

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС»

На правах рукописи

Шоркин Роман Андреевич

**Исследование лептонной универсальности в распадах В-мезонов на
Большом адронном коллайдере**

Специальность 1.3.15 —

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

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., Холоденко Сергей Анатольевич

Москва — 2025

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Редкие распады B мезонов в Стандартной модели	12
1.1 Стандартная модель	12
1.2 Аромат в Стандартной модели	22
1.3 Теоретическое описание НТИА-процессов	26
1.4 Описание процессов $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$	31
1.5 Адронные распады $B \rightarrow M_1M_2$	38
1.6 Выводы к первой главе	40
Глава 2. Обзор актуальных экспериментальных результатов	42
2.1 Оптимизированные параметры	42
2.2 Исследование $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$	42
2.3 Исследование перехода $b \rightarrow s$ в распадах $B \rightarrow M_1M_2$	51
2.4 Выводы ко второй главе	53
Глава 3. Эксперимент LHCb Большого адронного коллайдера	54
3.1 Детектор LHCb	54
3.2 Трекинг-система LHCb	55
3.3 Система идентификации частиц LHCb	58
3.4 Триггер эксперимента LHCb	62
3.5 Моделирование и программное обеспечение LHCb	66
3.6 Этапы обработки данных LHCb	67
Глава 4. Исследование R_K в области высокой инвариантной массы	
лептонной пары	68
4.1 Стратегия анализа	69
4.2 Данные и численное моделирование	77
4.3 Отбор событий	77
4.4 Поправки к результатам численного моделирования	88
4.5 Параметризация распределений инвариантных масс	98
4.6 Систематические погрешности	104
4.7 Перекрестные проверки	112
4.8 Результаты	112
4.9 Выводы к четвертой главе	114

Глава 5. Реконструкция и параметризация распределений инвариантных	
масс $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$	115
5.1 Стратегия измерения	115
5.2 Данные и численное моделирование	118
5.3 Отбор событий	120
5.4 Поправки к результатам численного моделирования	137
5.5 Эффективности отбора	139
5.6 Модели параметризации	140
5.7 Промежуточные результаты и выводы к пятой главе	147
Глава 6. Методические исследования в области анализа данных	149
6.1 Исследование ECAL в рамках «Upgrade II»	149
6.2 Результаты исследования идентификации при помощи ячейки ECAL	154
6.3 Оптимизация отбора редких событий классификатором	155
6.4 Результаты исследования оптимизации отбора редких событий при помощи BDT	167
Заключение	169
Результаты и выводы	169
Благодарности	171
Использованная литература	172

Введение

Актуальность темы диссертации

Основной теорией физики частиц и взаимодействий является Стандартная модель (СМ) — квантовая теория поля, описывающая сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия. Стандартная модель объединяет две теории — модель электрослабых взаимодействий лептонов и кварков Вайнберга-Глэшоу-Салама и описывающую сильное взаимодействие кварков квантовую хромодинамику (КХД). С обнаружением бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS [1; 2] Большого адронного коллайдера (БАК, LHC: Large Hadron Collider) поиск предсказываемых СМ фундаментальных частиц был завершен. Попытки обнаружить проявления расширений СМ, включая суперсимметричную теорию SUSY, не увенчались успехом. За исключением единичных случаев, экспериментальные измерения согласуются с предсказаниями в рамках СМ.

Однако, некоторые из аспектов СМ, а также определенные экспериментальные наблюдения, указывают на незавершенность теории. К таковым относятся:

- Проблема темной материи. Астрономические наблюдения и их интерпретация в рамках общей теории относительности указывают на наличие гравитационного воздействия невидимого в электромагнитном диапазоне источника массы [3]. Ни одна из частиц СМ не является подходящим кандидатом для объяснения этого феномена.

- Проблема гравитации. СМ объединяет три из четырех фундаментальных взаимодействий и включает в себя их частицы-переносчики — бозоны. Объяснение гравитации как бозонного взаимодействия чрезвычайно затруднительно (или невозможно), а объединение СМ и общей теории относительности является одной из важнейших проблем современной теоретической физики [4; 5].

- Проблема фермионных масс. Массы трех поколений фермионов СМ различаются на много порядков ($O(10^5)$ для электрона и t -кварка). СМ не предоставляет объяснений для такой иерархии.

- Проблема нейтринных осцилляций. Наблюдавшиеся осцилляции нейтрино [6] невозможны в СМ, что очевидным образом приводит к необходимости её расширения.

- Проблема барионной асимметрии вселенной. Механизмы СМ не способны объяснить наблюдаемое наличие вещества и отсутствие антивещества во Вселенной. Для объяснения этого факта СМ должна быть расширена тем или иным способом [7; 8].

- Проблема внешних параметров. Внешние параметры СМ включают в себя: 3 элемен-

та диагонализированных юкавских матриц для лептонов и 6 для кварков; 3 угла и 1 фазу матрицы смешивания кварковых ароматов Кабиббо-Кобаяши-Маскавы; вакуумное среднее и массу бозона Хиггса; 3 константы взаимодействия для фундаментальных полей; вакуумный угол КХД – итого 19 параметров. Численное определение их величин возможно только из эксперимента. Более того, наблюдавшиеся осцилляции нейтрино, а также результаты астрономических наблюдений (расширение Вселенной, барионная асимметрия) требуют введения дополнительных экспериментальных параметров. Предполагается, что более полная теория должна объяснять многие из параметров, являющихся внешними для СМ [9].

Все вышеперечисленное указывает на возможное существование более полной теории, в рамках которой описанные проблемы имеют решение, а СМ является эффективной моделью в низкоэнергетическом пределе. Спектр моделей, расширяющих СМ, весьма широк (см., например, [10–12]). Определяющим фактором в выборе расширения может служить выполненное на его основе верное предсказание эффектов, невозможных в СМ. Таким образом, поиск проявлений эффектов гипотетической новой физики (НФ) является одной из основных задач современных экспериментов физики частиц.

Такие поиски могут быть осуществлены напрямую: обнаружением распада частиц НФ на частицы СМ. Частицы, очень слабо взаимодействующие со СМ, могут быть обнаружены, как потерянная энергия в детекторе с покрытием полного телесного угла. На момент написания текста диссертации подобные поиски не увенчались успехом. Это может указывать на то, что энергетические масштабы НФ лежат за пределами доступной ускорительной техники.

Альтернативно, поиск эффектов физики за пределами СМ может быть осуществлен путём поиска отклонений измеренных амплитуд процессов от предсказанных теорией. Рождение новых частиц вне массовой поверхности позволяет обойти энергетические ограничения современных коллайдеров. Выбор измеряемого процесса при этом играет ключевую роль: для надежного обнаружения вклада тяжелой НФ амплитуда процесса в СМ должна быть значительно подавлена.

К таким процессам относится нейтральный ток с изменением аромата (НТИА). Процессы НТИА запрещены на древесном уровне СМ и подавлены по механизму Глешоу-Иллиопулоса-Майани на уровне однопетлевых поправок. Измерения параметров НТИА-распадов B мезонов с переходом $b \rightarrow s$, проведенные коллаборациями LHCb, Belle и BaBar, указывают на наличие отклонений от предсказаний СМ, объяснимых вкладами НФ [13]. В частности, интерес представляет отношение вероятностей распадов (branching fraction ratio) R_K :

$$R_K = \frac{\int_{q^2_{\min}}^{q^2_{\max}} \frac{d\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{dq^2} dq^2}{\int_{q^2_{\min}}^{q^2_{\max}} \frac{d\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)}{dq^2} dq^2},$$

где $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-)/\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+e^+e^-)$ – относительные вероятности распадов B^+ мезонов на состояния $K^+\mu^+\mu^-/K^+e^+e^-$; q^2 – квадрат инвариантной массы лептонной пары. Здесь и далее при записи частицы и её канала распада подразумеваются также и зарядово-сопряженные состояния, если не сказано обратного. Другие величины интереса – определенные в работе [14] L -параметры:

$$L_{V_1V_2} = \frac{\mathcal{B}_{b \rightarrow s} g_{b \rightarrow d} f_L^{b \rightarrow s}}{\mathcal{B}_{b \rightarrow d} g_{b \rightarrow s} f_L^{b \rightarrow d}}, \quad (1)$$

где $\mathcal{B}_{b \rightarrow q}$ – вероятность распада $B_Q \rightarrow V_1V_2$, соответствующего переходу $b \rightarrow q$ на кварковом уровне; $f_L^{b \rightarrow q}$ – доля его продольно поляризованной компоненты; $g_{b \rightarrow q}$ – множитель фазового пространства.

Дополнительные измерения комплементарных процессов заряженного тока $b \rightarrow c$ увеличивают статистическую значимость отклонений [15]. Однако, большинство проведенных измерений характеризуются значительными погрешностями и не позволяют сделать однозначный вывод о природе аномалий.

Представленные в тексте данной диссертации исследования полулептонных и адронных НТИА-распадов с переходом $b \rightarrow s$ нацелены на измерение величины R_K в кинематической области, ранее не изучавшейся на данных адронных коллайдеров, а также на изучение распадов $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$, вероятности которых определяют значения L -параметров. Их актуальность обуславливается значительным интересом к наблюдавшимся отклонениям [16] и поиску проявлений физики за пределами СМ.

Цели и задачи исследования

Основными целями диссертационной работы являются измерение величины R_K и построение модели для отбора и параметризации распределений событий адронных распадов нейтральных $B_{(d,s)}^0$ мезонов $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ на данных эксперимента LHCb за первый (2011-2012 гг.) и второй (2015-2018 гг.) сеансы работы БАК при энергиях pp -соударений 7-8 и 13 ТэВ. Были решены следующие задачи: моделирование актуальных данных методом Монте-Карло; введение поправок в моделирование для наилучшего соответствия условиям эксперимента; формулировка и оптимизация критериев отбора сигнальных данных; вычисление эффективности отбора на основе компьютерного моделирования; построение моделей для выделения сигнального вклада путем параметризации распределений инвариантных масс комбинаций треков-кандидатов, составляющих реконструированный B мезон.

Для достижения цели развития аппаратной и методологической базы эксперимента LHCb, были решены задачи исследования влияния удаления модуля адронного калориметра

(HCAL, hadron calorimeter) при обновлении установки в рамках проекта «LHCb Upgrade-II» и возможности использования классификаторов типа BDT (Boosted Decision Tree, дерево решений с бустингом) для отбора редких событий в условиях неопределенного преобладающего фона.

Объекты и методы исследования

Объектом исследования являются экспериментальные данные LHCb, набранные во время первого и второго сеансов работы БАК, и соответствующие им данные численного моделирования. Исследование выполнялось методом компьютерной обработки при помощи программного пакета ROOT [17], пакетов GAUSS и DAVINCI коллаборации LHCb [18], пакета для моделирования GEANT4 [19] и средств работы с большими данными языка программирования Python: пакетов XGBoost [20], zfit [21], scikit-learn [22] и др. При проведении методологических исследований автором использовались экспериментальные данные, полученные на выведенных пучках Супер-протонного синхротрона (СПС, SPS: Super Proton Synchrotron), а также результаты выполненного автором численного моделирования.

Научная новизна

Научная новизна работы заключается в следующих положениях:

1. Впервые выполнено измерение параметра R_K в данных эксперимента на адронном коллайдере (LHCb) в кинематической области $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Полученное значение $R_K(q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4) = 1,079_{-0,100}^{+0,114}$ является самым точным измерением параметра R_K в указанной области q^2 на момент написания текста диссертации.
2. Впервые проведено исследование распада $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ в объединенных данных эксперимента LHCb первого и второго сеанса работы БАК. Доступный для исследования статистический объем объединенного набора (9 фб^{-1}) в 9 раз превышает объем данных 2011-го года, на котором было проведено наиболее актуальное исследование распада $B^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ [23] ($\sim 1 \text{ фб}^{-1}$) и в 3 раза – объем первого сеанса, на котором было выполнено исследование распада $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ [24] ($\sim 3 \text{ фб}^{-1}$);
3. Проведено исследование отклика калориметрического модуля на разные типы частиц, на его основе разработан новый метод для анализа состава выведенного пучка.

Теоретическая и практическая значимость

Величина отношения лептонной универсальности R_K является одним из наиболее важных модельно-независимых параметров, определяемых в эксперименте. Полученные резуль-

таты её измерений используются в комбинированных исследованиях эффективных постоянных взаимодействия (коэффициентов Вильсона) в формализме SMEFT (Standard Model Effective Field Theory, эффективная теория поля Стандартной модели) [25], посвященных интерпретации аномалий в НТИА-распадах B -мезонов и проверке гипотез НФ [26]. Разработанные в ходе анализа подходы к измерению величины параметра R_K будут использованы в последующих анализах полулептонных распадов (в особенности с электронами в конечном состоянии) в данных эксперимента LHCb третьего сеанса БАК (2022-2026 гг.).

Разработанные алгоритмы отбора и параметризации распределений инвариантных масс событий $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ являются основой для измерения относительных ширин двухчастичных адронных распадов B мезонов $B \rightarrow M_1 M_2 [\rightarrow hh']$.

Предложенный метод анализа отклика калориметрического модуля позволяет проводить быстрые измерения состава выведенного адронного пучка, что широко используется для отладки параметров режима работы каналов тестовых пучков при исследованиях новых детекторов.

Достоверность результатов

Достоверность результатов обеспечивается использованием методов контроля набора данных и работы детекторной установки коллаборации, выполнением калибровочных измерений и использованием стандартных программных пакетов коллаборации. Анализ сопровождался процедурой внутреннего рецензирования внутри коллаборации LHCb. Полученные результаты были доложены на международных конференциях и опубликованы в рецензируемых журналах.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Значение параметра R_K для распадов $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ и $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$ в области квадрата инвариантной массы лептонной пары $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$, измеренное на данных pp -соударений при энергиях $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ эксперимента LHCb, составляет $R_K(q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4) = 1,079_{-0,100}^{+0,114}$, что соответствует лептонной универсальности Стандартной модели в пределах 1σ .

2. Разработанный алгоритм анализа инклюзивных распадов $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ в объединенном наборе данных pp -соударений при энергиях $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ эксперимента LHCb, включая обученный классификатор для подавления преобладающего комбинаторного фона, позволяет впервые выделить резонансное состояние $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$.

3. Разработанный метод позволяет осуществить быстрый анализ состава пучка по от-

кликам в модуле электромагнитного калориметра типа «шашлык», трековой системы и счетчика черенковского излучения.

