, 5700]$ МэВ/ c^2 (Рис.2.2 (б)). Правая часть комбинаторного фона была выбрана для того, чтобы исключить вклад частично реконструированных событий.

2.3.1 Переменные для тренировки

Список переменных, участвующих в тренировке, представлен ниже:

- χ_{DTF}^2 — аппроксимация кинематического дерева распада;
- $p_T(K^\pm)$ — поперечный импульс каона;

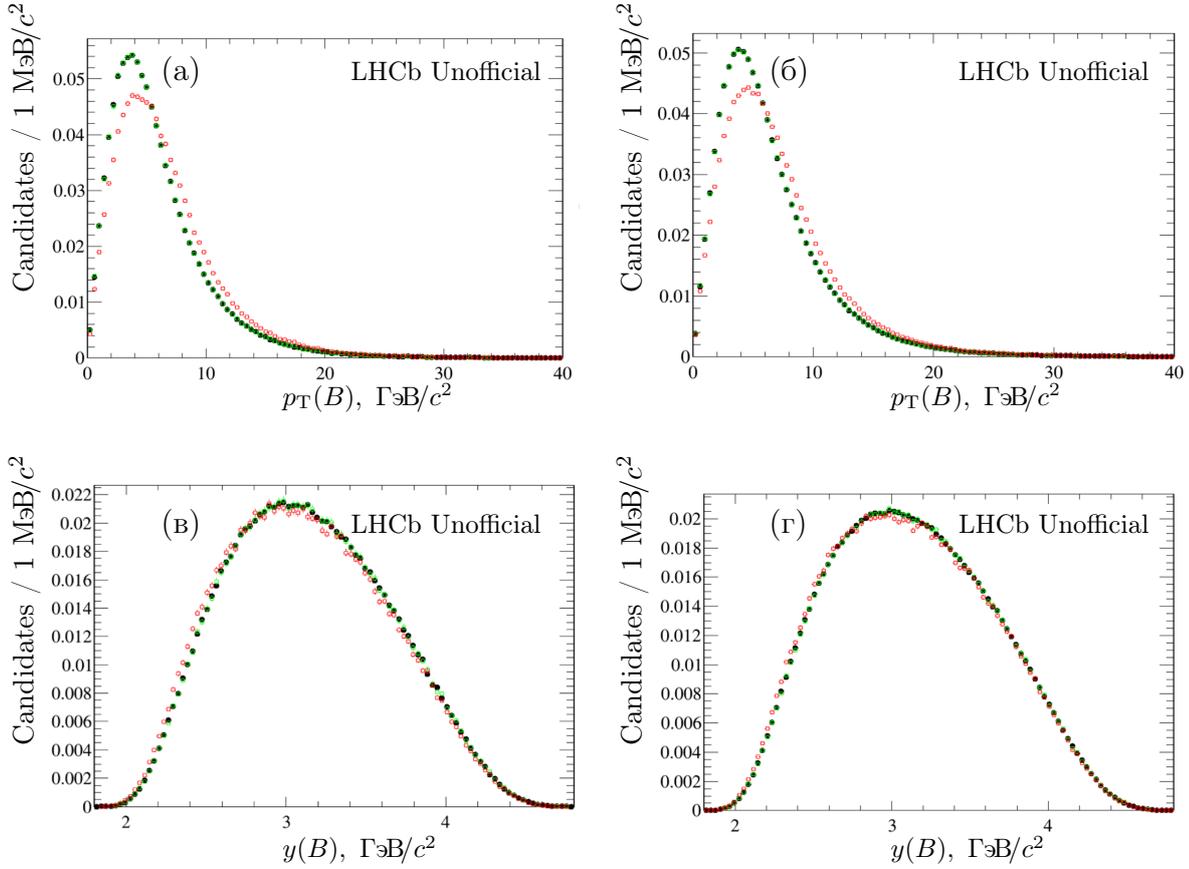


Рис. 2.1: Распределения по кинематическим параметрам B^\pm -кандидатов. Верхний ряд - поперечный импульс, нижний ряд - псевдобыстрота. Распределения (а) и (в) соответствуют первому сеансу набора данных, распределения (б) и (г) — второму. Черными точками показаны распределения экспериментальных данных, а зелеными и красными — распределения данных моделирования до и после перевзвешивания.

- $c\tau$ — время жизни B мезона;
- $\min E_t(\gamma)$ — минимальная поперечная энергия фотонов;
- $p_T(\eta)$ — поперечный импульс η мезона;
- $\chi^2_{VX}(B)$ — χ^2 аппроксимации вершины B^\pm мезона;
- $p_T(B)$ — переменная поперечного импульса каона;
- $PROBNN(K)$ — переменная PID каона;
- $lv01(\eta)$ — переменная косинуса угла между импульсом одного из фотонов и

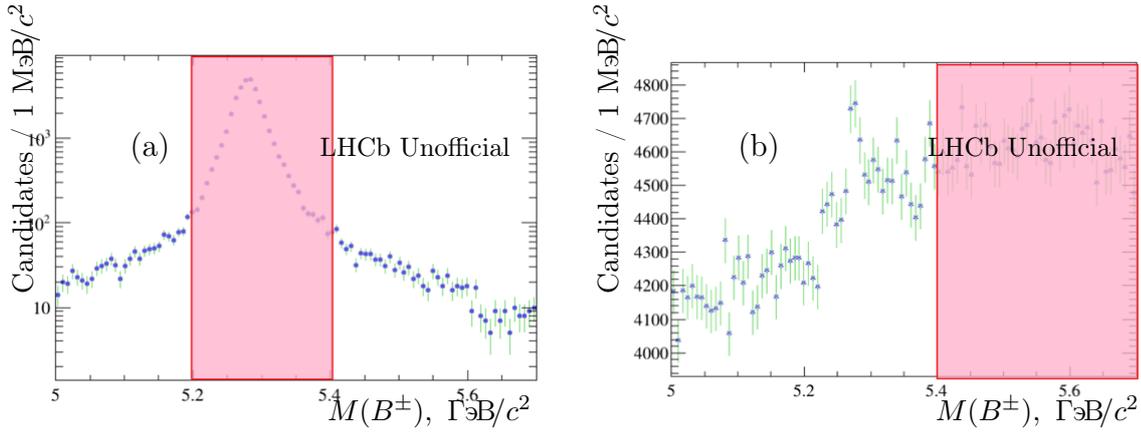


Рис. 2.2: Распределение по массе B^\pm -кандидатов из наборов: (а) данных математического моделирования сигнальной области, (б) правой части комбинаторного фона данных.

направленем движения материнской частицы в системе покоя материнской частицы.

2.3.2 Процедура дробления

Использование процедуры дробления позволяет использовать ограниченный объем данных для мультивариативного анализа. В рамках данного метода полный объем данных размещается в N частях. Затем процедура тренировки применяется на одной части, в то время как остальные $(N-1)$ частей используются для тестирования. Этот процесс повторяется последовательно для каждой части.

Важно, чтобы данные были равномерно распределены между N частями. Для этого необходимо выбрать функцию для классификации, полностью независимую от свойств наборов данных, используемых в качестве сигнальных и фоновых. Функция должна быть псевдослучайной и равномерно распределять данные по категориям. Пример подобной функции представлен ниже:

$$f = (N_a * a + N_b * b + N_c * c) \% N,$$

где a, b, c — переменные целого типа, характеризующие событие; N_a, N_b, N_c — простые числа больше N . Символ $\%$ означает операцию взятия остатка от деления. Такая функция позволяет получить равномерное распределение событий по N категориям.

В данном анализе данные были разделены на 13 категорий. В качестве переменных

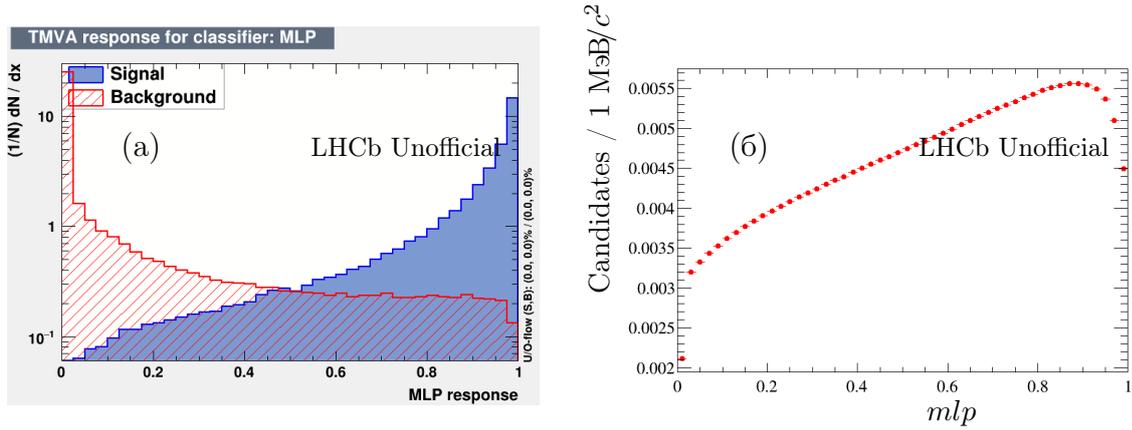


Рис. 2.3: (а) Распределение MLP для сигнальных и фоновых событий в логарифмическом масштабе, (б) оптимизационная кривая для выходной переменной MLP классификатора.

a,b,c были использованы номер события, номер сеанса работы эксперимента и номер В-кандидата в каждом событии соответственно. Числа N_a, N_b, N_c были выбраны равными 3557, 1777 и 2671 соответственно.