4. Эффективность отбора, основанного на применении многомерных классификаторов типа BDT, не зависит от абсолютного вклада сигнальных событий в фоновую выборку при уровне относительного смешивания сигнального и фонового наборов данных 1:1000.

Апробация работы и публикации

Результаты работы диссертанта докладывались и обсуждались на рабочих совещаниях группы редких распадов (LHCb Rare Decays Group), группы безчармониевых распадов B мезонов (LHCb Charmless B Decays Group, BnoC) и группы модернизации калориметра ECAL Upgrade II коллаборации LHCb. Автор выступал с докладами на конференциях: Шестой международной конференции по физике частиц и астрофизике «ICPPA-2022», Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2024» и «Ломоносов-2025», а также в XI Всероссийском молодежном научном форуме с международным участием «Open Science 2024». Результаты измерений R_K были отмечены публикацией в периодическом издании CERN Courier [27].

Основные результаты по теме диссертации были опубликованы в 3 статьях в рецензируемых журналах списка ВАК, индексируемых Scopus:

1. Aaji R., ..., Shorkin R. et al. (LHCb Collaboration), Measurement of the branching fraction ratio R_K at large dilepton invariant mass // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Т. 2025, № 7. – С. 198. doi: 10.1007/JHEP07(2025)198, (SCOPUS, IF: 5.5)

2. Shorkin R. A., Beam Composition Analysis Using a Single SHASHLIK-Type Calorimeter Module // Physics of Atomic Nuclei. – 2023. – Т. 86, № 6. – С. 1421-1425. doi: 10.1134/S1063778823060236, (SCOPUS, IF: 0.4)

3. Шоркин Р.А., Оптимизация отбора редких событий в присутствии неопределенного преобладающего фона // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2025. – № 9. – С. 56-71

Доклады на конференциях:

1. Shorkin R. Beam composition analysis using a single shashlik-type calorimetry module // The 6th international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA-2022), постерный доклад. – Москва, 2022.

2. Шоркин Р.А. Современные методы анализа данных в применении к эксперименту LHCb // XXXI Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2024». – Москва, 2024.

3. Шоркин Р.А. Оптимизация отбора в присутствии неопределённого фона // XI Все-

российский молодежный научный форум с международным участием «Open Science 2024». — Гатчина, 2024.

4. Шоркин Р.А. Измерение отношения вероятностей распадов R_K в области высоких значений инвариантной массы лептонной пары // XXXII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2025». – Москва, 2025.

Диссертант является соавтором 134 опубликованных работ коллаборации LHCb.

Личный вклад диссертанта

Автором был разработан и реализован алгоритм введения поправок к моделированным распределениям, учитывающих влияние разрешения детекторной установки на размытие и сдвиг измеряемых импульсов треков. Автор выполнил исследование вклада фона от процессов с неверной идентификацией частиц. Диссертант выполнил работу по изучению вклада фона от резонансной инклюзивной моды $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+X$ в общую структуру спектра электронных событий: выполнил оценку выхода событий множества каналов, составляющих инклюзивную моду, составил модель для описания формы вклада данной компоненты в спектр инвариантных масс реконструированных B мезонов, провел оценку связанного с данным вкладом систематического эффекта при параметризации распределения инвариантных масс B . Автор внес определяющий вклад в работу над измерением величины R_K и подготовку публикации в составе международной группы.

Диссертант выполнил работы по изучению резонансной адронной моды распада $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ и канала $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$: сформулировал и реализовал критерии отбора, выполнил расчет эффективностей отбора, внес поправки к моделированным распределениям с использованием средств коллаборации LHCb, провел обучение, проверку и применение классификатора BDT, предложил и реализовал параметризации актуальных распределений.

Автор выполнил моделирование адронных, электронных и мюонных взаимодействий в тестовом модуле электромагнитного калориметра LHCb и провел исследование экспериментальных данных на тестовом пучке H8. Диссертантом была измерена зависимость чистоты адронного пучка от выбранного режима работы канала.

Работа по изучению оптимизации отбора редких событий в присутствии неопределенного преобладающего фона на основе BDT также была выполнена диссертантом.

Автор принимал участие в качестве сменного персонала в контроле над обеспечением работы и сбора данных установкой LHCb в 2022 и 2023 годах на объектах Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, CERN: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) и в сменах при тестировании прототипа будущего электромагнитного калориметра

на выведенных пучках СПС в июне 2022 года.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 183 страницы, включая 56 рисунков и 38 таблиц. Библиография содержит 167 наименований.

Во **введении** обоснована актуальность проведенных исследований, их научная новизна и практическая полезность. Сформулированы цели и задачи научной работы. Описаны объекты и методы исследования, приведены обоснования достоверности полученных результатов. Изложены основные положения, выносимые на защиту. Приведена информация о личном вкладе диссертанта.

Первая глава диссертации содержит описание теории исследуемых процессов. В ней дано представление о положении физики аромата в общей структуре Стандартной модели. Рассмотрены нейтральные токи с имением аромата (НТИА). Представлен аппарат низкоэнергетической эффективной теории для их описания.

Во **второй главе** приведен обзор актуальных для темы диссертации экспериментальных результатов в области. Введено понятие оптимизированных наблюдаемых.

Третья глава посвящена описанию детектора LHCb Большого адронного коллайдера в период первого и второго сеансов работы.

В **четвертой главе** описан авторский вклад в измерение отношения вероятностей полупентонных распадов $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ (где ℓ обозначает e или μ) R_K в данных эксперимента LHCb первого и второго сеансов в кинематической области $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$.

В **пятой главе** приведено описание исследования распадов $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ в объединенных данных коллаборации LHCb первого и второго сеансов.

Шестая глава посвящена описанию проведенных методологических исследований: изучению идентификации частиц при помощи модуля электромагнитного калориметра LHCb и оптимизации отбора редких событий при помощи классификаторов в условиях неопределенного фона.

В **заключении** приведены основные результаты диссертационной работы, объявлены благодарности.

Глава 1. Редкие распады B мезонов в Стандартной модели

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель (СМ) является квантовой теорией поля, описывающей сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия. СМ выступает в качестве главной теоретической парадигмы в современной физике элементарных частиц и взаимодействий, будучи проверенной в бесчисленных экспериментах физики элементарных частиц. Тем не менее, существует ряд причин, позволяющих утверждать, что СМ не является окончательной теорией. К ним относятся, в частности, проблема темной материи, проблема иерархий, осцилляции нейтрино. По этой причине поиск расширенной, более полной теории, является актуальной задачей физики высоких энергий.

В данном разделе приведено описание актуальных для темы диссертационного исследования компонентов СМ. Изложение основано на классических курсах квантовой теории поля и СМ: [28—31].

Экспериментально наблюдаемые частицы СМ являются квантами фундаментальных полей, лежащих в основе теории. Поля СМ и их динамика описываются плотностью функции Лагранжа (далее просто функцией Лагранжа или лагранжианом) $\mathcal{L}$, выражающей действие $S[\phi]$:

$$S[\phi] = \int \mathcal{L}[\phi(x)] d^4x \quad (1.1)$$

Лагранжиан СМ может быть рассмотрен в качестве суммы лагранжианов бозонного и фермионного секторов. Бозонные поля являются переносчиками фундаментальных взаимодействий, фермионные поля формируют частицы материи. В свою очередь, каждый из лагранжианов двух секторов разделяется на кинетическое и массовое слагаемые.

$$\mathcal{L}_{\text{СМ}} = \mathcal{L}_{\text{бозон.}} + \mathcal{L}_{\text{фермион.}} = \mathcal{L}_{\text{бозон.}}^{\text{кин.}} + \mathcal{L}_{\text{Хиггс}} + \mathcal{L}_{\text{фермион.}}^{\text{кин.}} + \mathcal{L}_{\text{Юкава}} \quad (1.2)$$

Кинетическое слагаемое описывает динамику и взаимодействие фундаментальных полей. Массовое слагаемое, как следует из названия, ответственно за появление масс фундаментальных частиц. Кинетические и массовые слагаемые основаны на различающихся принципах и механизмах, и потому рассмотрены отдельно.

1.1.1 Кинетические члены СМ

Кинетическое слагаемое лагранжиана СМ может быть построено посредством рассмотрения соответствующих лагранжианов свободных полей и применения калибровочного прин-

ципа. Последний ответственен за возникновение взаимодействия в первоначально свободной теории: если изначальная теория описывается лагранжианом $\mathcal{L}$, инвариантным относительно глобальной группы симметрии G , то локализация глобальной группы требует введения векторных бозонов, взаимодействующих с изначальным свободным полем. Их число и свойства зависят от свойств группы симметрии G . Теорема Нётер устанавливает однозначную связь между группами симметрии и законами сохранения: инвариантность лагранжиана относительно преобразований группы G означает сохранение ассоциирующейся величины.

Полезно также рассмотреть лагранжианы свободных полей различных спинов. Лагранжиан свободного поля ψ спина $S = 1/2$ имеет дираковский вид:

$$\mathcal{L}_{\text{Дирак}} = \bar{\psi}(x)(i\not{\partial} - m)\psi(x), \quad (1.3)$$

где по слэш-обозначениям Фейнмана $\not{\partial} = \partial_\mu \gamma^\mu$, поле $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$, γ^μ - гамма-матрицы Дирака. Лагранжиан свободного скалярного поля ϕ ($S = 0$) имеет вид Клейна-Гордона:

$$\mathcal{L}_{\text{Клейн-Гордон}} = \partial_\mu \partial^\mu \phi + \frac{1}{2} m^2 \phi^2. \quad (1.4)$$

Наконец, векторное поле A_μ ($S = 1$) описывается лагранжианом Прока:

$$\mathcal{L}_{\text{Прока}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m^2 A_\mu A^\mu, \quad (1.5)$$

где по обозначениям Эйнштейна по повторяющимся индексам производится суммирование. Тензор $F_{\mu\nu}$ имеет вид $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Бозонный сектор. Теория Янга-Миллса

Стандартная модель является калибровочной теорией с симметрией

$$G = \text{SU}(3)_C \times \text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y, \quad (1.6)$$

нарушенной при низких энергиях до

$$\text{SU}(3)_C \times \text{U}(1)_{EM}. \quad (1.7)$$

Симметрия $\text{SU}(3)_C$ соответствует сильному взаимодействию. Подпись C обозначает цветовой заряд, характеризующий частицы, участвующие в сильном взаимодействии – кварки и глюоны. Группа симметрий $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ соответствует объединенному электрослабому взаимодействию. L обозначает левую киральность частиц, участвующих во взаимодействии, а Y – гиперзаряд. Группа $\text{U}(1)_{EM}$ соответствует электродинамике, наблюдающейся при низких энергиях.

Поскольку СМ – калибровочная теория со спонтанно нарушенной симметрией, в бозонном секторе должны присутствовать калибровочные поля Янга-Миллса и скалярное поле Хиггса, ответственное за нарушение калибровочной симметрии. Инвариантность по отношению к групповому калибровочному преобразованию $U(x) \in G$ требует ввода поля для каждого из генераторов группы G . Поскольку группа G – прямое произведение трех групп, лагранжиан теории Янга-Миллса может в общем виде быть введен, как

$$\mathcal{L}_{\text{Я.-М.}} = \frac{1}{2g_s^2} \text{tr}(G_{\mu\nu})^2 + \frac{1}{2g^2} \text{tr}(W_{\mu\nu})^2 - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2, \quad (1.8)$$

где $G_{\mu\nu}$ – тензор поля $\text{SU}(3)_C$, $W_{\mu\nu}^b$ – тензор поля $\text{SU}(2)_L$, а $B_{\mu\nu}$ – тензор поля $\text{U}(1)_Y$. Коэффициенты g_s и g являются соответствующими константами связи. Константа связи g' не входит в уравнение из-за возможности переопределения тензора $B_{\mu\nu}$, являющемся линейным по калибровочному полю для абелевой группы $\text{U}(1)$:

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.9)$$

Тензоры полей $\text{SU}(3)_C$ и $\text{SU}(2)_L$ содержат также квадратичные слагаемые:

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + [G_\mu, G_\nu] = ig_s G_{\mu\nu}^A t^A \quad (1.10)$$

где t^A – генераторы фундаментального представления группы $\text{SU}(3)_C$ ($A = \overline{1}, 8$). Генераторы t^A выражаются через восемь матриц Гелл-Манна $t^A = \frac{\lambda^A}{2}$.

Аналогично

$$W_{\mu\nu} = \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + [W_\mu, W_\nu] = ig W_{\mu\nu}^a \frac{\sigma^a}{2}, \quad (1.11)$$

где σ^a – генераторы группы $\text{SU}(2)$ – матрицы Паули для $a = \overline{1}, 3$:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

С учетом нормировки генераторов $\text{tr}(t^A t^B) = \frac{1}{2} \delta^{AB}$, лагранжиан $\mathcal{L}_{\text{Я.-М.}}$ может быть переписан в виде разложения

$$\mathcal{L}_{\text{Я.-М.}} = -\frac{1}{4}(G_{\mu\nu}^A)^2 - \frac{1}{4}(W_{\mu\nu}^a)^2 - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2, \quad (1.13)$$

где в общем виде компоненты тензора поля могут быть записаны через компоненты калибровочного поля:

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - ef^{ABC} A_\mu^B A_\nu^C. \quad (1.14)$$

Фермионный сектор

Фермионы Стандартной модели являются элементарными частицами вещества. К фермионам относятся 6 кварков, 3 заряженных лептона и 3 нейтральных лептона (нейтрино). Все фермионы несут гиперзаряд Y , что позволяет им участвовать в слабом взаимодействии. Кварки – это фермионы, имеющие цветовой заряд, и потому участвующие в сильном взаимодействии. Они обладают дробным электрическим зарядом: $+\frac{2}{3}$ для u, c, t и $-\frac{1}{3}$ для d, s, b . Благодаря конфайнменту кварки не могут наблюдаться в свободном состоянии и существуют в виде адронов: комбинаций из трех кварков qqq , кварка и антикварка $q\bar{q}$ или более экзотических бесцветных состояний. Лептоны не несут цветовой заряд и не участвуют в сильном взаимодействии. Они делятся на заряженные $e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$ и нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ . Нейтрино СМ не обладают ни электрическим зарядом, ни массой, и потому могут участвовать только в слабом взаимодействии.

СМ является киральной теорией, и её фермионы могут быть разложены на левые и правые компоненты. Более того, левые и правые фермионы по-разному взаимодействуют с калибровочными бозонами. Вейлевские (киральные) спиноры СМ могут быть получены из дираковских спиноров воздействием соответствующих проекторов:

$$\psi_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, \quad \psi_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi. \quad (1.15)$$

Фермионы СМ удобно рассмотреть в виде таблицы 1, суммирующей их представление в группах симметрий СМ. Фермионы, лежащие в фундаментальном представлении той или иной группы, взаимодействуют с соответствующим калибровочным полем. Фермионы, лежащие в тривиальном представлении, не участвуют в соответствующем взаимодействии. Следует также обратить внимание, что СМ не включает в себя правые нейтрино, существование которых следует из наблюдавшихся осцилляций [32].

Кинетический член лагранжиана лептонного сектора СМ может быть построен на основе лагранжиана Дирака (1.3). При этом необходимо отметить несколько особенностей:

1. Массовый член дираковского лагранжиана не сохраняет калибровочную инвариантность, и потому не может быть введен в рассматриваемую калибровочную теорию. Существующие массы фермионов должны быть введены иным механизмом.

2. Частная производная в дираковском лагранжиане должна быть заменена на ковариантную производную $\mathcal{D}_\mu$. Оператор ковариантной производной позволяет сохранить инвариантность лагранжиана относительно групп симметрии теории путём введения соответствующих калибровочных полей. Таким образом проявляется взаимодействие между свободными бозонными полями, рассмотренными ранее, и полями фермионов СМ.

Таблица 1 – Фермионы Стандартной модели

	Поколения			Группы симметрий			
	I	II	III	SU(3)	SU(2)	U(1) _Y	U(1) _{EM}
Кварки	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	Фунд.	Фунд.	$+\frac{1}{6}$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$
	u_R	c_R	t_R	Фунд.	Трив.	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$
	d_R	s_R	b_R	Фунд.	Трив.	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
Лептоны	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	Трив.	Фунд.	$-\frac{1}{2}$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
	e_R	μ_R	τ_R	Трив.	Трив.	-1	-1

В общем случае ковариантная производная принимает вид

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + ieT_a A_\mu^a, \quad (1.16)$$

где T_a – генераторы соответствующей группы симметрии, A_μ^a – калибровочные поля, e – константа взаимодействия.

Учитывая всё вышесказанное, кинетический член лагранжиана лептонного сектора СМ может быть записан в виде

$$\mathcal{L}_{\text{лептон.}}^{\text{кин.}} = i\overline{(\nu, e)}_L^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I + i\bar{e}_R^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu e_R^I, \quad (1.17)$$

где индекс I обозначает фермионное поколение и принимает значения $I = \overline{1,3}$. Вид ковариантной производной диктуется соображениями симметрии и включает в себя уже рассмотренные поля бозонного сектора. Левые лептоны преобразуются под воздействием генераторов групп SU(2) и имеют нетривиальный гиперзаряд Y . Соответственно, ковариантная производная должна обеспечить калибровочную инвариантность лагранжиана по отношению к этим группам симметрии. В то же время, они не преобразуются под воздействием генераторов группы SU(3), а соответствующие поля не включены в ковариантную производную. Все эти соображения позволяют записать ковариантную производную в виде:

$$\mathcal{D}_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I = \partial_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I + ig\frac{\sigma_a}{2}W_\mu^a \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I + ig'YB_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I. \quad (1.18)$$

Ковариантная производная, действующая на правые заряженные лептоны, может быть получена аналогичным образом:

$$\mathcal{D}_\mu e_R^I = \partial_\mu e_R^I + ig'YB_\mu e_R^I. \quad (1.19)$$

Следует отметить, что в получившейся модели сила взаимодействия между фермионными и бозонными полями не зависит от фермионного поколения I . Данная спонтанная симметрия лагранжиана СМ носит название лептонной универсальности.

Кинетический член кваркового сектора СМ может быть получен схожим образом. При этом вид ковариантной производной будет отличаться, поскольку все кварковые поля лежат в фундаментальном представлении группы $SU(3)$, а левые кварки, дополнительно – в фундаментальном представлении $SU(2)$. Таким образом можем сразу записать:

$$\mathcal{L}_{\text{кварк.}}^{\text{кин.}} = i\overline{(u, d)}_L^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I + i\overline{u}_R^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu u_R^I + i\overline{d}_R^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu d_R^I, \quad (1.20)$$

где для левых кварков:

$$\mathcal{D}_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I = \partial_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I + ig_s \frac{\lambda_A}{2} G_\mu^A \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I + ig \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I + ig' Y B_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I \quad (1.21)$$

и для правых кварков:

$$\mathcal{D}_\mu q_R^I = \partial_\mu q_R^I + ig_s \frac{\lambda_A}{2} G_\mu^A q_R^I + ig' Y B_\mu q_R^I. \quad (1.22)$$

Здесь $q_R = u_R, d_R$, поскольку верхние и нижние правые синглеты различаются только значением гиперзаряда Y .

Наконец, объединив уравнения (1.13), (1.17) и (1.20), можем записать кинетическое слагаемое лагранжиана СМ:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{СМ}}^{\text{кин.}} = & -\frac{1}{4}(G_{\mu\nu}^A)^2 - \frac{1}{4}(W_{\mu\nu}^a)^2 - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2 + i\overline{(\nu, e)}_L^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I + i\overline{e}_R^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu e_R^I + \\ & + i\overline{(u, d)}_L^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^I + i\overline{u}_R^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu u_R^I + i\overline{d}_R^I \gamma^\mu \mathcal{D}_\mu d_R^I. \end{aligned} \quad (1.23)$$

1.1.2 Массовые слагаемые

Спонтанное нарушение симметрии. Механизм Хиггса

Для перехода от лагранжиана Янга-Миллса для калибровочной теории поля с группой симметрии $G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ к полному лагранжиану бозонного сектора СМ необходимо осуществить спонтанное нарушение симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{EM}$. Нарушение симметрии обеспечивается скалярным хиггсовским полем.

Поскольку симметрия $SU(3)_C$ не нарушается, скалярное хиггсовское поле должно лежать в тривиальном представлении группы $SU(3)$. Нарушение симметрии $SU(2)_L \times U(1)_Y$ означает, что искомое поле должно лежать в нетривиальном представлении группы $SU(2)$ и иметь ненулевой гиперзаряд Y . В СМ хиггсовское поле лежит в фундаментальном представлении $SU(2)$ и имеет гиперзаряд $Y = 1/2$.

Для нарушения симметрии используется скалярное поле ϕ , которое имеет вид

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

Лагранжиан, соответствующий скалярному полю, имеет вид Клейна-Гордона (1.4). Как и для рассмотренных выше фермионных полей, обеспечение калибровочной симметрии происходит путем ввода соответствующей ковариантной производной $\partial_\mu \rightarrow \mathcal{D}_\mu$. Для хиггсовского сектора СМ таким образом можем ввести:

$$\mathcal{L}_{\text{Хиггс}} = \mathcal{D}_\mu \phi^\dagger \mathcal{D}^\mu \phi - V(\phi^\dagger \phi) = \mathcal{D}_\mu \phi^\dagger \mathcal{D}^\mu \phi - \lambda(\phi^\dagger \phi - v^2)^2. \quad (1.25)$$

Здесь $V(\phi^\dagger \phi)$ – потенциал поля Хиггса. Выбор потенциала определяет вакуум v , соответствующий минимальному значению потенциала: $\min(V) = V(\phi_0) \rightarrow \phi_0^\dagger \phi_0 = v^2$. Параметр λ является положительным.

Ковариантная производная для лагранжиана скалярного поля Хиггса может быть получена исходя из его квантовых чисел. Она имеет вид

$$\mathcal{D}_\mu \phi = \partial_\mu \phi + ig \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a \phi + ig' Y B_\mu \phi. \quad (1.26)$$

Поле Хиггса может быть переопределено в так называемой унитарной калибровке, что позволяет избавиться от безмассовых голдстоуновских мод и рассматривать лагранжиан в терминах малых отклонений от вакуумного состояния:

$$\phi \rightarrow \phi \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ v + \phi \end{pmatrix}. \quad (1.27)$$

В таком случае потенциал поля Хиггса принимает вид

$$-\lambda(\phi^\dagger \phi - v^2)^2 = -\lambda(2v\phi + \phi^2)^2 \approx -4\lambda v^2 \phi^2 \quad (1.28)$$

в квадратичном приближении. Квадратичное слагаемое соответствует массовому члену лагранжиана свободного скалярного поля, а слагаемые $\sim \phi^3$ и $\sim \phi^4$ отвечают за самодействие поля Хиггса.

Ковариантная производная (1.26) в унитарной калибровке с учетом вида матриц Паули σ^a (1.12) принимает следующий вид:

$$\mathcal{D}_\mu \phi = \begin{pmatrix} \partial_\mu + igW_\mu^3 + ig'YB_\mu & ig(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ ig(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & \partial_\mu + igW_\mu^3 - ig'YB_\mu \end{pmatrix} \phi \quad (1.29)$$

Как и в случае потенциала поля, рассмотрение кинетического члена хиггсовского лагранжиана $\mathcal{D}_\mu \phi^\dagger \mathcal{D}^\mu \phi$ может быть ограничено квадратичным приближением: квадратичных по полю членов достаточно для иллюстрации общих закономерностей и получения массового спектра бозонов СМ. Величины векторных полей A_μ и скалярного поля Хиггса ϕ малы в сравнении с вакуумом v , поэтому с учетом унитарной калибровки квадратичное приближение:

$$(\mathcal{D}_\mu \phi^\dagger \mathcal{D}^\mu \phi)^{(2)} = (\partial_\mu \phi)^2 + \frac{v^2}{4}(g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 + \frac{g^2 v^2}{4}[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] \quad (1.30)$$

Как можно увидеть из приведенного выражения, выбор вакуума v скалярного поля Хиггса ϕ напрямую приводит к возникновению массовых слагаемых для векторных полей, соответствующих генераторам группы нарушаемой симметрии.

Для иллюстрации полученных результатов полезно выписать полный лагранжиан бозонного сектора в квадратичном приближении.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{бозон.}}^{(2)} = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu G_\nu^A - \partial_\nu G_\mu^A)^2 - \frac{1}{4}(\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a)^2 - \frac{1}{4}(\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)^2 + \\ & + (\partial_\mu \phi)^2 + \frac{v^2}{4}(g'B_\mu - gW_\mu^3)^2 + \frac{g^2 v^2}{4}[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2] - 4\lambda v^2 \phi^2 \end{aligned} \quad (1.31)$$

Полученный лагранжиан представляет собой сумму лагранжианов Клейна-Гордона (1.4) и Прока (1.5). Восемь калибровочных полей G_μ^A , соответствующих симметрии $SU(3)_C$ оказываются безмассовыми. Это вполне естественно, поскольку поле Хиггса не нарушает калибровочную $SU(3)_C$ -симметрию. Эти восемь полей соответствуют глюонам СМ – переносчикам сильного взаимодействия. Поле ϕ приобретает массу $m_\phi = 2v\sqrt{\lambda}$. Этот массивный скаляр является хиггсовским бозоном. Векторные поля $W_\mu^{1,2}$ также имеют массовые слагаемые. Их массы одинаковы и равняются $m_W = gv/\sqrt{2}$. В отличие от ранее упомянутых частиц, поля $W_\mu^{1,2}$ не являются прямым эквивалентом заряженных $W^\pm$ бозонов. Последние вводятся как линейные комбинации $W_\mu^{1,2}$:

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2). \quad (1.32)$$

Соответственно, масса $W^\pm$ бозонов составляет

$$M_W = \frac{gv}{2} = 80,369 \pm 0,013 \text{ ГэВ}/c^2. \quad (1.33)$$

Приведенное численное значение массы следует данным Particle Data Group (PDG) [33].

Наконец, лагранжиан также включает в себя массовое слагаемое для поля $g'B_\mu - gW_\mu^3$. Для его разложения на два векторных поля необходимо совершить ортогональное преобразование, сохраняющее кинетические слагаемые:

$$Z_\mu \equiv -\frac{1}{\sqrt{g'^2 + g^2}}(g'B_\mu - gW_\mu^3) = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3, \quad (1.34)$$

$$A_\mu \equiv \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu, \quad (1.35)$$

где $g' \cos\theta_W = g \sin\theta_W \equiv e$, θ_W – угол Вайнберга (угол смешивания слабого взаимодействия).

Таким образом, ортогональное преобразование позволяет перейти от полей W_μ^3 и B_μ к полям Z_μ и A_μ . При этом рассматриваемый лагранжиан включает в себя массовое слагаемое для поля Z_μ , в то время как поле A_μ остается безмассовым. Массивное векторное поле Z_μ оказывается Z бозоном слабого взаимодействия с массой $M_Z = \sqrt{g'^2 + g^2}v/\sqrt{2}$. Безмассовое поле A_μ соответствует фотону. Масса Z связана с массой $W^\pm$ через угол смешивания:

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W} = 91,1880 \pm 0,0020 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (1.36)$$

Взаимодействие Юкавы

Фермионные поля приобретают массу за счет юкавского взаимодействия. Массовые слагаемые имеют вид $\bar{\psi}\psi\phi$, то есть фермионные спиноры напрямую взаимодействуют со скалярным полем Хиггса. Для лептонов массовое слагаемое может быть написано в виде

$$\mathcal{L}_{\text{лептон}}^{\text{Юкава}} = -(\mathcal{Y}_e)_{IJ} \overline{(\nu, e)}_L^I \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} e_R^J - (\mathcal{Y}^+)_e)_{IJ} \bar{e}_R^I(\phi_1^*, \phi_2^*) \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^J. \quad (1.37)$$

Здесь ϕ – хиггсовское скалярное поле; $I, J = \overline{1, 3}$ – индексы, нумерующие поколения; $(\mathcal{Y}_e)_{IJ}$ – матрицы юкавских констант.

Данный лагранжиан может быть упрощен переходом между базисами полевых переменных. В частности, возможно выполнить вращение в пространстве поколений, эквивалентное переходу от собственных состояний в базисе ароматов к базису масс:

$$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^I \rightarrow (A_e)_{IJ} \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L^J \quad \text{и} \quad e_R^I \rightarrow (B_e)_{IJ} e_R^J \quad (1.38)$$

При выборе постоянных и унитарных матриц A_e и B_e кинетическое слагаемое лагранжиана лептонного сектора не изменяется. Можно показать, что для юкавского слагаемого данное преобразование эквивалентно замене

$$\mathcal{Y}_e \rightarrow A_e^+ \mathcal{Y}_e B_e. \quad (1.39)$$

Таким образом, изменение полевых переменных позволяет произвольно изменять матрицы юкавских констант. Возможно подобрать унитарные матрицы A_e и B_e таким образом, чтобы матрица Y_e была диагональной, вещественной и положительно определенной. Это означает эквивалентность собственных состояний лептонов в базисе масс и базисе ароматов. Три диагональных параметра юкавской матрицы являются внешними параметрами СМ и определяются из эксперимента.