2.4 Оптимизация ограничения на выходную переменную классификатора

Распределения выходов MLP для сигнальных и фоновых событий представлены на Рис. 2.3. Оптимальное значение ограничения на выходную переменную MLP было получено путем максимизации функции, представленной ниже:

$$F(t) = \frac{S(t)}{\sqrt{S(t) + B(t)}},$$

где $S(t)$ — число сигнальных событий, $B(t)$ — число фоновых событий в области $\pm 2.5\sigma$ под сигнальным пиком при ограничении t на выходную переменную классификатора. Полученная оптимизационная кривая представлена на Рис. 2.3

Максимум этой функции соответствует оптимальному ограничению на выходную переменную MLP. Значение оптимального ограничения было найдено равным 0.85.

Глава 3

Сигнал $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$

На Рис. 3.1 показано распределение по инвариантной массе отобранных $J/\psi \eta K^\pm$ кандидатов после кинематической аппроксимации дерева распада (DTF) при условиях, описанных в главе 2.1. Как для данных, так и для моделирования, применен предварительный отбор, а так же наложено ограничение на выходную переменную $MLP > 0.85$. Для определения параметров функции аппроксимации сигнального пика в первую очередь аппроксимировались данные симуляции. Распределение сигнальных событий было описано модифицированной функцией Гаусса (*DSCB*) [19], а фоновых — экспонентой (Рис. 3.1)

Модифицированная функция Гаусса представляет собой функцию Гаусса вблизи центрального значения, а на краях - полиномиальную функцию и описывается формулой:

$$DSCB(m; N, m_0, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R) = N \cdot \begin{cases} A_L (B_L - (\frac{m-m_0}{\sigma})^{-n_L}) & , \frac{m-m_0}{\sigma} < -\alpha_L \\ e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} & , -\alpha_L \leq \frac{m-m_0}{\sigma} \leq \alpha_R \\ A_R (B_R - (\frac{m-m_0}{\sigma})^{-n_R}) & , \frac{m-m_0}{\sigma} > \alpha_R \end{cases}$$

где $A_i = \left(\frac{n_i}{\alpha_i}\right)^{n_i} \cdot e^{-\frac{\alpha_i^2}{2}}$, $B_i = \frac{n_i}{\alpha_i} - \alpha_i$. Величина m_0 — наиболее вероятное значение инвариантной массы, σ — ширина распределения, а параметр N соответствует нормировке.

При аппроксимации данных эксперимента параметры сигнальной функции, описывающие ее поведение в удалении от сигнального пика, $\alpha(R/L)$ и $n(R/L)$, были

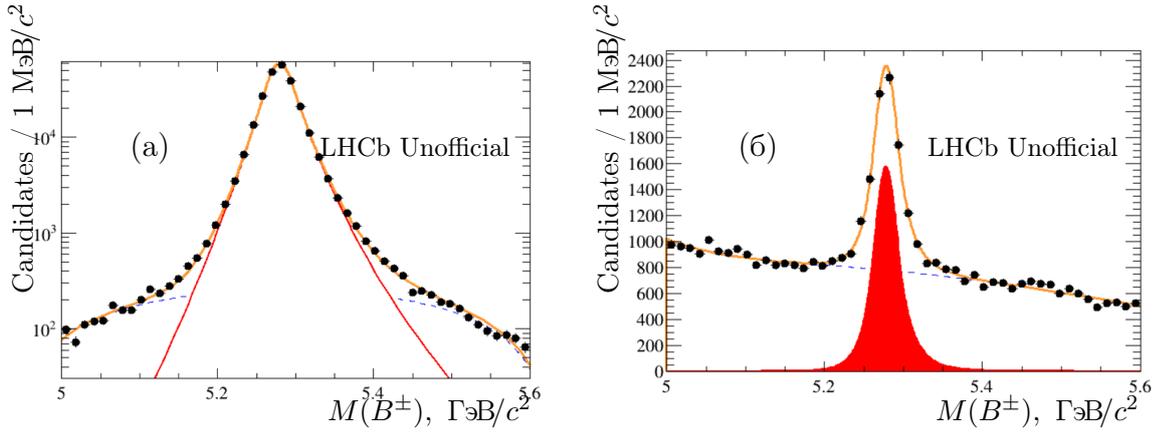


Рис. 3.1: Распределение по инвариантной массе $J/\psi\eta K^\pm$ комбинации для (а) данных моделирования; (б) данных эксперимента. Точками показано распределение данных, оранжевой сплошной кривой — описание распределения аналитической функцией. Вклад сигнальных B^\pm -мезонов показан сплошной красной кривой и комбинаторный фон показан синей штриховой линией.

зафиксированы на значениях, полученных при описании данных математического моделирования. Комбинаторный фон был описан функцией произведения полинома второй степени на функцию фазового объема. Аппроксимация проводилась методом небинированного максимального правдоподобия. Параметры аппроксимации показаны в Таб. 3.1. Результат аппроксимации также показан на Рис. 3.1.

Для наблюдаемого сигнала была посчитана статистическая значимость

$$S = \sqrt{-2 \times \log \frac{\mathcal{L}_B}{\mathcal{L}_{S+B}}},$$

где \mathcal{L}_{S+B} — вероятность гипотезы о том, что в распределении помимо фона присутствует и сигнал; \mathcal{L}_B — вероятность гипотезы о том, что в распределении присутствует только фон. Значимость оказалась более 10 стандартных отклонений, что говорит о наблюдении сигнала.

3.1 Проверка наблюдаемого сигнала

Для проверки того факта, что в конечном состоянии $J/\psi\eta(\eta \rightarrow \gamma\gamma)K^\pm$ содержатся η -мезоны и нет вкладов от других случайных двухфотонных комбинаций,

Таблица 3.1: Параметры аппроксимации распределения по массе B^\pm -мезонов при условии, что массы дочерних частиц J/ψ и η были зафиксированы на номинальных, а вектор суммы импульсов всех дочерних частиц совпадал с направлением из первичной во вторичную вершину.

Переменная	Значение	
	Данные математического моделирования	Данные эксперимента
nL	15 ± 0.2	15
nR	6.7 ± 0.3	6.7
αL	1.13 ± 0.02	1.13
αR	1.01 ± 0.01	1.01
N	208620 ± 482	5729 ± 155
m	$5278 \pm 0.2, \text{ МэВ}/c^2$	$5278 \pm 0.4, \text{ МэВ}/c^2$
σ	$16.6 \pm 0.1, \text{ МэВ}/c^2$	$15.4 \pm 0.5, \text{ МэВ}/c^2$

была применена статистическая техника *sPlot*, входящая в программу RooFit [15]. На основе аппроксимации распределения массы B^\pm -кандидатов была определена вероятность для события оказаться сигнальным или фоновым. Далее эта вероятность использовалась для того, чтобы каждому B^\pm -кандидату приписать положительный (соответствующий сигнальным кандидатам) или отрицательный (фоновым) вес. С помощью этого инструмента представляется возможным вычесть фоновые события и построить распределение по массе η -мезона только для сигнальных B^\pm -кандидатов.

Для получения весов событий аппроксимировалось распределение по массе B^\pm -мезонов в широком окне по массе η -мезона, $[0.45;0.65]$, $\text{ ГэВ}/c^2$, а масса дочерней η частицы не фиксировалась на номинальном значении. Это распределение вместе с аппроксимирующей функцией показано на Рис. 3.2(а). Параметры аппроксимирующей функции приведены в Табл. 3.2. Распределение по инвариантной массе комбинации $\gamma\gamma$ после вычета фона было аппроксимировано методом небинированного максимального правдоподобия. Распределение по инвариантной массе комбинации $\gamma\gamma$ было построено с условием, что масса материнской частицы, B^\pm мезона, равнялась номинальной массе. В качестве аппроксимирующей функции была использована

Таблица 3.2: Параметры аппроксимации распределения по массе B^\pm с расширенным массовым окном ($0.45 < m(\gamma\gamma) < 0.65$, ГэВ/ c^2) и без фиксации массы дочерней η частицы на номинальном значении.