При переопределении поля Хиггса в унитарной калибровке (1.27) и после нарушения электрослабой $SU(2)_L \times U(1)_Y$ симметрии до низкоэнергетической электродинамики $U(1)_{EM}$ массовое слагаемое лептонного лагранжиана может быть переписано в виде

$$\mathcal{L}_{\text{лептон}}^{\text{Юкава}} = -(Y_e)_{II} v (\bar{e}_L^I e_R^I + \bar{e}_R^I e_L^I) = -(Y_e)_{II} v \bar{e}^I e^I. \quad (1.40)$$

Здесь учтена диагонализация матрицы юкавских констант. Приведенное выражение имеет вид классического массового слагаемого $m \bar{\psi} \psi$. Соответственно, массы заряженных лептонов СМ пропорциональны ожидаемому среднему вакуума поля Хиггса и имеют вид $m_e^I = v(Y_e)_{II}/\sqrt{2}$. Отметим, что нейтрино СМ не приобретают массу.

Диагональный вид матриц Юкавы для лептонов имеет важное для нас следствие: симметрия лептонной универсальности по отношению к взаимодействиям с калибровочными полями сохраняется. Единственное различие между тремя поколениями заряженных лептонов состоит в величине соответствующих им элементов диагонализированной юкавской матрицы.

Массовое слагаемое для кваркового сектора выражается схожим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{кварк}}^{\text{Юкава}} = & - (Y_d)_{IJ} \overline{(u, d)}_L^I \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} d_R^J - (Y_d^+)_{IJ} \bar{d}_R^I (\phi_1^*, \phi_2^*) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^J - \\ & - (Y_u)_{IJ} \overline{(u, d)}_L^I \begin{pmatrix} \phi_2^* \\ -\phi_1^* \end{pmatrix} u_R^J - (Y_u^+)_{IJ} \bar{u}_R^I (\phi_2, -\phi_1) \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L^J \end{aligned} \quad (1.41)$$

При попытке приведения матриц Юкавы $(Y_u)_{IJ}$ и $(Y_d)_{IJ}$ к диагональному виду по аналогии с лептонным сектором оказывается, что диагонализация обеих матриц одновременно невозможна. Тем не менее, каждая из матриц может быть диагонализирована отдельно от второй. По этой причине кварковые массы определяются как $m_q^I = (D_q)_{II} v/\sqrt{2}$, где матрицы D_q - диагонализированные юкавские матрицы Y_q ($q = u, d$).

Из особенностей диагонализации юкавских матриц при переходе от базиса ароматов к базису масс кварков следует, что собственные состояния кварков в базисе масс являются линейными комбинациями их собственных состояний в базисе ароматов. Этот факт ведет к

формированию сектора физики ароматов СМ, рассмотрению которого посвящен следующий раздел.

1.2 Аромат в Стандартной модели

1.2.1 Заряженные и нейтральные токи

Рассмотрим более подробно ковариантные производные (1.21) и (1.22), воздействующие на кварковые поля в лагранжиане (1.20). При вводе полей $W^\pm$, Z и γ бозонов ((1.32) и (1.35)), ковариантные производные принимают вид матриц 2×2 с общим видом:

$$\begin{pmatrix} A - Z & W^+ \\ W^- & A - Z \end{pmatrix}. \quad (1.42)$$

При применении ковариантных производных на кварковые спиноры в базисе ароматов возникают левые синглеты u_L^I и d_L^I . Можно выделить лагранжианы, соответствующие двум токам: заряженному (ЗТ) для $W^\pm$ бозонов и нейтральному (НТ) для Z :

$$\mathcal{L}_{\text{ЗТ}}^{\text{кварк.}} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u}_L^I \gamma^\mu d_L^I W_\mu^+ + \bar{d}_L^I \gamma^\mu u_L^I W_\mu^-), \quad (1.43)$$

$$\mathcal{L}_{\text{НТ},Z}^{\text{кварк.}} = -\frac{g}{\cos \theta_W}(\bar{u}_L^I \gamma^\mu u_L^I Z_\mu + \bar{d}_L^I \gamma^\mu d_L^I Z_\mu). \quad (1.44)$$

Диагональные элементы матрицы (1.42), образующие НТ, не перемешивают кварки различных ароматов. Лежащие вне диагонали элементы перемешивают нижние и верхние кварки, но сохраняют индекс поколения.

Осуществим переход от базиса ароматов к базису массовых состояний кварковых полей:

$$q_{L,R}^I \rightarrow (U_{L,R}^{u,d})_{IJ} q_{L,R}^J, \quad (1.45)$$

где $q = u, d$.

Как было показано в предыдущем разделе, такое преобразование диагонализует матрицу юкавских констант и позволяет определить массу кварков. Выберем такое преобразование, которое диагонализует матрицу юкавских констант Y_u . Тогда

$$Y_u \rightarrow U_L^{u+} Y_u U_R^u \equiv D_u, \quad (1.46)$$

$$Y_d \rightarrow U_L^{u+} U_L^d U_L^{d+} Y_d U_R^d \equiv V D_d. \quad (1.47)$$

Здесь введены диагонализированные матрицы Юкавы D_q и унитарная матрица $V = U_L^{u+} U_L^d$.

Можно показать, что при таком вращении базиса вид НТ не изменяется, соответственно НТ всё так же сохраняет аромат кварков. Это является следствием унитарности матрицы

V :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{NC,Z}}^{\text{кварк.}} &= -\frac{g}{\cos\theta_W}(\bar{u}_L^I\gamma^\mu(U_L^{u+}U_L^u)_{IJ}u_L^J Z_\mu + \bar{d}_L^I\gamma^\mu(U_L^{u+}U_L^u)_{IJ}d_L^J Z_\mu) \\ &= -\frac{g}{\cos\theta_W}(\bar{u}_L^I\gamma^\mu\delta_{IJ}u_L^J Z_\mu + \bar{d}_L^I\gamma^\mu\delta_{IJ}d_L^J Z_\mu).\end{aligned}\quad (1.48)$$

Выражение для ЗТ приобретает вид

$$\mathcal{L}_{\text{CC}}^{\text{кварк.}} = \frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{u}_L^I\gamma^\mu V_{IJ}d_L^J W_\mu^+ + \bar{d}_L^I\gamma^\mu V_{IJ}^+u_L^J W_\mu^-).\quad (1.49)$$

Из этого выражения можно увидеть, что при переходе от базиса ароматов к базису масс, слагаемое, описывающее ЗТ, смешивает кварки разных типов и разных поколений.

Из всех представленных выражений можно сделать вывод, что в СМ на древесном уровне НТ сохраняет ароматы, а ЗТ – смешивает.

1.2.2 Матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскавы

Унитарная матрица V называется матрицей Кабиббо-Кобаяши-Маскавы (или матрицей смешивания кварков, далее ККМ-матрица). Её параметры определяют слабые ЗТ с изменением аромата на древесном уровне СМ. Физическими параметрами матрицы ККМ являются три угла θ_{12} , θ_{13} и θ_{23} и одна фаза δ . Комплексная фаза матрицы ККМ ответственна за нарушение CP -симметрии в Стандартной модели.

Параметризация матрицы ККМ в терминах углов и фазы имеет представление:

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix},\quad (1.50)$$

где $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ и $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$.

Значения элементов матрицы ККМ определяются из экспериментов. Результаты измерений значений элементов матрицы ККМ согласно [33] составляют

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,97367 \pm 0,00032 & 0,22431 \pm 0,00085 & (3,82 \pm 0,20) \cdot 10^{-3} \\ 0,221 \pm 0,004 & 0,975 \pm 0,006 & (41,1 \pm 1,2) \cdot 10^{-3} \\ (8,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-3} & (41,5 \pm 0,9) \cdot 10^{-3} & 1,010 \pm 0,027 \end{pmatrix}.\quad (1.51)$$

1.2.3 Нейтральные токи с изменением аромата

Как было показано выше (в частности, ур. (1.48)), НТ на древесном уровне СМ не могут изменить аромата кварка. При переходе на уровень квантовых поправок такие процессы становятся возможны. Нейтральные токи с изменением аромата (НТИА) появляются

на однопетлевом уровне и существенно подавлены по сравнению с 3Т с изменением аромата, протекающими на древесном уровне. Подавление петлевых диаграмм обусловлено как увеличением числа вершин, пропорциональных степеням константы связи слабого взаимодействия g , так и механизмом Глешоу-Иллиопулоса-Майани (ГИМ) за счет вхождения недиагональных элементов матрицы ККМ в амплитуду процесса.

Диаграммы НТИА-процессов могут быть подразделены на три типа [34]:

1. Пингвинные диаграммы;
2. Коробчатые диаграммы;
3. Собственно-энергетические диаграммы.

Их общий вид представлен на Рис. 1.1.

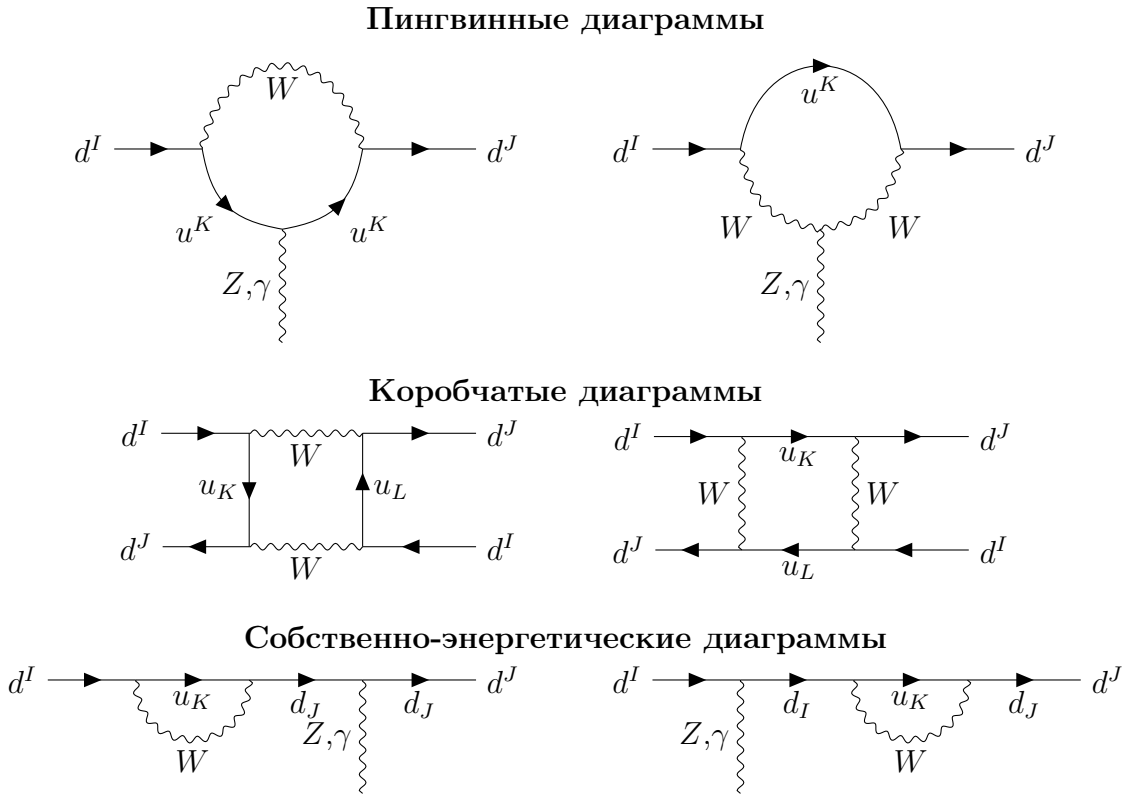


Рисунок 1.1 – Однопетлевые диаграммы НТИА-процессов для кварков нижнего типа в СМ

Физические процессы, порождаемые НТИА, могут быть классифицированы на основе приведенных диаграмм. Сумма пингвинных и собственно-энергетических диаграмм на массовой поверхности для $V = Z$ описывает недиагональные распады Z^0 . При $V = \gamma$ диаграммы описывают редкие распады мезонов $M \rightarrow M'\gamma$. Коробчатые диаграммы описывают смешивание в системах нейтральных мезонов $M^0 - \bar{M}^0$. Совмещение всех трех диаграмм позволяет конструировать процессы, соответствующие редким лептонным $M \rightarrow \ell^+\ell^-$, полулептонным $M \rightarrow M'\ell^+\ell^-$ и адронным $M \rightarrow hadrons$ распадам мезонов.

Для определенности рассмотрим НТИА для кварков нижнего типа $d^I \rightarrow d^J$. Амплитуды НТИА процессов рода $q_1 \rightarrow q_2 + X$ в общем случае пропорциональны сумме вида

$$\mathcal{M}_{\text{НТИА}} \sim \sum_{q=u_K(d_K), K=\overline{1,3}} V_{qq_1} V_{qq_2}^* F\left(\frac{m_q^2}{M_W^2}\right). \quad (1.52)$$

Здесь $q_1, q_2 \in \{d_L\}(\{u_L\})$, $\{d_L\} = \{d, s, b\}$, $\{u_L\} = \{u, c, t\}$.

Унитарность матрицы $V_{\text{ККМ}}$ математически может быть выражена, как набор условий

$$\begin{aligned} VV^+ &= \sum_{q=\{u,c,t\}} V_{qq_i} V_{qq_j}^* = \delta_{ij}, \\ V^+V &= \sum_{q=\{u,c,t\}} V_{q_iq}^* V_{q_jq} = \delta_{ij}. \end{aligned} \quad (1.53)$$

где $q_{i,j} = \{d, s, b\}$. Аналогичные условия могут быть записаны для кварков верхнего типа.

Условия унитарности (1.53) означают, что в случае равенства масс u , c и t кварков механизм ГИМ полностью запрещает НТИА-процессы (выражение для амплитуды (1.52) становится равным нулю). Различия в массах кварков разрушают механизм ГИМ и делают НТИА-процессы возможными. При этом входящее в амплитуду отношение m_q^2/M_W^2 обеспечивает подавление порядка $\mathcal{O}(10^{-8})$ для диаграмм с u -кварковой линией в петле и $\mathcal{O}(10^{-4})$ для диаграмм с виртуальным c -кварком. Таким образом, в первом приближении процессы с t -кварком являются доминирующими: благодаря разнице масс t -кварка и W бозона множитель m_t^2/M_W^2 увеличивает амплитуду в ~ 4 раза. Однако входящий в амплитуду множитель $V_{tq_1} V_{tq_2}^*$ обеспечивает дополнительное подавление порядка от $\mathcal{O}(10^{-2})$ для перехода $b \rightarrow s$ до $\mathcal{O}(10^{-4})$ для $s \rightarrow d$.

НТИА верхних кварков (к примеру c -кварка) оказывается еще более подавлен: отношение квадратов масс самого тяжелого верхнего кварка – b -кварка – и W бозона составляет $m_b^2/M_W^2 \sim \mathcal{O}(10^{-3})$. По этой причине экспериментальное исследование НТИА-процессов с нижними кварками (b, s) является более привлекательным.

1.2.4 Поиск новой физики в НТИА-процессах

Сильное подавление НТИА-процессов в СМ делает их изучение особенно интересным. Ввиду очень малой амплитуды, распады, проходящие посредством НТИА, называют редкими. Их вероятности обыкновенно имеют значения порядка $\mathcal{O}(10^{-6}) \div \mathcal{O}(10^{-12})$. На фоне редкости данных распадов, вклад процессов физики за пределами СМ в амплитуды НТИА-переходов может быть достаточно значительным. Особый интерес представляют модели новой физики (НФ), разрешающие НТИА-переход на древесном уровне. Примерами таких

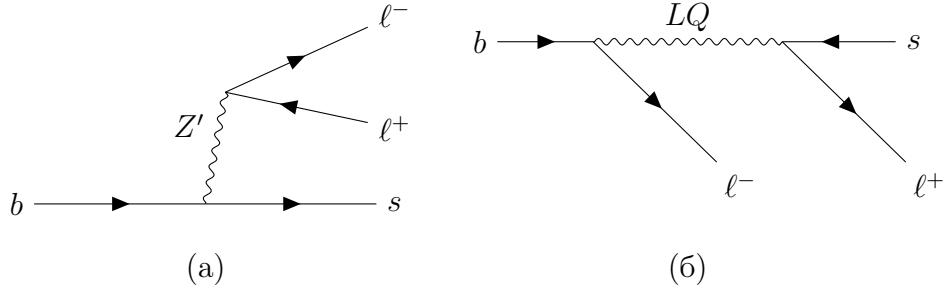


Рисунок 1.2 – Древесные диаграммы перехода $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ в моделях с вкладом частиц вне СМ: Z' бозоном (а) и лептокварком LQ (б)

моделей могут служить теории с лептокварком [35] и Z' бозоном [12]. Соответствующие диаграммы древесного уровня представлены на Рис. 1.2.

Чувствительность поиска эффектов НФ в НТИА-процессах в значительной степени определяется как экспериментальными погрешностями, так и точностью теоретических расчетов амплитуд СМ. При этом большая точность измерений может позволить установить ограничения на энергетические масштабы пропагаторов частиц НФ, массы которых лежат далеко за пределами современной ускорительной техники. Основным источником экспериментальных погрешностей является ограниченная статистика измерений. Теоретические расчеты, в свою очередь, ограничены систематическими погрешностями, вызванными КХД-эффектами при вычислении амплитуд.

1.3 Теоретическое описание НТИА-процессов

1.3.1 Эффективный лагранжиан. Операторное разложение амплитуд

Диаграммы НТИА-процессов, приведенные на Рис. 1.1, описывают процессы, происходящие на кварк-лептонном уровне. Ввиду эффектов конфайнмента, данные процессы не могут наблюдаться напрямую. При переходе на адронный уровень теоретического описания НТИА-процессов необходимо учесть пертурбативные и непертурбативные КХД-поправки (см. Рис. 1.3). К первым относятся так называемые эффекты малых расстояний. Ко вторым – константы распадов, форм-факторы переходов, волновые функции адронов – эффекты больших расстояний.

Теоретические расчеты слабых распадов адронов в целом и НТИА-процессов в частности производятся в формализме низкоэнергетичной эффективной теории поля (ЭТП). ЭТП используют иерархические различия в энергетических масштабах физических взаимодействий для уменьшения числа степеней свободы посредством интегрирования по тяжелым

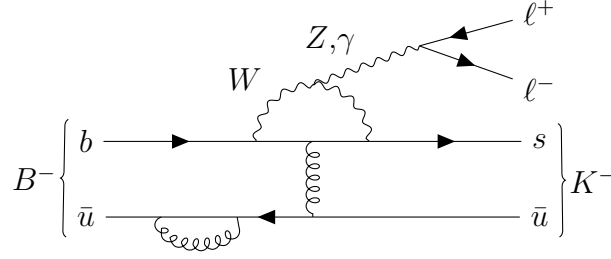


Рисунок 1.3 – Обобщенный пример диаграммы распада $B^- \rightarrow K^- \ell^+ \ell^-$ на адронном уровне внутренним линиям. Полный набор слагаемых, входящих в эффективное действие конкретной теории, определяется из соображений симметрий системы. Выбор степеней свободы, требуемых для описания процесса, осуществляется посредством ввода параметра разложения, обыкновенно в виде отношения E/Λ , где E – характеристическая энергия процесса, а Λ – энергетический масштаб, физическое описание которого может быть сведено к эффективной вершине. При построении эффективного действия ЭТП каждое слагаемое должно быть пропорционально параметру разложения. Это позволяет производить пертурбативные расчеты с требуемой точностью.

Представленное в настоящем разделе изложение теоретических конструкций ЭТП для НТИА основано на работах [36–40].

Эффективный лагранжиан ЭТП может быть записан в общем виде

$$\mathcal{L}_{\text{эфф.}} = - \sum_i V_{\text{ККМ}}^i C_i(\mu) \mathcal{O}_i(\mu), \quad (1.54)$$

где $\mathcal{O}_i$ – локальные операторы, описывающие конкретный рассматриваемый процесс; C_i – коэффициенты Вильсона, характеризующие силу взаимодействия (эффективные константы взаимодействия) [41]. Параметр μ задает энергетический масштаб теории. Эта форма лагранжиана называется операторным разложением.

Обыкновенно ЭТП формулируется в терминах эффективных гамильтонианов. Для слабого взаимодействия в общем виде можем записать:

$$\mathcal{H}_{\text{эфф.}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{\text{ККМ}}^i C_i(\mu) Q_i(\mu). \quad (1.55)$$

Следует обратить внимание на некоторый произвол выбора энергетического масштаба μ для определения коэффициентов Вильсона. Коэффициенты $C_i(\mu)$ описывают все эффекты, связанные с физическими взаимодействиями на энергетических масштабах $E > \mu$, то есть эффекты малых расстояний. Выбор масштаба μ , таким образом, соответствует выбору границы применимости пертурбативных методов. Записав амплитуду слабого распада мезона в

общем виде

$$\mathcal{A}(M \rightarrow F) = \langle F | \mathcal{H}_{\text{эфф.}} | M \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{\text{ККМ}}^i C_i(\mu) \langle F | Q_i(\mu) | M \rangle \quad (1.56)$$

можем увидеть, что адронные матричные элементы эффективных операторов $\langle F | Q_i(\mu) | M \rangle$ также зависят от энергетического масштаба μ . Они включают в себя физические взаимодействия на энергетическом масштабе $E < \mu$, то есть эффекты больших расстояний.

Таким образом, методология операторного разложения амплитуд позволяет разделить задачи вычисления эффектов малых расстояний в коэффициентах $C_i(\mu)$ и эффектов больших расстояний в матричных элементах $\langle F | Q_i(\mu) | M \rangle$. Поскольку полная амплитуда не может зависеть от выбора μ , зависимости эффективных констант взаимодействия и матричных элементов должны взаимно сокращаться.

В общем случае расчет матричных элементов $\langle F | Q_i(\mu) | M \rangle$ производится непертурбативными методами. Они включают в себя цветовое разложение $1/N$, правила сумм КХД, правила адронных сумм, расчеты КХД на решетке и киральную теорию возмущений. Отдельного упоминания заслуживает эффективная теория тяжелых кварков (Heavy Quark Effective Theory, HQET). Ограниченность непертурбативных методов является доминирующим источником теоретических неопределенностей в расчете амплитуд НТИА-процессов.

Расчет коэффициентов Вильсона $C_i(\mu)$ производится на масштабе перенормировки $\mu_W \approx \mathcal{O}(M_W)$. Поскольку данный масштаб превосходит энергетический масштаб КХД процессов $\Lambda_{\text{КХД}}$, вычисление C_i производится в рамках теории возмущений до необходимой точности по постоянной связи теории α_s . В основе вычислений лежит то обстоятельство, что эффективные амплитуды процессов на данном масштабе перенормировки должны совпадать с амплитудами, рассчитанными на основе полной теории (в данном случае, СМ). Математически это означает приравнивание амплитуд:

$$\mathcal{A}_{\text{эфф}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{\text{ККМ}}^i C_i(\mu) \langle F | Q_i(\mu) | M \rangle = \langle F | \mathcal{H}_{\text{СМ}} | M \rangle = \mathcal{A}_{\text{СМ}}, \quad (1.57)$$

после чего следует вычисление матричных элементов и измерение эффективных констант связи.

Вычисленные на масштабе μ_W эффективные постоянные взаимодействия C_i должны быть перенормированы для адекватного описания теории на масштабах адронных распадов. Для спуска к энергетическим масштабам $\mu \sim m_b \ll M_W$ необходимо составить и решить уравнения Каллана-Симанчика для коэффициентов Вильсона C_i . Выразив голые коэффициенты $\vec{C}^{(0)} = Z_c \vec{C}$, где Z – постоянные перенормировки, определив матрицу аномальных

размерностей γ

$$\gamma = Z^{-1} \frac{d}{d \ln \mu} Z \quad (1.58)$$

и учтя $Z_c^T = Z^{-1}$, получаем для коэффициентов Вильсона

$$\frac{d}{d \ln \mu} \vec{C}(\mu) = \gamma^T(g) \vec{C}(\mu). \quad (1.59)$$

Решение имеет общий вид

$$C_i(\mu) = \sum_j U_{ij}(\mu, \mu_W) C_j(\mu_W), \quad (1.60)$$

где $U_{ij}(\mu, \mu_W)$ – эволюционная матрица

$$\begin{aligned} U_{ij}(\mu, \mu_W) &= T_g \exp \int_{g(\mu_W)}^{g(\mu)} dg' \frac{(\gamma(g'))^T}{\beta(g')} = \\ &= U_{ij}^{(0)}(\mu, \mu_W) + \frac{\alpha_s(\mu_W)}{4\pi} U_{ij}^{(1)}(\mu, \mu_W) + \frac{\alpha_s^2(\mu_W)}{16\pi^2} U_{ij}^{(2)}(\mu, \mu_W) + \dots \end{aligned} \quad (1.61)$$

Важно отметить, что в общем случае перенормировка матричных элементов операторов $\langle F | Q_i(\mu) | M \rangle$ с учетом поправок следующих за ведущим порядком ведет к смешиванию операторов. Это выражается в недиагональности матрицы эволюции $U_{ij}(\mu, \mu_W)$. Данное свойство операторного разложения приводит к значительному усложнению вычислений адронных матричных элементов пингвинных диаграмм СМ (более подробно описано в разделе 1.4.1).

1.3.2 Низкоэнергетическая эффективная теория для НТИА-процессов

Для описания НТИА-процессов с характерными энергиями $\mu \sim m_b \ll M_W$ возможно использование низкоэнергетичной ЭТП, в рамках которой производится интегрирование по внутренним линиям тяжелых векторных бозонов $W^\pm$, Z , бозона Хиггса H и t кварка. Данная теория носит название слабой эффективной теории (WET, Weak Effective Theory). В базисе, описанном в работах [36], операторы эффективного гамильтониана, описывающего слабые распады в рамках физики СМ, подразделяются на шесть классов.

1. К классу ток-ток относятся два оператора, соответствующие диаграмме с обменом виртуальным W бозоном в полной теории. В качестве примера приведены операторы для распада с изменением странности $\Delta S = 1$, однако аналогичные операторы могут быть записаны для любой флейворной конфигурации $\Delta F = 1$.

$$Q_1 = (\bar{s}_i u_j)_{V-A} (\bar{u}_j d_i)_{V-A} \quad Q_2 = (\bar{s} u)_{V-A} (\bar{u} d)_{V-A} \quad (1.62)$$

2. Класс КХД-пингвинов объединяет четыре оператора вида

$$Q_3 = (\bar{s}d)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V-A} \quad Q_4 = (\bar{s}_i d_j)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_j q_i)_{V-A} \quad (1.63)$$

$$Q_5 = (\bar{s}d)_{V-A} \sum_q (\bar{q}q)_{V+A} \quad Q_6 = (\bar{s}_i d_j)_{V-A} \sum_q (\bar{q}_j q_i)_{V+A} \quad (1.64)$$

3. Включение электрослабых пингвинных диаграмм полной теории требует ввода двух дополнительных операторов Q_7 и Q_9 . По отношению к цветовой структуре они являются аналогами Q_5 и Q_3 соответственно. При рассмотрении эффектов КХД, условия перенормировки приводят к введению операторов Q_8 и Q_{10} , аналогов Q_6 и Q_4 . Таким образом, полный набор операторов для описания распадов с изменением аромата $\Delta F = 1$ состоит из 10 операторов.

$$Q_7 = \frac{3}{2}(\bar{s}d)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}q)_{V+A} \quad Q_8 = \frac{3}{2}(\bar{s}_i d_j)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_j q_i)_{V+A} \quad (1.65)$$

$$Q_9 = \frac{3}{2}(\bar{s}d)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}q)_{V-A} \quad Q_{10} = \frac{3}{2}(\bar{s}_i d_j)_{V-A} \sum_q e_q (\bar{q}_j q_i)_{V-A} \quad (1.66)$$

Здесь заряд e_q – заряд кварка, связанного с нижней вершиной пропагатора γ или Z .