Переменная	Значение	
	Данные математического моделирования	Данные эксперимента
nL	6.2 ± 0.2	6.2
nR	5.1 ± 0.3	5.1
αL	1.13 ± 0.02	1.1
αR	1.3 ± 0.01	1.3
N	208620 ± 482	5131 ± 854
m	5278 ± 0.2 , МэВ/ c^2	5278 ± 0.4 , МэВ/ c^2
σ	9.62 ± 0.07 , МэВ/ c^2	9.6 ± 0.6 , МэВ/ c^2

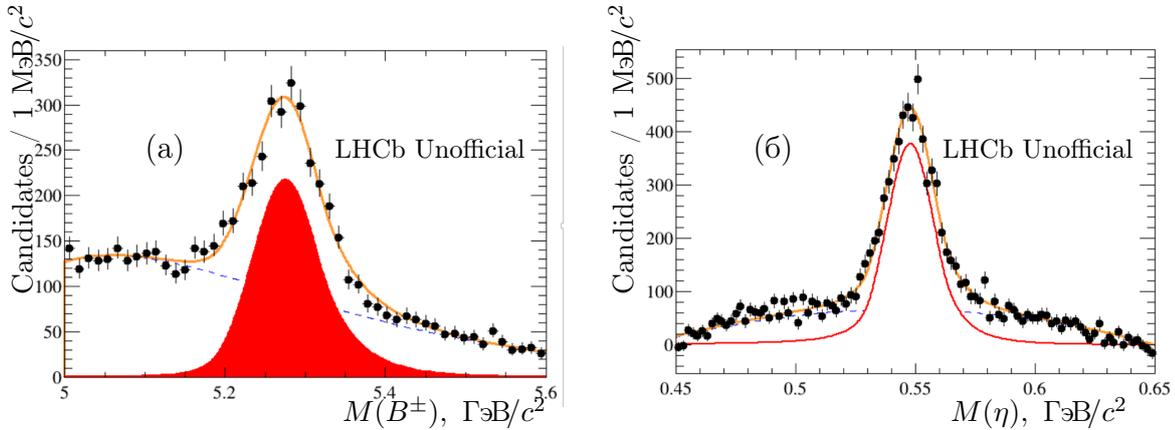


Рис. 3.2: (а) Распределение по массе B^\pm -кандидатов с расширенным массовым окном для η . (б) Распределение по инвариантной массе комбинаций $\gamma\gamma$ -кандидатов с использованием техники $sPlot$.

модифицированная функция Гаусса для сигнальных событий и константа для фона. Это распределение показано на Рис. 3.2(б).

Полученное в результате аппроксимации значение массы η -мезона ($m = 0.542 \pm 0.002$, ГэВ/ c^2) совпадает в пределах погрешности с номинальным значением [14]. Разрешение сигнального пика в распределении по массе η -мезона составило $\sigma =$

9.6 ± 0.6 , МэВ/ c^2 и оказалось совпадающим в пределах погрешности со значениями, полученными в предыдущих анализах эксперимента [16], [17], [18], а так же с тем, которое было получено при аппроксимации данных математического моделирования (9.62 ± 0.07 , МэВ/ c^2).

Глава 4

Исследование инвариантной массы комбинации $J/\psi \eta$

Целью данной работы являлась постановка верхних пределов на отношения парциальных ширин распадов, происходящих через промежуточные резонансы в распределении $J/\psi \eta$ комбинации. Нормировочным каналом в данном подходе являлся распад $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$, исследуемым — $B^\pm \rightarrow XK^\pm$, где X — возможные вклады в системе $J/\psi \eta$ (от других чармониевых и чармониеподобных резонансов). Это отношение определялось следующим образом:

$$\frac{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow XK^\pm) \times \mathcal{B}(X \rightarrow J/\psi \eta)}{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \eta)} = \frac{N_X}{\varepsilon_{tot}^X} \times \frac{\varepsilon_{tot}^\psi}{N_\psi} = \frac{N_X}{N_\psi} \times \frac{\varepsilon_{tot}^\psi}{\varepsilon_{tot}^X},$$

где N_X, N_ψ — числа событий резонансов X и ψ полученные путем аппроксимации инвариантной массы $J/\psi \eta$; $\varepsilon_{tot}^X, \varepsilon_{tot}^\psi$ — эффективности. Для поиска любых возможных вкладов промежуточного резонанса в распределении $J/\psi \eta$ комбинации производилось сканирование по всему диапазону распределения инвариантной массы $J/\psi \eta$. Поэтому необходимо исследовать зависимость эффективности, а так же формы сигнала предполагаемого промежуточного резонанса в системе $J/\psi \eta$ от инвариантной массы $J/\psi \eta$.

4.1 Определение эффективностей

Полная эффективность определяется по формуле:

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \varepsilon^{\text{gen\&acc}} \times \varepsilon^{\text{rec\&sel}} \times \varepsilon^{\text{trig}}, \quad (4.1)$$

где $\varepsilon^{\text{gen\&acc}}$ — эффективность генераторного уровня, которая включает в себя геометрическую эффективность и эффективность отбора генераторного уровня, $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ — эффективности реконструкции и отбора событий и $\varepsilon^{\text{trig}}$ — эффективности триггера. Эффективности были вычислены при помощи математического моделирования методом Монте-Карло. В данной работе зависимости эффективностей генераторного уровня и реконструкции и отбора были вычислены вместе, триггерная эффективность вычислялась отдельно.

4.1.1 Эффективность генераторного уровня, реконструкции и отбора событий

При моделировании на стадии генерации на данные накладываются ограничения, связанные с геометрией детектора, а так же кинематическими параметрами. Эффективность данных ограничений, эффективность генераторного уровня, определяется в процессе моделирования и зависит от условий набора данных. Полученные значения представлены в Таб. 4.1. При одинаковых условиях генерации в течении одного года для двух направлений полярности магнита эффективности генераторного уровня близки, поэтому для каждого года было взято среднее значение.

Таблица 4.1: Эффективности генераторного уровня, полученные из данных моделирования.

Период	Полярность магнита	Эффективность	Среднее
2011	<i>MagDown</i>	0.04725 ± 0.00012	0.0471 ± 0.00012
	<i>MagUp</i>	0.047002 ± 0.000096	
2012	<i>MagDown</i>	0.048825 ± 0.000097	0.0487 ± 0.0001
	<i>MagUp</i>	0.048682 ± 0.000099	
2015	<i>MagDown</i>	0.05361 ± 0.00015	0.0536 ± 0.00015
	<i>MagUp</i>	0.05365 ± 0.00015	
2016	<i>MagDown</i>	0.05374 ± 0.00014	0.0538 ± 0.00014
	<i>MagUp</i>	0.05385 ± 0.00014	
2017	<i>MagDown</i>	0.05386 ± 0.00015	0.0539 ± 0.00015
	<i>MagUp</i>	0.0539 ± 0.00015	
2018	<i>MagDown</i>	0.05383 ± 0.00014	0.053805 ± 0.00014
	<i>MagUp</i>	0.05379 ± 0.00014	

Для поиска новых резонансов в системе $J/\psi\eta$, необходимо получить зависимость эффективностей от инвариантной массы $J/\psi\eta$. Эта зависимость была получена как отношение распределений числа событий по массе $J/\psi\eta$ после и до прохождения реконструкции и отборов.

Моделирование больших объемов данных на эксперименте LHCb производится централизованно (см. Разд.2.2) и уже включает в себя реконструкцию событий и их отбор на генераторном уровне (FullMC). По этой причине параметры сигнальных событий до реконструкции оказываются недоступными для анализа. Для получения распределения по инвариантной массе $J/\psi\eta$ до реконструкции было проведено локальное моделирование (local.gen) без наложения ограничений и без учета реконструкции. Для локальной генерации использовались те же стандартные программы и их настройки, что и для централизованного моделирования на эксперименте LHCb. В Таб.4.2 указаны полные числа локально сгенерированных событий, на Рис. 4.1 (а) представлены соответствующие распределения.

Таблица 4.2: Локально сгенерированные события без наложенного предварительного отбора.

Период	Число событий
2011	32632
2012	62270
2015	11230
2016	50030
2017	46755
2018	46755

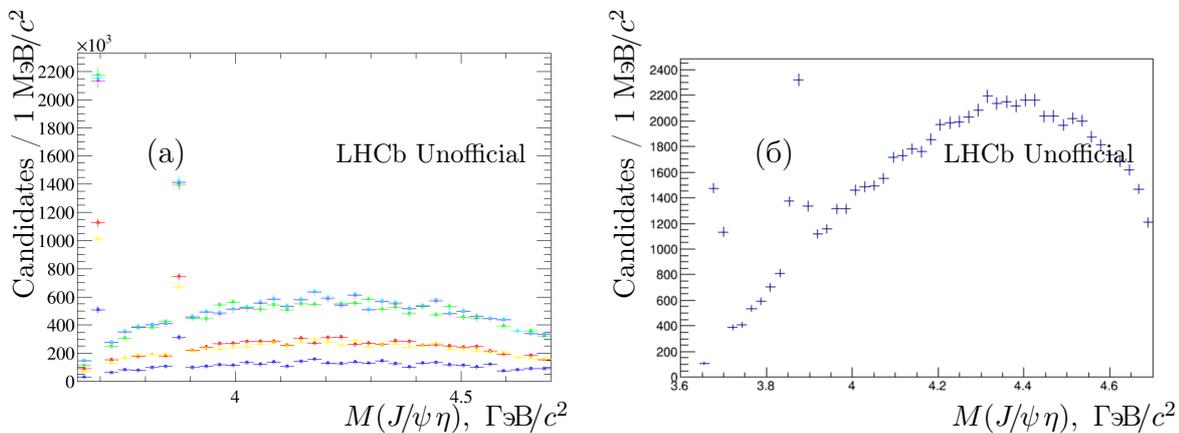


Рис. 4.1: (а) Распределения локально сгенерированных событий, разделенные на 6 частей (в соответствии с годами — 2011(красный), 2012(зеленый), 2015(синий), 2016(желтый), 2017(бирюзовый), 2018)(розовый) и (б) распределение кандидатов полной симуляции, прошедших реконструкцию и отбор. Пики соответствуют резонансным вкладам $\psi(2S)$ и $X(3872)$ -кандидатов.

Так как значение эффективности в каждом бине по массе $J/\psi\eta$ комбинации — это отношение числа событий в этом бине после и до реконструкции и отбора, то число локально сгенерированных событий необходимо привести к числу централизованно сгенерированных событий до реконструкции и отбора (N^{gen}). Это делается с помощью домножения числа локально сгенерированных событий в каждом бине на поправочный коэффициент k . Этот коэффициент одинаков для всех бинов распределения, но будет отличаться в зависимости от года набора данных. Для каждого года он

вычисляется как:

$$k = \frac{N^{gen}}{N^{localgen}}, \quad (4.2)$$

где $N^{localgen}$ — полное число локально сгенерированных событий. Число N^{gen} может быть получено как:

$$N^{gen} = \frac{N^{FullMC}}{\epsilon^{gen.level}}, \quad (4.3)$$

где $\epsilon^{gen.level}$ — эффективность генераторного уровня, полученная в процессе централизованного моделирования. Список этих эффективностей приведен в Разд. 4.1.1. Коэффициент, полученный для каждого года приведен в Табл.4.3.

Сумма поправленных распределений использовалась как знаменатель при вычислении зависимости эффективности генерации, реконструкции и отбора от инвариантной массы $J/\psi\eta$ комбинации. В качестве числителя использовалось распределение числа событий после генераторного отбора, реконструкции и применения ограничений:

$$\epsilon^{rec.\&sel.} \times \epsilon^{gen.\&acc.} = \frac{N_{MC}^{rec.\&sel.\&gen.\&acc.}}{k \times N_{localgen.}},$$

где $N_{MC}^{rec.\&sel.\&gen.\&acc.}$ — число событий Full MC после отбора и реконструкции, $N_{localgen.}$ — число событий локальной генерации, k — поправочный коэффициент.

Распределение зависимости эффективностей $\epsilon^{rec.\&sel.} \times \epsilon^{gen.\&acc.}$ от инвариантной массы $J/\psi\eta$ комбинации представлено на Рис. 4.2.

Все полученные в ходе представленных выше вычислений величины собраны в Таб. 4.3.

4.1.2 Триггерная эффективность

Триггерная система эксперимента ЛНСб имеет высокую эффективность отбора распадов b-адронов в конечное состояние, содержащее пару противоположно заряженных мюонов. Зависимость триггерной эффективности от инвариантной массы комбинации $J/\psi\eta$ в данной работе была вычислено согласно формуле:

$$\epsilon^{trig.} = \frac{N_{MC}^{rec.\&sel.\&trig.}}{N_{MC}^{rec.\&sel.}},$$

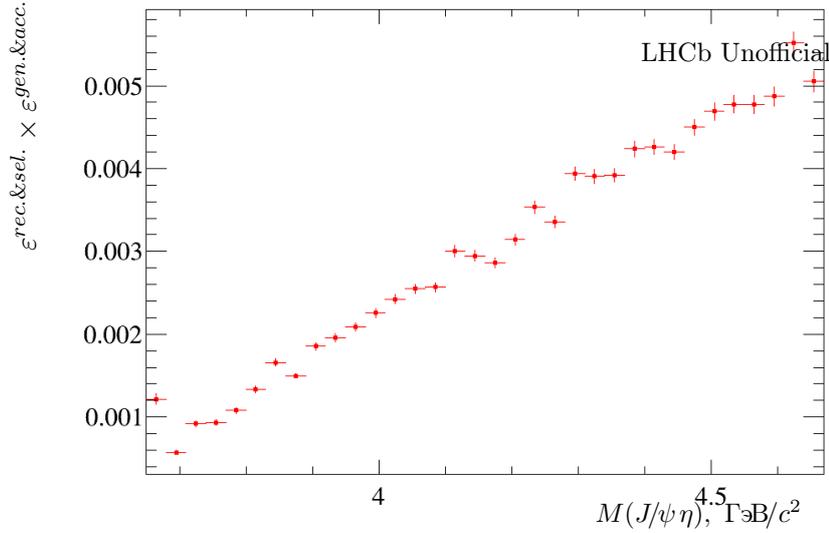


Рис. 4.2: Зависимость $\varepsilon^{rec.&sel.} \times \varepsilon^{gen.&acc.}$ от инвариантной массы $J/\psi\eta$.

Таблица 4.3: Необходимые для вычисления $\varepsilon^{rec.&sel.} \times \varepsilon^{gen.&acc.}$ величины (N_{MC} — число событий в данных моделирования, $N_{localgen.}$ — число локально сгенерированных событий, $\varepsilon^{gen.level}$ — усредненное значение эффективности генераторного уровня по полярности магнита, k — поправочный коэффициент).

	N_{init}	$N_{privategen.}$	$\varepsilon^{gen.level}$	k
2011	1005402 ± 1003	32632 ± 181	0.0471 ± 0.0001	654.15 ± 3.93
2012	2006990 ± 1416	62270 ± 250	0.0487 ± 0.0001	661.8 ± 3.1
2015	503303 ± 709	11230 ± 106	0.05361 ± 0.00015	836.2 ± 8.3
2016	1012762 ± 1006	50030 ± 224	0.05381 ± 0.00014	376.3 ± 1.9
2017	2003245 ± 1415	46755 ± 216	0.0539 ± 0.00015	794.9 ± 4.3
2018	2017789 ± 1420	46755 ± 216	0.053805 ± 0.00014	802.1 ± 1.9

где $N_{MC}^{rec.&sel.&trig.}$ — число событий в данных математического моделирования после наложения катов реконструкции, отбора, а так же триггерных катов, $N_{MC}^{rec.&sel.}$ — число событий полной симуляции после наложения катов реконструкции и отбора. Распределение эффективности триггера в зависимости от инвариантной массы комбинации $J/\psi\eta$ представлена на Рис. 4.3(a).

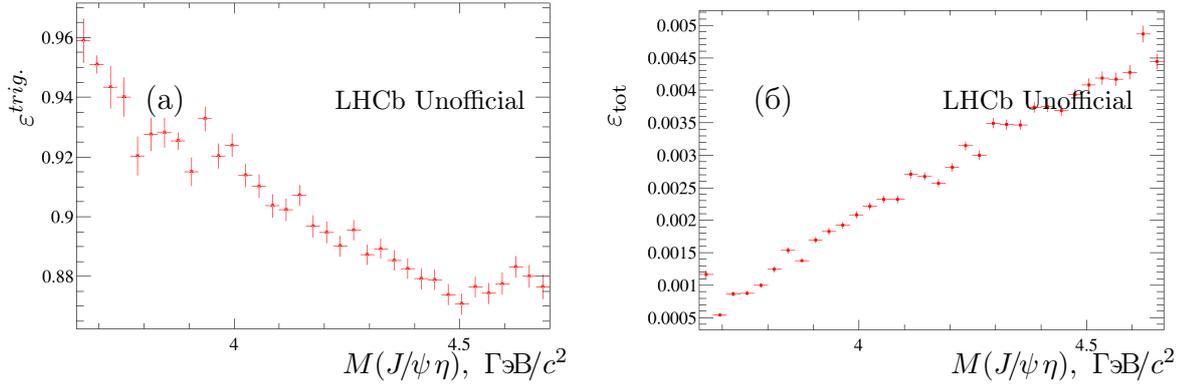


Рис. 4.3: (а) Распределение эффективности триггера ε^{trig} , а так же (б) зависимость полной эффективности ε_{tot} от инвариантной массы $J/\psi\eta$ комбинации.