4. Магнитно-пингвинные операторы характерны для НТИА-процессов с внешней линией b -кварка. В полной теории они соответствуют электрослабым и глюонным пингвинным диаграммам процессов $b \rightarrow s\gamma$ и $b \rightarrow sg$. Эффективный гамильтониан процесса $B \rightarrow X_s \gamma$, включающий операторы $Q_{7\gamma}$ и Q_{8G} может таким образом быть рассмотрен, как обобщение гамильтониана для $\Delta B = 1$ НТИА-процессов.

$$Q_{7\gamma} = \frac{e}{8\pi^2} m_b \bar{s}_i \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma_5) b_i F_{\mu\nu} \quad (1.67)$$

$$Q_{8G} = \frac{g}{8\pi^2} m_b \bar{s}_i \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma_5) T_{ij}^A b_j G_{\mu\nu}^A \quad (1.68)$$

5. Класс коробчатых операторов соответствует коробчатым диаграммам СМ. Один из операторов описывает процесс с изменением странности $\Delta S = 2$, второй - с изменением прелести $\Delta B = 2$.

$$Q(\Delta S = 2) = (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{s}d)_{V-A} \quad Q(\Delta B = 2) = (\bar{b}d)_{V-A} (\bar{b}d)_{V-A} \quad (1.69)$$

6. Полулептонные операторы возникают при описании процессов $B \rightarrow X_{s,d} \ell^+ \ell^-$, $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, $K_L \rightarrow \ell^+ \ell^-$, $B \rightarrow \ell^+ \ell^-$ и пр. Для процессов $\Delta B = 1$ гамильтониан с полулептонными операторами обобщает гамильтониан для $B \rightarrow X_s \gamma$.

$$Q_{7V} = (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{e}e)_V \quad Q_{7A} = (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{e}e)_A \quad (1.70)$$

$$Q_{9V} = (\bar{b}s)_{V-A} (\bar{e}e)_V \quad Q_{10A} = (\bar{b}d)_{V-A} (\bar{e}e)_A \quad (1.71)$$

$$Q(\bar{\nu}\nu) = (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{\nu}\nu)_{V-A} \quad Q(\bar{\mu}\mu) = (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{\mu}\mu)_{V-A} \quad (1.72)$$

1.4 Описание процессов $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$

Работы, посвященные теоретическим расчетам амплитуд полулептонных НТИА-распадов b -адронов, широко распространены в литературе. К ним относятся, например, [42–46]. В общем случае, переход $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ описывается эффективным гамильтонианом

$$\mathcal{H}_{\text{эфф.}} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}}V_{tb}V_{ts}^* \sum_{i=1}^{12} C_i(\mu)\mathcal{O}_i(\mu). \quad (1.73)$$

Операторы, входящие в разложение, включают в себя

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_1^q &= (\bar{s}_L\gamma_\mu T^A q_L)(\bar{q}_L\gamma_\mu T^A b_L), & \mathcal{O}_2^q &= (\bar{s}_L\gamma_\mu q_L)(\bar{q}_L\gamma_\mu b_L), \\ \mathcal{O}_3 &= (\bar{s}_L\gamma_\mu b_L) \sum_p (\bar{q}\gamma^\mu q), & \mathcal{O}_4 &= (\bar{s}_L\gamma_\mu T^A b_L) \sum_p (\bar{q}\gamma^\mu T^A q), \\ \mathcal{O}_5 &= (\bar{s}_L\gamma_\mu\gamma_\nu\gamma_\lambda b_L) \sum_p (\bar{q}\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\lambda q), & \mathcal{O}_6 &= (\bar{s}_L\gamma_\mu\gamma_\nu\gamma_\lambda T^A b_L) \sum_p (\bar{q}\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\lambda T^A q), \\ \mathcal{O}_7^{(\prime)} &= \frac{e}{16\pi^2}m_b(\bar{s}_{L(R)}\sigma_{\mu\nu}b_{R(L)})F^{\mu\nu}, & \mathcal{O}_8^{(\prime)} &= \frac{g_s}{16\pi^2}m_b(\bar{s}_{L(R)}\sigma_{\mu\nu}b_{R(L)})G_{\mu\nu}^\alpha, \\ \mathcal{O}_{9l}^{(\prime)} &= \frac{e^2}{16\pi^2}(\bar{s}_{L(R)}\gamma_\mu b_{L(R)})(\bar{l}\gamma^\mu l), & \mathcal{O}_{10l}^{(\prime)} &= \frac{e^2}{16\pi^2}(\bar{s}_{L(R)}\gamma_\mu b_{L(R)})(\bar{l}\gamma^\mu\gamma_5 l), \\ \mathcal{O}_S^{(\prime)} &= \frac{e^2}{16\pi^2}(\bar{s}_{R(L)}\gamma_\mu b_{L(R)})(\bar{l}l), & \mathcal{O}_P^{(\prime)} &= \frac{e^2}{16\pi^2}(\bar{s}_{R(L)}\gamma_\mu b_{L(R)})(\bar{l}\gamma_5 l). \end{aligned} \quad (1.74)$$

Здесь $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ – коммутаторы дираковских матриц; p – пять действующих в низкоэнергетичной теории ароматов кварков $p = u, d, s, c, b$; m_b – бегущая масса b -кварка в модифицированной схеме минимального вычитания $\overline{MS}$ [47] $m_b \equiv m_b(\mu)$. Для четырехкварковых операторов $\mathcal{O}_{(1,2)}^q$ индекс q обозначает верхние кварки эффективной теории $q = u, c$. Ввиду значительного подавления вкладов, пропорциональных $V_{ub}V_{us}^*$, операторы $\mathcal{O}_{(1,2)}^u$ обыкновенно не рассматриваются. По этой причине далее введено обозначение $\mathcal{O}_{(1,2)} \equiv \mathcal{O}_{(1,2)}^c$.

При ближайшем рассмотрении число операторов, вносящих значимый вклад в амплитуду процесса, может быть ограничено. Коэффициенты Вильсона при операторах, соответствующих правому току $\mathcal{O}_i'$ подавлены по отношению к коэффициентам при $\mathcal{O}_i$ на уровне юкавских констант [48] $C_i' \sim \frac{m_s}{m_b}C_i$. Вклады процессов СМ в скалярный и псевдоскалярный операторы посредством обмена виртуальным хиггсом также пренебрежимо малы даже для τ -лептонов в конечном состоянии: $C_{S,P}^{\text{СМ}} \sim \frac{m_\tau m_b}{m_W^2}$. Численные значения остальных коэффициентов Вильсона на масштабе $\mu = 4,2$ ГэВ согласно [43] представлены в таблице 2. Погрешности определяются из варьирования масштаба μ в пределах $m_b/2 \leq \mu \leq 2m_b$.

Эффективные коэффициенты Вильсона $C_i^{\text{эфф.}}$ вводятся как линейные комбинации из начальных коэффициентов C_i для удобства вычислений ввиду их независимости от схемы

Таблица 2 – Численные значения коэффициентов Вильсона из работы [43]

Коэффициент	Значение	Коэффициент	Значение
$C_1(\mu_b)$	$-0,291 \pm 0,009$	$C_2(\mu_b)$	$1,010 \pm 0,001$
$C_3(\mu_b)$	$-0,0062 \pm 0,0002$	$C_4(\mu_b)$	$-0,0873 \pm 0,0010$
$C_5(\mu_b)$	$0,0004 \pm 0,0010$	$C_6(\mu_b)$	$0,0012 \pm 0,0001$
$C_7^{\text{эфф.}}(\mu_b)$	$-0,450 \pm 0,050$	$C_8^{\text{эфф.}}(\mu_b)$	$-0,1829 \pm 0,0006$
$C_9(\mu_b)$	$0,0004 \pm 0,0010$	$C_{10}(\mu_b)$	$0,0012 \pm 0,0001$

перенормировки [37]. Они определяются согласно выражению

$$C_i^{\text{эфф.}}(\mu) = \begin{cases} C_i(\mu) & \text{для } i = 1, \dots, 6, 9, 10; \\ C_7(\mu) + \sum_{i=1}^6 y_i C_i(\mu) & \text{для } i = 7; \\ C_8(\mu) + \sum_{i=1}^6 z_i C_i(\mu) & \text{для } i = 8. \end{cases} \quad (1.75)$$

Числа y_i и z_i выбираются таким образом, чтобы ведущие порядки матричных элементов операторов $b \rightarrow s\gamma$ и $b \rightarrow sg$ эффективного гамильтониана были пропорциональны слагаемым ведущего порядка в разложении $C_7^{\text{эфф.}}$ и $C_8^{\text{эфф.}}$ соответственно. Согласно [37], разложение коэффициентов Вильсона при этом приобретает вид

$$C_i^{(\text{эфф.})}(\mu) = C_i^{(0)(\text{эфф.})}(\mu) + \frac{\alpha_S(\mu)}{4\pi} C_i^{(1)(\text{эфф.})}(\mu) + \dots \quad (1.76)$$

Далее для удобства записи используется переобозначение $C_i(\mu) \equiv C_i^{\text{эфф.}}(\mu)$.

НТИА процессы СМ оказывают заметный вклад в коэффициенты Вильсона при операторах $\mathcal{O}_{7,9l,10l}$ (также существует небольшой вклад в $\mathcal{O}'_7$). Процессы физики за пределами СМ могут вносить вклад в коэффициенты при всех операторах в форме $C_i = C_i^{\text{СМ}} + C_i^{\text{НФ}}$ [16].

В используемом базисе оператор $\mathcal{O}_7$ соответствует полулептонной пингвинной диаграмме СМ (переход $b \rightarrow s\gamma[\rightarrow \ell^+\ell^-]$ с фотонным пропагатором). Оператор $\mathcal{O}_{9l}$ описывает прямой переход $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ и включает в себя векторный ток заряженных лептонов, который также может быть связан с фотонным пропагатором. Это приводит к появлению вклада от диаграмм с введением операторов $(\mathcal{O}_1, \dots, \mathcal{O}_6)$ [36]. Оператор $\mathcal{O}_{10l}$, описывающий прямой переход $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ и включающий аксиальный ток не подвергается воздействию диаграмм с фотонными пропагаторами и потому не смешивается с операторами $(\mathcal{O}_1, \dots, \mathcal{O}_6)$.

1.4.1 Адронные эффекты в амплитуде распада

Смешивание операторов при спуске по шкале перенормировки до $\mu \sim m_b$ порождает эффект, ограничивающий точность теоретических расчетов амплитуд полулептонных распадов

вида $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$ [49]. В то время как тяжелые внутренние линии, принадлежащие t -кварку и $W^\pm/Z$ бозонам, сводятся к вершинам эффективной теории, пропагаторы s -кварков остаются динамической степенью свободы. Это приводит к возникновению нелокальных (или биликальных) эффектов: эффективная вершина перехода $b \rightarrow s$ и вершина с испусканием виртуального фотона оказываются разделены, причем характеристические интервалы в общем случае не малы.

Наиболее значительные нелокальные эффекты вызваны операторами ток-ток $\mathcal{O}_1$ и $\mathcal{O}_2$ с s -кварками, формирующими s -кварковые петли. При величине передачи четырехимпульса $q^2 \geq m_{J/\psi}^2$ s -кварковые петли становятся промежуточными векторными чармониевыми состояниями (J/ψ , $\psi(2S)$ и пр.), рождающимися на массовой поверхности и распадающимися на лептонную пару $\ell^+ \ell^-$ [43; 49]. Соответственно, при экспериментальном изучении процессов $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$ в области близ полюсов $q^2 = m_\psi^2$, где m_ψ – масса чармониевых резонансов, НТИА-процесс $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ оказывается незначительной добавкой к последовательному адронному распаду B мезона и лептонному распаду чармония $B \rightarrow M_s \psi (\rightarrow \ell^+ \ell^-)$. Область $4m_D^2 < q^2 < (m_B - m_{M_s})^2$ также характеризуется присутствием широких чармониевых резонансов. По этой причине экспериментальные исследования $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$ распадов производятся в областях инвариантных масс лептонной пары q^2 , исключая чармониевые резонансы.

Амплитуда распада $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$ может быть представлена как сумма локальных и нелокальных адронных матричных элементов. Локальные адронные вклады соответствуют эффективным диаграммам операторов $\mathcal{O}_{7,9l,10l}$ (Рис. 1.4), в то время как нелокальные вклады вызваны эффективными четырехкварковыми операторами $\mathcal{O}_{1,2}$ и эффективными КХД-пингвинными операторами $\mathcal{O}_{3-6,8}$ (Рис. 1.5 и 1.6).