4.1.3 Полная эффективность

Зависимость полной эффективности от инвариантной массы, рассчитанная по формуле, представленной в Разделе 4.1 $J/\psi\eta$ комбинации представлена на Рис. 4.3(б).

4.2 Изучение разрешения по массе комбинации $J/\psi\eta$

Зависимость разрешения по массе $J/\psi\eta$ комбинации от инвариантной массы $J/\psi\eta$ была исследована с использованием данных математического моделирования. Разность между истинной массой $J/\psi\eta$ -кандидатов (не прошедших реконструкцию и отбор) и массой кандидатов, прошедших реконструкцию и отбор, была аппроксимирована в 20 бинах по массе $J/\psi\eta$ с шагом в 50 МэВ. Для аппроксимации сигнальной компоненты была использована модифицированная функция Гаусса, вклад фоновых событий оказался незначительным и учтен не был. Пример полученных аппроксимаций представлен на Рис.4.4

Из аппроксимации распределений разности масс $M(J/\psi\eta) - M(J/\psi\eta)_{True}$ была получена зависимость параметров модифицированной функции Гаусса $\alpha_{R,L}$, $n_{R,L}$ и σ от инвариантной массы $J/\psi\eta$ (Рис. 4.5). Данные зависимости были в дальнейшем использованы для описания формы сигнала неизвестного промежуточного резонанса, возникающего в системе $J/\psi\eta$. Значение параметра в каждой точке было получено интерполяцией значений в двух ближайших к этой точке бинах.

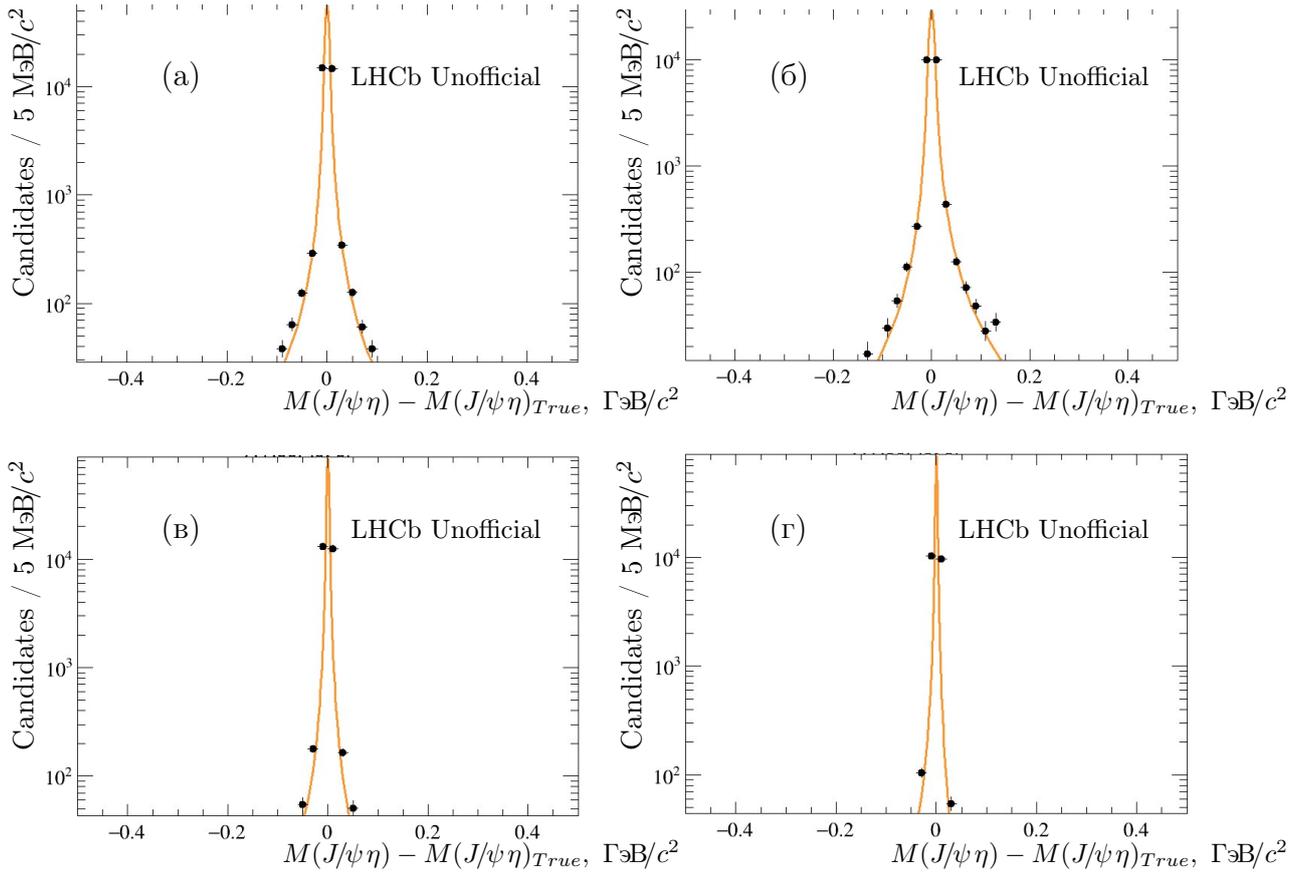


Рис. 4.4: Некоторые из распределений разности масс истинных $J/\psi\eta$ кандидатов и кандидатов, прошедших реконструкцию и отбор, $M(J/\psi\eta) - M(J/\psi\eta)_{True}$ в логарифмическом масштабе. Распределения соответствуют диапазонам масс $M(J/\psi\eta)$ (а) [4.025; 4.09], (б) [4.285; 4.35], (в) [4.61; 4.675], (г) [4.675; 4.7] $\text{ГэВ}/c^2$.

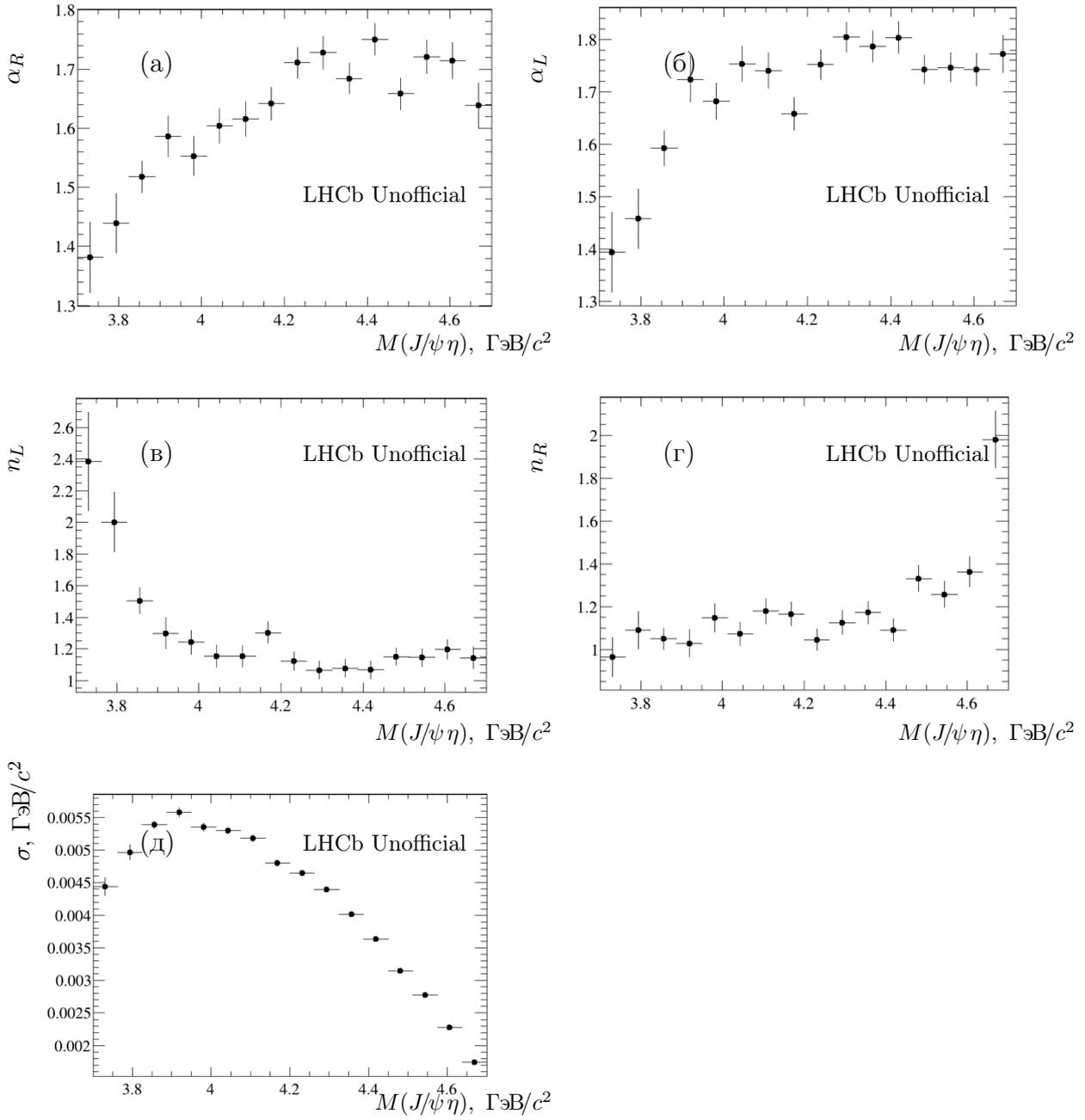


Рис. 4.5: Распределения зависимости параметров модифицированной функции Гаусса: (а) α_R , (б) α_L , (в) n_L , (г) n_R и (д) σ от инвариантной массы комбинации $J/\psi\eta$.

Глава 5

Постановка верхних пределов

5.1 Аппроксимация распределения по инвариантной массе $J/\psi\eta$

Распределение инвариантной массы комбинации $J/\psi\eta$ было получено с использованием техники *sPlot*. После аппроксимации распределения по массе B^\pm -мезона были получены сигнальные веса. С помощью этих весов был вычтен фон и построено распределение по инвариантной массе комбинации $J/\psi\eta$. Значение массы для каждой комбинации было получено из кинематической аппроксимации дерева распада, при этом массы J/ψ -, η - и B^\pm -мезонов были фиксированы на своих номинальных значениях. Распределение инвариантной массы $J/\psi\eta$ в полном диапазоне представлено на Рис.5.1.

В распределении на Рис.5.1 хорошо виден вклад $\psi(2S)$ -резонанса. Остальные события представляют собой нерезонансные комбинации $J/\psi\eta$, которые могут быть описаны функцией фазового объема для 2 частиц в трехчастичном распаде. Для более точной аппроксимации распределение инвариантной массы комбинации $J/\psi\eta$ гладкой дифференцируемой функцией удобно разделить распределение $J/\psi\eta$ на части. Диапазоны были выбраны таким образом, чтобы в каждом из них распределение инвариантной массы $J/\psi\eta$ хорошо аппроксимировалось: $[3.65, 3.95]$ ГэВ/ c^2 ; $[3.85; 4.05]$ ГэВ/ c^2 ; $[4.0, 4.2]$ ГэВ/ c^2 ; $[4.15, 4.7]$ ГэВ/ c^2 . На краях диапазоны пересекаются, это дает уверенность в том, что не будет упущен резонанс, оказавшийся на краю какого-либо диапазона. Соответствующие диапазоны представлены на Рис. 5.2

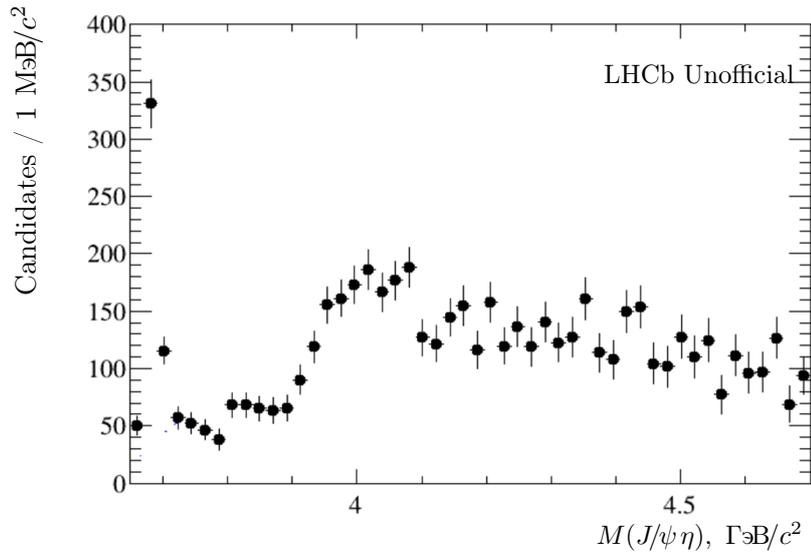


Рис. 5.1: Распределение инвариантной массы $J/\psi\eta$, полученное с помощью процедуры $sPlot$.

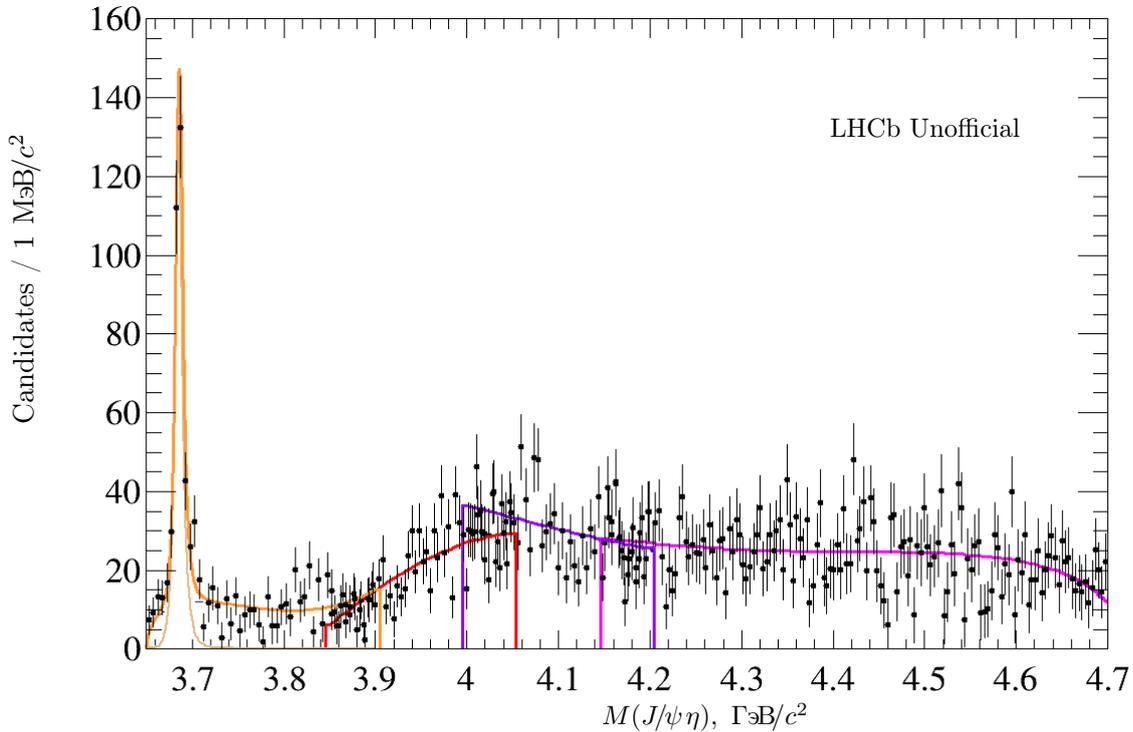


Рис. 5.2: Распределение инвариантной массы $J/\psi\eta$, разделенное на части: $[3.65, 3.95]$ $\text{ГэВ}/c^2$ — оранжевая линия; $[3.85, 4.05]$ $\text{ГэВ}/c^2$ — красная; $[4.0, 4.15]$ $\text{ГэВ}/c^2$ — фиолетовая, $[4.15, 4.7]$ $\text{ГэВ}/c^2$ — розовая.

Для описания формы резонанса $\psi(2S)$ сначала были аппроксимированы данные моделирования модифицированной функцией Гаусса. При этом использовалась только та часть данных, в которых содержится $\psi(2S)$ -резонанс. Таким образом удалось избавиться от фоновой компоненты в области вблизи номинальной массы $\psi(2S)$ для получения более правильной формы пика.

Чтобы обнаружить распад $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$, с последующим распадом $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\eta$ проводилась аппроксимация распределения инвариантной массы $J/\psi\eta$. При аппроксимации данных эксперимента параметры сигнальной функции, описывающие ее поведение в удалении от сигнального пика $(\alpha(R/L), n(R/L))$ зафиксированы на значениях, полученных при описании данных математического моделирования. Параметры аппроксимации представлены в Таб. 5.1.

Таблица 5.1: Параметры аппроксимации *psitwo*s-резонанса из распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\eta$ после кинематической аппроксимации дерева распада (DTF), при этом массы J/ψ -, η - и B -мезонов были фиксированы на своих номинальных значениях .