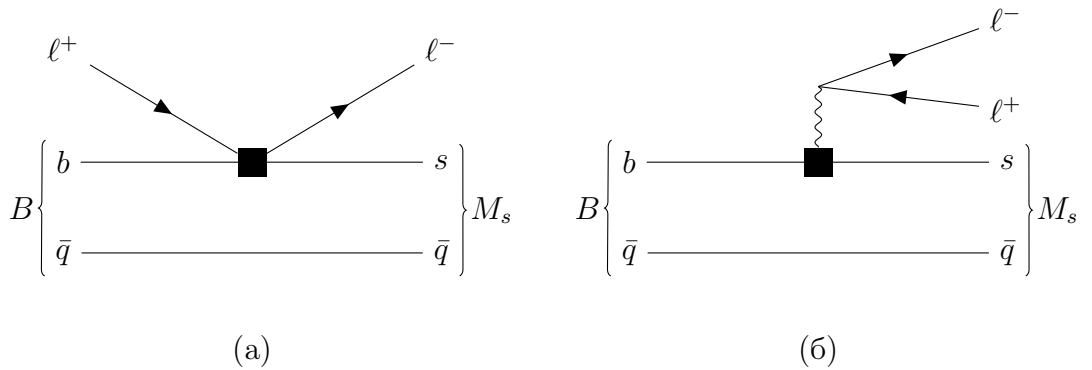


Рисунок 1.4 – Диаграммы с НТИА-вкладами эффективных операторов (черные квадраты) $\mathcal{O}_{9l,10l}$ (а) и $\mathcal{O}_7$ (б)

Амплитуда распада $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$ на адронном уровне в рассмотрении доминирующих

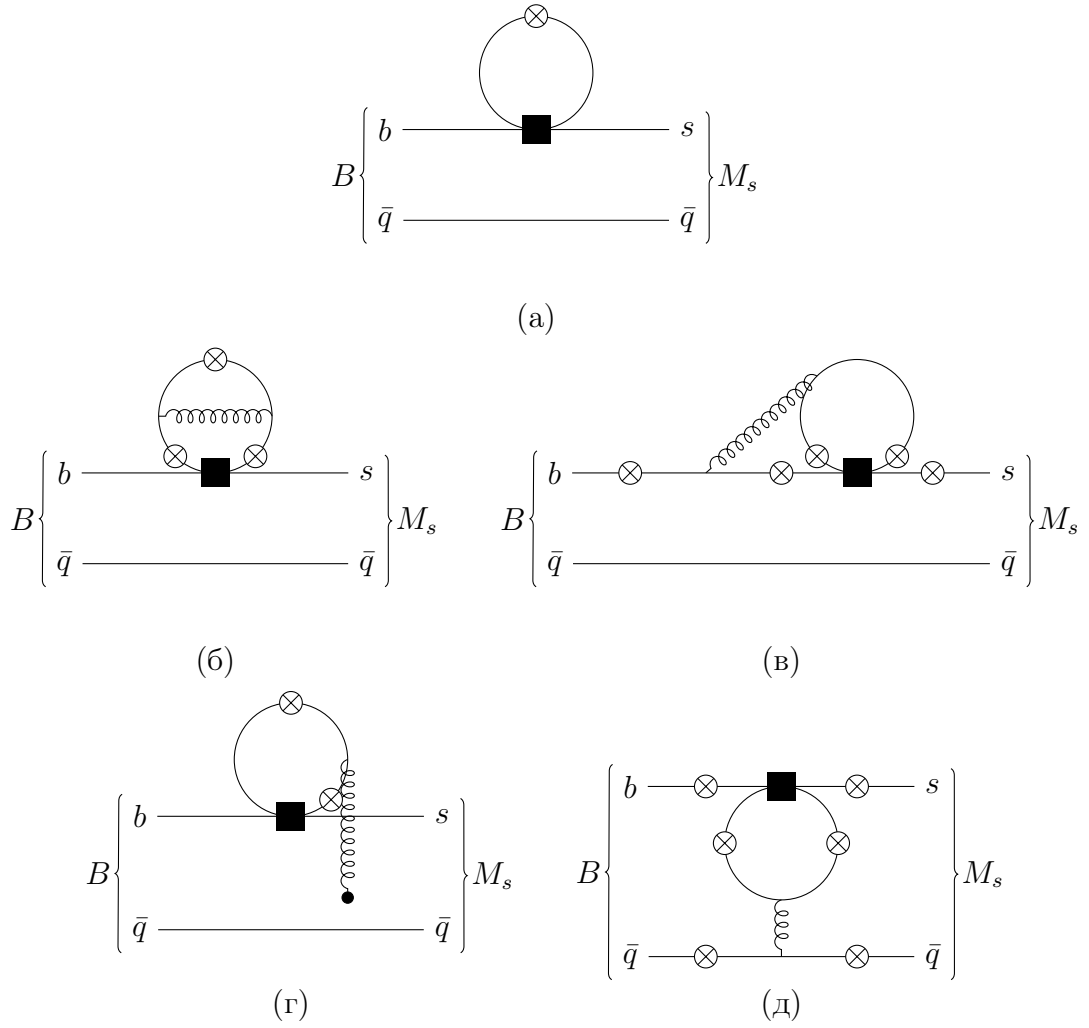


Рисунок 1.5 – Диаграммы с s -кварковыми петлями, вносящие вклад в амплитуду процесса $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$. Символы $\otimes$ соответствуют возможным вершинам испускания виртуального фотона $\gamma \rightarrow \ell^+\ell^-$. Представлены операторы $\mathcal{O}_{1,2}$ (а) и $\mathcal{O}_{3-6}$ (б-д). Глюонная линия (г) обозначает мягкий глюон

операторов представима в виде [16; 43; 44; 49]

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-) = & \frac{G_F \alpha_e V_{tb} V_{ts}^*}{\sqrt{2}\pi} \times \{ (C_9 L_V^\mu + C_{10} L_A^\mu) \mathcal{F}_\mu^{B \rightarrow M_s} - \\ & - \frac{L_V^\mu}{q^2} [2im_b C_7 \mathcal{F}_{T,\mu}^{B \rightarrow M_s} + 16\pi^2 \mathcal{H}_\mu^{B \rightarrow M_s}] \}, \end{aligned} \quad (1.77)$$

где q^2 – квадрат инвариантной массы лептонной пары; $L_{V(A)}^\mu$ – векторный и аксиальный лептонные токи $L_{V(A)}^\mu \equiv \bar{u}_l(q_1) \gamma^\mu (\gamma_5) v_l(q_2)$; $\mathcal{F}_{(T),\mu}^{B \rightarrow M_s}$ и $\mathcal{H}_\mu^{B \rightarrow M_s}$ – локальные и нелокальные матричные элементы:

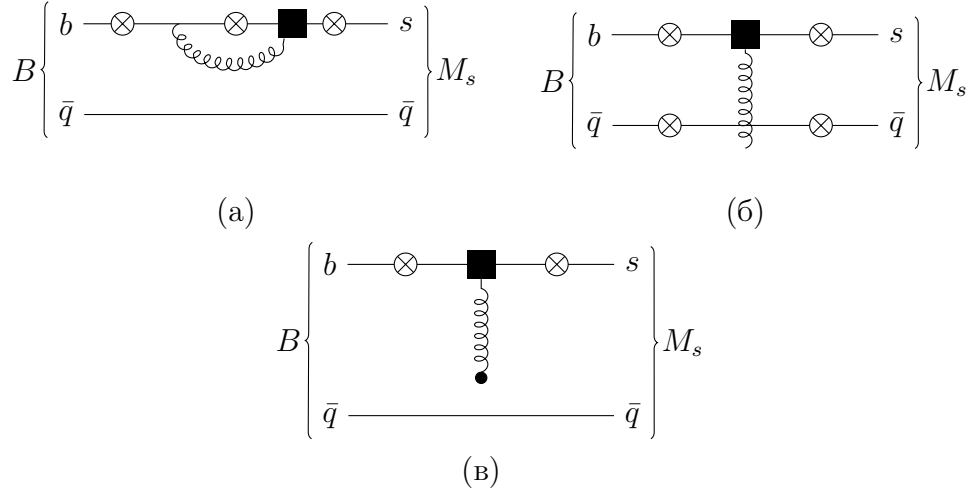


Рисунок 1.6 – Диаграммы эффективного оператора $\mathcal{O}_8$, вносящие вклад в амплитуду процесса $B \rightarrow K \ell^+ \ell^-$. Символы $\otimes$ соответствуют возможным вершинам испускания виртуального фотона. Глюонная линия (в) обозначает мягкий глюон

$$\mathcal{F}_\mu^{B \rightarrow M_s}(k, q) \equiv \langle M_s(k) | \bar{s}_L \gamma_\mu b_L | \bar{B}(q+k) \rangle, \quad (1.78)$$

$$\mathcal{F}_{T,\mu}^{B \rightarrow M_s}(k, q) \equiv \langle M_s(k) | \bar{s}_L \sigma_{\mu\nu} q^\nu b_R | \bar{B}(q+k) \rangle, \quad (1.79)$$

$$\mathcal{H}_\mu^{B \rightarrow M_s}(k, q) \equiv \sum_{p=u,d,s,c,b} \mathcal{H}_{p,\mu}^{B \rightarrow M_s}(k, q), \quad (1.80)$$

$$\mathcal{H}_{p,\mu}^{B \rightarrow M_s}(k, q) \equiv iQ_p \int d^4x e^{iq \cdot x} \times \quad (1.81)$$

$$\times \langle M_s(k) | \mathcal{T} \left\{ \bar{p} \gamma_\mu p(x), \left(\sum_{i=1}^6 C_i \mathcal{O}_i + C_8 \mathcal{O}_8 \right) (0) \right\} | \bar{B}(q+k) \rangle. \quad (1.82)$$

Здесь $\mathcal{T}$ - оператор хронологического упорядочения; p - пять кварков эффективной теории $p = u, d, c, s, b$; k - четырехимпульс M_s .

Как было показано выше, адронные матричные элементы описывают непертурбативные эффекты КХД. Их вычисление производится путём разложения на форм-факторы – скалярные функции квадрата передающегося четырехимпульса q^2 , параметризующие адронные распады. Разложение имеет вид

$$\mathcal{F}_{(T),\mu}^{B \rightarrow M_s}(k, q) \sim \sum_\lambda \mathcal{F}_{(T),\mu}^{B \rightarrow M_s}(q^2) \mathcal{S}_\mu^\lambda(k, q), \quad (1.83)$$

где $\mathcal{S}_\mu^\lambda(k, q)$ - лоренц-инварианты, составленные из четырехимпульсов мезонов.

Метод вычисления локальных форм-факторов зависит от рассматриваемой области q^2 . Как правило, в области малых значений q^2 метод правил сумм на световом конусе КХД даёт

более надежный результат [44]. С другой стороны, форм-факторы при больших q^2 вычисляются методом КХД на решетке [50]. В работах [44; 51] было показано, что для обеспечения наибольшей точности теоретических измерений результаты двух методов могут быть объединены параметризацией

$$\mathcal{F}_{(T),\lambda}^{B \rightarrow M_s}(q^2) = \frac{1}{1 - \frac{q^2}{m_{JP}^2}} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k^{\mathcal{F}} [z(q^2) - z(0)]^k, \quad (1.84)$$

где m_{JP} - масса наиболее легкого состояния $\bar{b}s$ с квантовыми числами J^P , соответствующего форм-фактору $\mathcal{F}_{(T),\lambda}^{B \rightarrow M_s}(q^2)$;

$$z(q^2) \equiv \frac{\sqrt{s_+ - q^2} - \sqrt{s_+ - s_0}}{\sqrt{s_+ - q^2} + \sqrt{s_+ - s_0}}, \quad (1.85)$$

$$s_+ \equiv (M_B + M_{M_s})^2, \quad (1.86)$$

$$s_0 \equiv (M_B + M_{M_s})(\sqrt{M_B} - \sqrt{M_{M_s}})^2. \quad (1.87)$$

Аналогично, нелокальные матричные элементы $\mathcal{H}_{p,\mu}^{B \rightarrow M_s}(k, q)$ могут быть разложены по нелокальным форм-факторам $\mathcal{H}_{p,\lambda}^{B \rightarrow M_s}(q^2)$:

$$\mathcal{H}_{p,\lambda}^{B \rightarrow M_s} \sim \sum_{\lambda} \mathcal{H}_{p,\lambda}^{B \rightarrow M_s}(q^2) \mathcal{S}_{\mu}^{\lambda}(k, q), \quad (1.88)$$

Вычисление нелокальных форм-факторов $\mathcal{H}_{p,\lambda}^{B \rightarrow M_s}$ является значительно более сложной задачей. Теоретические предсказания нелокальных форм-факторов выполняются в рамках КХД-факторизации [52; 53], которая позволяет выполнить пертурбативные расчеты чармониевой петли. Однако данный подход не позволяет получить корректные результаты для области выше $q^2 \geq 4 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и упускает потенциально значимые поправки для области $q^2 < 4 \text{ ГэВ}^2/c^4$. В качестве альтернативы выступают расчеты, основанные на экспериментальных измерениях парциальных ширин и угловых характеристик распадов $B \rightarrow M_s J/\psi$ и их интерполяции в рамках различных параметризаций [54]. Каждый из подходов характеризуется значительными систематическими погрешностями, ограничивающими прецизионность теоретических предсказаний амплитуд НТИА-процессов.

1.4.2 $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$ в области высоких значений q^2

В кинематической области $q^2 \geq 15 \text{ ГэВ}^2/c^4$, то есть выше чармониевых резонансов J/ψ и $\psi(2S)$, теоретическое описание значительно упрощается. Здесь вычисления форм-факторов в рамках КХД на решетке представляет собой наиболее эффективный подход [55]. Дополнительно, энергетический масштаб $q^2 \sim m_b^2 \gg 1 \text{ ГэВ}^2/c^4$ обеспечивает возможность производить

интегрирование по кварковым линиям «легких» кварков в петлевых диаграммах. Согласно авторам [56], соответствующие нелокальные адронные матричные элементы могут быть заменены поправками к эффективному коэффициенту $\hat{C}_9$ и универсальным сдвигом $\hat{C}_7$:

$$\begin{aligned}\hat{C}_9 &= C_9 + Y(q^2)_{q\bar{q}} + Y(q^2)_{b\bar{b}} + Y(q^2)_{c\bar{c}} \\ &\approx C_9 + h(q^2, m_c) \left(\frac{4}{3}C_1 + C_2 \right),\end{aligned}\tag{1.89}$$

$$\hat{C}_7 \approx 1,33C_7.\tag{1.90}$$

При этом эффекты от хвостов чармониевых резонансов продолжают оказывать влияние на амплитуду, увеличивающееся с приближением к полюсу $q^2 = m_{\psi(2S)}^2$. Однако интегрирование по внутренним линиям c -кварков позволяет «перенести» петлевые эффекты из операторных матричных элементов в эффективные коэффициенты Вильсона, описывающие эффекты коротких расстояний. Так, в работе [57] авторы показали, что вклад непертурбативных вкладов $c\bar{c}$ -резонансов может быть учтен в поправке $Y_{c\bar{c}}^\lambda(q^2)$ в виде разложения по амплитудам Брейта-Вигнера:

$$Y_{c\bar{c}}^\lambda(q^2) = -\frac{4}{9} \left(\frac{4}{3}C_1 + C_2 \right) \left[1 + \ln \left(\frac{m^2}{\mu^2} \right) \right] + \frac{16\pi^2}{\mathcal{F}_\lambda(q^2)} \sum_V \eta_V^\lambda e^{i\delta_V^\lambda} \frac{q^2}{m_V^2} A_V^{\text{res}}(q^2),\tag{1.91}$$

где $\mathcal{F}_\lambda(q^2)$ - линейные комбинации форм-факторов, соответствующих матричному элементу оператора $\mathcal{O}_9$, для продольной, поперечной и круговой поляризаций; параметры η_V^λ и δ_V^λ - экспериментальные величина и фаза амплитуды перехода $B \rightarrow KV \rightarrow K\ell^+\ell^-$; $V = J/\psi, \psi(2S), \dots$ - чармониевые резонансы; величина $A_V^{\text{res}}(q^2)$ - релятивистская брейт-вигнеровская амплитуда.

В области выше порога рождения $K\pi$ инклюзивный канал $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$ вырождается до эксклюзивного $B \rightarrow K \ell^+ \ell^-$. Малый импульс каона позволяет использовать формализм киральной пертурбативной теории тяжелых адронов (HNChPT, heavy hadron chiral perturbation theory) для вычисления форм-факторов с хорошей точностью [58].