Переменная	Значение	
	Данные математического моделирования	Данные эксперимента
nL	10 ± 0.2	10
nR	4.1 ± 0.3	4.1
αL	1.3 ± 0.07	1.3
αR	1.13 ± 0.09	1.13
N	4977 ± 119	312 ± 30
m	$3685 \pm 0.1, \text{ МэВ}/c^2$	$3685 \pm 0.4, \text{ МэВ}/c^2$
σ	$3.6 \pm 0.1, \text{ МэВ}/c^2$	$4.0 \pm 0.4, \text{ МэВ}/c^2$

Полученное значение массы частицы $\psi(2S)$ совпадает со значением, указанным в PDG, в пределах погрешности. Полученное разрешение совпадает с разрешением, полученным при аппроксимации данных математического моделирования, так же в пределах погрешности.

Оставшиеся части распределения инвариантной массы $J/\psi\eta$ были аппроксимированы функцией фазового объема для двух частиц в трехчастичном распаде, модели-

рованной полиномом второй степени.

5.2 Определение верхних пределов

Целью данной работы является постановка верхних пределов на отношение парциальных ширин распадов на 90% -ом уровне достоверности (90% C.L). Для этого используется отношение достоверностей гипотезы "сигнал+фон" против гипотезы только "фон" (так называемый CLs метод [29]). Положение пика предположительного резонанса в системе $J/\psi\eta$ неизвестно, поэтому верхние пределы на отношение парциальных ширин распадов ставились для всех масс в диапазоне масс инвариантной комбинации $J/\psi\eta$. Процедура постановки верхних пределов указана ниже:

- В модель аппроксимации помимо сигнальной компоненты вклада частицы $\psi(2S)$ была добавлена сигнальная компонента, соответствующая вкладу неизвестного промежуточного резонанса X. Вклад сигнальных событий неизвестного резонанса был описан модифицированной функцией Гаусса. Параметры $(\alpha R, \alpha L, nR, nL, \sigma)$ этой функции были фиксированы на значениях, полученных в главе 4.2;
- Параметр массы предположительного резонанса X в системе $J/\psi\eta$ был фиксирован на определенном значении из диапазона [3.7, 4.7] ГэВ/ c^2 ;
- Далее методом небинированного максимального правдоподобия распределение инвариантной массы $J/\psi\eta$ было аппроксимировано для получения отношения числа сигнальных событий вкладов частицы X и частицы $\psi(2S)$, $\frac{N_X}{N_{\psi(2S)}}$ (пример аппроксимированного распределения инвариантной массы $J/\psi\eta$ для массы резонанса $m(X) = 3.83$ ГэВ/ c^2 представлено на Рис.5.3(а)). В случае, когда вклад $\psi(2S)$ и положение предполагаемого резонанса X оказывались в разных диапазонах (см Раздел 5.1), производилась одновременная аппроксимация двух диапазонов. Эта процедура позволяет проводить аппроксимацию двух диапазонов распределения по одной и той же переменной, одновременно учитывая все компоненты фитирующей функции. Отношение полных эффективностей, полученных в Разд. 4.1, было включено в функцию аппроксимации как фиксированный параметр для каждой точки по массе. Таким образом в результате

аппроксимации получалось отношение чисел сигнальных событий двух мод распада В-мезона, поправленное на отношение полных эффективностей:

$$fraction = \frac{N(X)}{N(\psi(2S))} \times \frac{\varepsilon^\psi}{\varepsilon^X}$$

- После аппроксимации была получена кривая разности функций логарифмического правдоподобия $\delta min Nll(x)$ (для гипотез "сигнал+фон" против гипотезы только "фон") (Рис. 5.3 (б)). Эта функция была в дальнейшем преобразована в распределение вероятности, используя выражение $P = e^{\delta min Nll(x)}$ (Рис. 5.3 (в)).
- Используя распределение вероятности, было найдено значение отношения чисел сигнальных событий, соответствующие 90% квантилю данного распределения вероятности. Это значение было принято за верхний предел на отношение парциальных ширин мод $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$ и $B^\pm \rightarrow XK^\pm$ с 90%-ым уровнем достоверности.

Эта процедура была повторена с шагом в 10 МэВ/ c^2 для всех точек по массе $J/\psi\eta$ в диапазоне $m_X \in [3.7, 4.7]$ ГэВ/ c^2 . Полученная зависимость верхних пределов на отношение парциальных ширин от инвариантной массы $J/\psi\eta$ представлена на Рис. 5.4. Данный результат был получен без включения систематических погрешностей в расчеты.

5.3 Сравнение с предыдущими результатами

Таким образом, найдена зависимость значения верхних пределов отношения парциальных ширин от инвариантной массы $J/\psi\eta$ комбинации. Значения верхних пределов в областях пересечений диапазонов согласуются между собой. Расхождения в областях пересечения диапазонов будут в дальнейшем рассматриваться как один из источников систематической погрешности результата.

В работе коллаборации Belle [30] докладывается о постановке верхнего предела на произведение парциальных ширин $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm) \times \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\eta)$ на 90%-ом уровне достоверности. Значение верхнего предела составило: $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm) \times \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi\eta) < 3.8 \times 10^{-6}$.

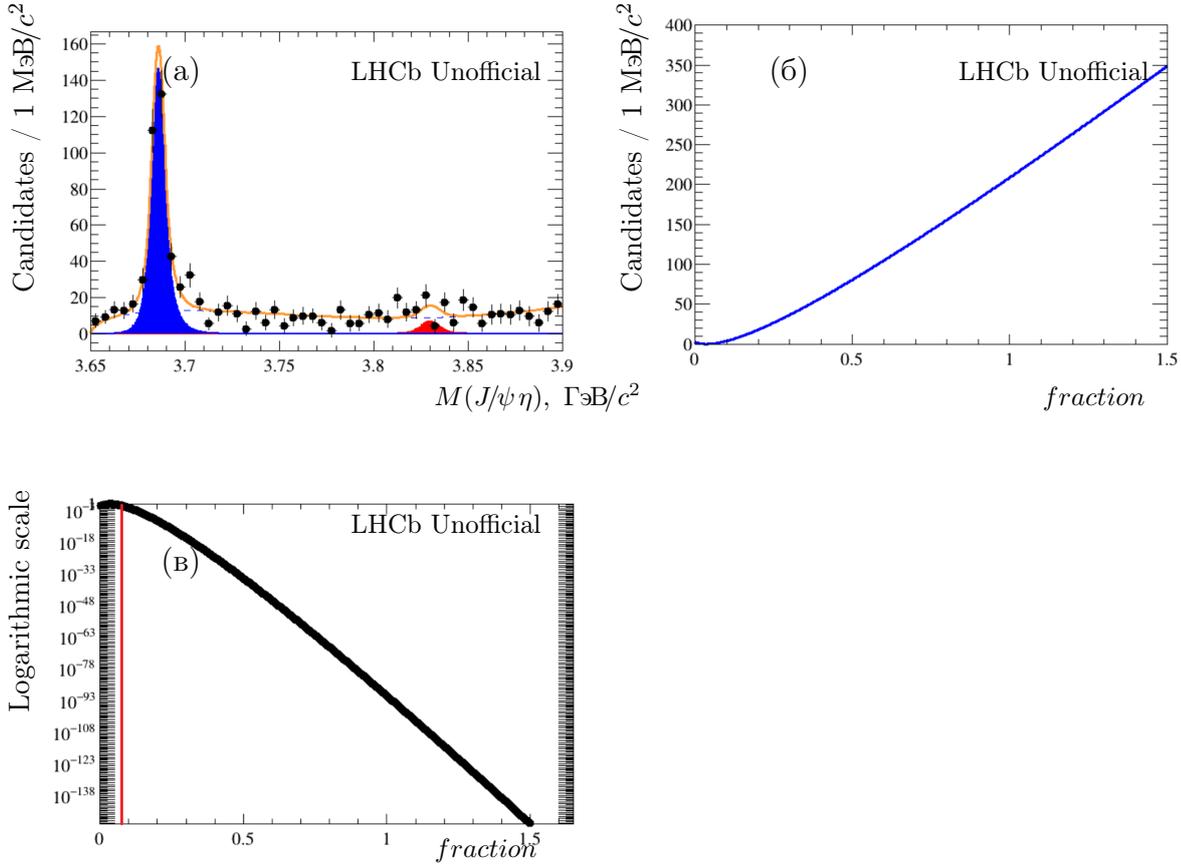


Рис. 5.3: Применение техники постановки верхнего предела на отношение парциальных шири на примере резонанса с фиксированной массой $m(X) = 3.83 \text{ ГэВ}/c^2$: (а) аппроксимация распределения инвариантной массы $J/\psi\eta$ в предположении присутствия дополнительного резонанса с массой $m(X) = 3.83 \text{ ГэВ}/c^2$, (б) кривая разности функций логарифмического правдоподобия $\delta \min Null(x)$ и (в) распределение вероятности $P = e^{\delta \min Null(x)}$ (красной линией на этом распределении обозначено положение значения верхнего предела на отношение парциальных шири мод $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$ и $B^\pm \rightarrow XK^\pm$ с 90%-ым уровнем достоверности).

В данной работе был найден верхний предел на отношение парциальных шири на 90%-ом уровне достоверности. Он составил:

$$\frac{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow XK^\pm) \times \mathcal{B}(X \rightarrow J/\psi\eta)}{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\eta)} < 0.0279.$$

Для того, чтобы получить верхний предел на парциальную ширину распада $B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm$, $X(3872) \rightarrow J/\psi\eta$ значение верхнего предела для отношения необходимо умножить на произведение парциальных шири $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\eta) = 5.8 \cdot 10^{-4} \times 3.37 \cdot 10^{-2}$ [14]. Таким образом, верхний предел на парциальную

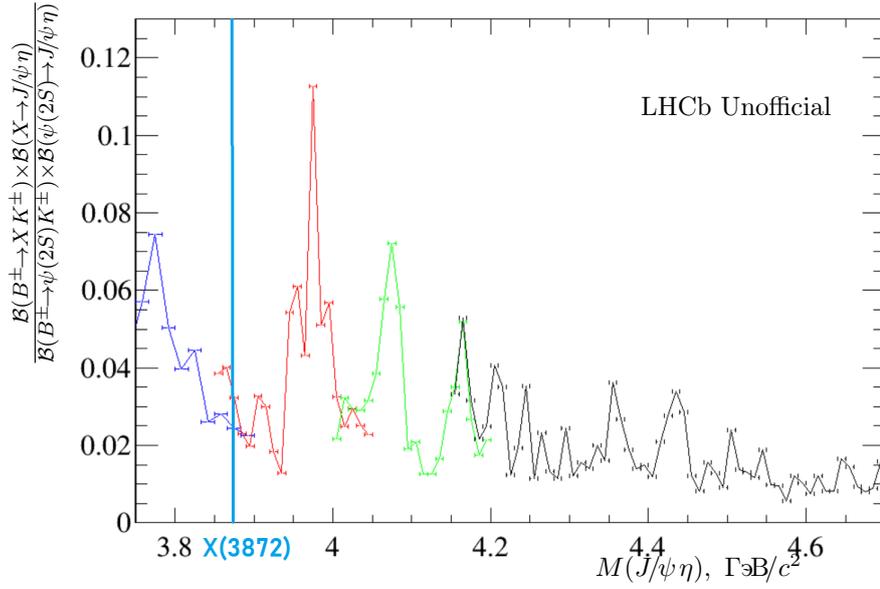


Рис. 5.4: Распределение верхних пределов на отношение парциальных ширин. Разные цвета распределений соответствуют ранее выбранным диапазонам по массе $J/\psi \eta$ (см. Раздел 5.1).

ширину составил $\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow X(3872)K^\pm) \times \mathcal{B}(X(3872) \rightarrow J/\psi \eta) < 0.5 \times 10^{-6}$. Данный результат не противоречит результату коллаборации Belle и является более строгим.

Глава 6

Результаты

В ходе работы в данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях в течении первого и второго сеансов работы ускорителя LHC, соответствующих интегральной светимости 9 фб^{-1} , обнаружен сигнал распада $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$ с последующим распадом $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

Для подтверждения наблюдаемого сигнала и корректности определения числа сигнальных событий проведена проверка, подтверждающая, что все наблюдаемые сигнальные B^\pm -кандидаты распадаются именно по каналу $B^\pm \rightarrow J/\psi \eta K^\pm$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$).

Также получено распределение по инвариантной массе $J/\psi \eta$ -кандидатов, где виден ожидаемый вклад $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \eta$. Произведено определение верхних пределов для отношения парциальных ширин распадов, происходящих через промежуточные резонансы системы $J/\psi \eta$:

$$\frac{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow X K^\pm) \times \mathcal{B}(X \rightarrow J/\psi \eta)}{\mathcal{B}(B^\pm \rightarrow \psi(2S) K^\pm) \times \mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi \eta)}$$

Для возможного вклада $X(3872)$ полученное значение верхнего предела оказалось более строгими, чем найденное ранее коллаборацией Belle .

Благодарности

Я хочу искренне поблагодарить своего научного руководителя научного сотрудника НИИЯФ МГУ Дарью Викторовну Саврину за неустанное руководство, участие, ценные и многочисленные советы и помощь на всех этапах работы.

Также хотелось бы выразить глубокую благодарность Ивану Михайловичу Беляеву за неоценимую помощь, постоянное участное внимание к ходу работы и терпеливое разъяснение непонятных моментов.

Я также признательна Егорычеву Виктору Юрьевичу за активное руководство, опытные и невероятно полезные советы.

Хотелось бы также отметить помощь старшего научного сотрудника Никитина Николая Викторовича за моральную поддержку и участие в организации студенческих семинаров.

Мне хотелось бы поблагодарить руководителя отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ Эдуарда Эрнстовича Бооса и заведующего кафедрой физики атомного ядра и квантовой теории столкновений Виктора Ивановича Саврина за создание рабочей атмосферы и помощь в решении организационных вопросов. Также выражаю благодарность и признательность всем преподавателям и сотрудникам кафедры физики атомного ядра и квантовой теории столкновений за необходимые, очень полезные и интересные спецкурсы.

Литература

- [1] LHCb Collaboration, Alves A. , JINST 2008. 3. S. 08005.
- [2] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr. et al., *The LHCb detector at the LHC*, JINST 3 (2008) S08005
- [3] LHCb collaboration, *LHCb VELO (VErtex LOcator): Technical Design Report.*, LHCb-TDR-5.
- [4] LHCb collaboration, *LHCb RICH: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-3.
- [5] P. Cherenkov, *Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light*, Phys. Rev. 52 (1937) 378.
- [6] LHCb collaboration, *LHCb calorimeters: Technical Design Report.*, LHCb- TDR-2.
- [7] I. Machikhiliyan, *The lhcb electromagnetic calorimeter*, J. Phys. : Conf. Ser. 160 (2009) 012047
- [8] Y. Guz, *The lhcb electromagnetic calorimeter*, J. Phys. : Conf. Ser. 160 (2009) 012054
- [9] LHCb collaboration, *LHCb muon system: Technical Design Report.*, LHCb- TDR-4.
- [10] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. A462 (2001) 152.
- [11] GEANT4 collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. A506 (2003) 250.
- [12] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *The LHCb trigger and its performance in 2011*, JINST 8 (2013) P04022, arXiv:1211.3055.

- [13] V. Gligorov, C. Thomas, and M. Williams, *The HLT inclusive B triggers*, LHCb-PUB-2011-016.
- [14] Particle Data Group, K. A. Olive *et al.*, *Review of particle physics*, Chin. Phys. C38 (2014) 090001.
- [15] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. A 555 (2005) 356, arXiv:physics/0402083v3.
- [16] LHCb Collaboration, *Evidence for the decay $B_s^0 \rightarrow \Psi\eta\omega$ and measurement of the relative branching fractions of B_s^0 meson decays to $\Psi\eta$* , Nucl.Phys. B 867 (2013) 547-566.
- [17] LHCb Collaboration, *Study of $\eta - \eta'$ mixing from measurement of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\eta^{(\prime)}$ decay rates*, NJHEP 1501 (2015) 024
- [18] LHCb Collaboration, *Observations of $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\eta$ and $B_s^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$ decays*, Nucl.Phys. B 871 (2013) 403-419.
- [19] Skwarnicki T., DESY-F31-86-02.
- [20] The Belle Collaboration, *Measurement of branching fractions for $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ decays and search for a narrow resonance in the $J/\psi\eta$ final state*, arXiv:1310.2704v4
- [21] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report*, Technical Design Report ATLAS, Geneva: CERN, 1999. Electronic version not available.
- [22] *CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS, Geneva: CERN, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items.
- [23] *ALICE: Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal, Geneva: CERN, 1995.
- [24] *LHCb :Technical Proposal*. Tech. Proposal, Geneva: CERN, 1998.
- [25] T. Latham, *Performance of the lhcb vertex locator*, Tech. Rep. LHCb-PROC-2012-054, Nov 2012.

- [26] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and manual*, JHEP 05 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands, *A brief introduction to PYTHIA 8.1*, *Comput. Phys. Commun.* 178 (2008) 852, arXiv:0710.3820.
- [27] M. Needham, *Clone Track Identification using the Kullback-Liebler Distance*, Tech. Rep. LHCb-2008-002, 2008.
- [28] G. Punzi, *Sensitivity of searches for new signals and its optimization*, arXiv:physics/0308063.
- [29] A. L. Read, *Presentation of search results: the $cl s$ technique*, Journal of Physics G: 376 Nuclear and Particle Physics 28 (2002), no. 10 2693.
- [30] Tomoko Iwashita, *Search for a $J/\psi\eta$ resonance in $B^\pm \rightarrow J/\psi\eta K^\pm$ decays at Belle*, arXiv:1209.0886