Альтернативный подход подразумевает использование операторного разложения амплитуд полной КХД теории. Авторы [57] провели вычисления адронных амплитуд $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ распадов в рамках описанного формализма и продемонстрировали отличный контроль над систематическими погрешностями. Таким образом, теоретические расчеты области $q^2 > 15 \text{ ГэВ}^2/c^4$ менее подвержены влиянию систематических погрешностей, и потому могут быть осуществлены с дополнительной точностью.

Как было показано в работе [59], расчеты форм-факторов в модели Godfrey-Isgur [60] также хорошо согласуются со значениями, вычисленными в методологии КХД на решетке. В той же работе авторы продемонстрировали дополнительное преимущество области высоких значений q^2 : теоретические расчеты асимметрии продольной поляризации лептонов

$P_L(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)$, зависящие от коэффициентов Вильсона C_{9V} и C_{10A} , не подвержены эффектам больших расстояний в данной кинематической области (для $P_L(B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)$ это утверждение распространяется на всю доступную область q^2).

Следует также заметить, что, согласно авторам работы [61], область высоких q^2 может характеризоваться пониженной чувствительностью к некоторым моделям НФ. Так, рассчитанные авторами значения зарядовой асимметрии вперед-назад A_{FB} в рамках СМ и её минимального суперсимметричного расширения (MSSM, Minimal Supersymmetric Standard Model) оказались совпадающими в области высоких значений q^2 .

1.5 Адронные распады $B \rightarrow M_1 M_2$

Нейтральный ток с изменением аромата на кварковом уровне может проявляться как полностью адронный распад. Пример соответствующей диаграммы адронного распада $B \rightarrow M_1 M_2$ приведен на Рис. 1.7. Очевидно, не все адронные распады B мезона являются НТИА-процессами, однако в этом разделе и далее при обсуждении адронных распадов B подразумеваются именно переходы $b \rightarrow s$ и $b \rightarrow d$.

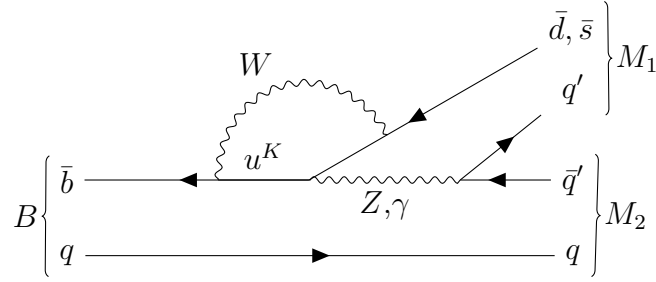


Рисунок 1.7 – Пример диаграммы Фейнмана адронного распада B -мезона с кварковым НТИА-переходом $b \rightarrow d, s$ в СМ

Адронные двухчастичные распады B мезонов на состояния VV , PV и PP , где P и V - псевдоскалярный и векторный мезоны соответственно, рассматриваются в формализме факторизации амплитуд распада в КХД [62–64]. Эффективный гамильтониан, описывающий распад, аналогичен (1.73). Набор операторов полностью определен выражениями (1.62), (1.64), (1.66) и (1.68).

Амплитуда распада таким образом параметризуется в виде

$$\mathcal{A}(B \rightarrow M_1 M_2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{ib} V_{is}^* C_i(\mu) \langle M_1 M_2 | Q_i | B \rangle(\mu) \quad (1.92)$$

Каждое слагаемое разложения включает в себя произведение элементов матрицы ККМ; коэффициент Вильсона C_i , описывающий эффекты коротких расстояний; и матричный эле-

мент оператора Q_i . Как и в случае полулептонных распадов, основное затруднение при вычислении амплитуды состоит в расчете матричных элементов или их сведению к пертурбативным объектам.

Расчет матричного элемента $\langle M_1 M_2 | Q_i | B \rangle$ в КХД на решетке очень сложен, поэтому он заменяется аппроксимацией – факторизацией на эффекты длинных и коротких расстояний. Эффекты коротких расстояний могут быть рассчитаны пертурбативными методами в разложении по степеням константы связи сильного взаимодействия $\alpha_s(m_b)$. Эффекты больших расстояний рассчитываются непертурбативно или вычисляются на основе экспериментальных данных.

В формализме КХД-факторизации матричные элементы каждого оператора эффективного гамильтониана выражаются в предложенной авторами [64] форме

$$\begin{aligned} \langle M'_1 M'_2 | Q_i | \bar{B} \rangle = & \sum_{\{M_1, M_2\} \in \{M'_1, M'_2\}} (F_j^{B \rightarrow M_1} T_{ij}^I * f_{M_2} \Phi_{M_2} + \\ & + T_i^{II} * f_B \Phi_B * f_{M'_1} \Phi_{M'_1} * f_{M'_2} \Phi_{M'_2}), \end{aligned} \quad (1.93)$$

где $F_j^{B \rightarrow M_1}$ – форм-фактор перехода; Φ_M – амплитуды распределения ведущего твиста на световом конусе; f_M – постоянная распада мезона; произведение $*$ подразумевает интегрирование по долям импульса конститuentных кварков мезонов на световом конусе. Функции жесткого рассеяния T_{ij}^I и T_i^{II} вычислимы пертурбативными методами [63].

Величина постоянной распада мезона определяется из соотношения

$$\langle M(q) | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | 0 \rangle = -i f_M q_\mu \quad (1.94)$$

Формула факторизации сводит вычисление адронных матричных элементов четырехкварковых операторов к более простым непертурбативным величинам и рассчитываемым функциям жесткого рассеяния T_{ij}^I и T_i^{II} . Ее применимость была обоснована в работах [62; 65; 66].

Вклады операторов, входящих в эффективный гамильтониан, могут быть переопределены в формате переходных операторов $\mathcal{T}_A$ и $\mathcal{T}_B$:

$$\langle M'_1 M'_2 | \mathcal{H}_{\text{эфф.}} | \bar{B} \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{p=u,c} V_{pb} V_{ps}^* \langle M'_1 M'_2 | \mathcal{T}_A^p + \mathcal{T}_B^p | \bar{B} \rangle \quad (1.95)$$

Вклад оператора $\mathcal{T}_B$ приводит к возникновению амплитуд слабой аннигиляции, в то время как амплитуда оператора $\mathcal{T}_A$ несет вклады от диаграмм ток-ток $Q_{1,2}$, КХД-пингвинов Q_{3-6} и электрослабых пингвинов Q_{7-10} . Переходные операторы в общем случае пропорцио-

нальны структурам

$$\mathcal{T}_A^p \sim \sum_i \alpha_i^p(M_1 M_2) A([\bar{q}_{M_1} q_{M_1}][\bar{q}_{M_2} q_{M_2}]), \quad (1.96)$$

$$\mathcal{T}_B^p \sim \sum_i b_i^p(M_1 M_2) \frac{B_{M_1 M_2}}{A_{M_1 M_2}} A([\bar{q}_{M_1} q_{M_1}][\bar{q}_{M_2} q_{M_2}]). \quad (1.97)$$

Коэффициенты $\alpha_i^p(M_1 M_2)$ и $b_i^p(M_1 M_2)$ включают в себя всю информацию о динамике системы, в то время как операторы A определяют композицию аромата конечного состояния:

$$\langle M'_1 M'_2 | \alpha_i^p(M_1 M_2) A([\bar{q}_{M_1} q_{M_1}][\bar{q}_{M_2} q_{M_2}]) | \bar{B} \rangle = \alpha_i^p(M'_1 M'_2) A_{M'_1 M'_2}, \quad (1.98)$$

Параметры $A_{M_1 M_2}$ и $B_{M_1 M_2}$ определяются из непертурбативных величин - форм-факторов и постоянных распада:

$$A_{M_1 M_2} = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \begin{cases} m_B^2 F_0^{B \rightarrow M_1}(0) f_{M_2} & \text{если } M_1 = M_2 = P, \\ -2m_B^2 A_0^{B \rightarrow M_1}(0) f_{M_2} & \text{если } M_1 = V, M_2 = P, \\ -2m_B^2 F_+^{B \rightarrow M_1}(0) f_{M_2} & \text{если } M_1 = P, M_2 = V. \end{cases} \quad (1.99)$$

$$B_{M_1 M_2} = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \begin{cases} f_{B_q} f_{M_1} f_{M_2} & \text{если } M_1 = M_2 = P, \\ -f_{B_q} f_{M_1} f_{M_2} & \text{если } M_{1(2)} = P, M_{2(1)} = V. \end{cases} \quad (1.100)$$

Коэффициенты α_i^p и b_i^p могут быть разложены на вклады от эффектов коротких расстояний - коэффициентов Вильсона - и непертурбативных поправок, выражающихся в форме нелокальных форм-факторов.

Таким образом, процессы $B \rightarrow M_1 M_2$ могут быть описаны в рамках общего формализма низкоэнергетичной эффективной теории методологией КХД-факторизации. Нелокальные форм-факторы являются основным источником систематических погрешностей, ограничивающим точность расчетов амплитуд процессов. При этом набор коэффициентов Вильсона, дающий наибольший вклад в адронные переходы $B \rightarrow M_1 M_2$ в общем случае отличается от набора, актуального для полулептонного распада $B \rightarrow M_s \ell^+ \ell^-$. Это приводит к комплексности исследований $b \rightarrow sq\bar{q}$ и $b \rightarrow s\ell^+ \ell^-$: различные наблюдаемые могут быть чувствительны к разным вкладам $\Delta C_i^{\text{НФ}} = C_i^{\text{эксп.}} - C_i^{\text{СМ}}$.

1.6 Выводы к первой главе

Несмотря на успехи СМ, её проблемы заставляют вести поиск более полной теории. Поскольку модели, расширяющие СМ, включают в себя новые частицы или взаимодействия, измерение связанных с ними эффектов является наиболее очевидным методом обнаружения НФ.

Такие измерения могут быть осуществлены напрямую: как распад частиц НФ на регистрируемые экспериментальной установкой частицы СМ. Частицы, слабо взаимодействующие со СМ, также могут быть обнаружены как потерянная энергия в детекторе с покрытием полного телесного угла.

Альтернативно, поиск эффектов физики за пределами СМ может быть осуществлен путём измерения отклонений измеренных амплитуд процессов от предсказанных теорией. Для надежного обнаружения вклада тяжелой НФ амплитуда процесса в СМ должна быть значительно подавлена.

Нейтральный ток с изменением аромата удовлетворяет указанным требованиям. Процессы НТИА запрещены на древесном уровне СМ и подавлены по механизму ГИМ в однопетлевых диаграммах. Среди НТИА-процессов выделяются переходы с измерением аромата нижних кварков $\Delta B, S = 1, 2$. Эффективная низкоэнергетическая теория, описывающая процессы НТИА, позволяет определить вклад НФ модельно-независимым способом: как поправку к эффективным коэффициентам Вильсона. Однако точности теоретических расчетов для НТИА-переходов ограничены систематическими погрешностями, связанными с непертурбативными эффектами КХД. По этой причине экспериментальный поиск отклонений от СМ сосредоточен на так называемых «оптимизированных наблюдаемых» – величинах, теоретический расчет которых подвержен наименьшему влиянию сложновычислимых эффектов. Обзор таких экспериментальных исследований приведен в следующей главе.

Глава 2. Обзор актуальных экспериментальных результатов

2.1 Оптимизированные параметры

Поскольку экспериментальные исследования физики частиц требуют больших временных и финансовых затрат, возникает естественный вопрос: какой НТИА-процесс (или класс процессов) является наиболее перспективным для исследования? Оказывается, что ответ определяется как доступностью конечного состояния для измерений, так и соотношением погрешностей экспериментальных результатов и теоретических расчетов. Как было показано в прошлой главе (раздел 1.4.1), точность расчетов амплитуд НТИА-процессов ограничена систематическими погрешностями, связанными с эффектами больших расстояний. Ввиду этого имеет смысл выбрать такие параметры, чье вычисление наименьшим образом зависело бы от непертурбативных эффектов. В этой главе приведен краткий обзор наблюдаемых, имеющих непосредственное отношение к теме диссертационного исследования. Рассмотрены наиболее актуальные результаты экспериментальных исследований связанных процессов, демонстрирующие отклонения от предсказаний СМ. Разбиение главы на разделы осуществлено по принципу классификации процесса. Заинтересованный в более подробной информации читатель может ознакомиться с работами [67; 68].

2.2 Исследование $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$

Кварковому переходу $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$ соответствуют полулептонные распады B мезонов и Λ_b барионов. Они чувствительны к эффектам НФ, в особенности к поправкам к коэффициентам Вильсона C_7 , C_{9l} и C_{10l} [67]. Измерения полулептонных распадов комплементарны измерениям лептонных распадов, чувствительных к НФ в C_7 и C_{10l} . Ввиду эффектов от рождения $c\bar{c}$ -резонансов близ полюсов $q^2 = m_{J/\psi, \psi(2S), \dots}^2$ измерения параметров в полулептонных распадах производятся в исключаяющих их областях, после чего результаты экстраполируются на полный спектр возможной q^2 . Современные данные по полулептонным распадам B мезонов и Λ_b барионов получены В-фабриками BaBar [69], Belle [70] и Belle II [71] и экспериментами LHCb [72], ATLAS [73] и CMS [74] Большого адронного коллайдера.

2.2.1 Измерения вероятностей распадов $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$

Вероятности полулептонных распадов $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ измерены экспериментами Belle и BaBar в процессах $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ и LHCb в протонных соударениях $pp \rightarrow BX$. Основные экспериментальные результаты по определению вероятностей для распадов заряженных

B^+ мезонов приведены в таблицах 3 и 4. Здесь и далее первая погрешность – статистическая, последующие – систематические.

Прецизионность экспериментальных измерений вероятностей $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ определяется статистическими погрешностями, то есть объемом обрабатываемых данных. Точность расчетов СМ также ограничена ввиду обсуждаемых в первой главе систематических эффектов. На момент написания текста диссертации редкие распады с τ -лептонами в конечном состоянии не были зарегистрированы, теоретические расчеты их вероятностей не приведены ввиду отсутствия сравнимых экспериментальных данных.

Таблица 3 – Избранные измерения вероятностей распадов $B^+ \rightarrow K^+\ell^+\ell^-$			
Канал	Вероятность распада	Область q^2 , ГэВ ² /с ⁴	Источник
$B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$	$(3,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Расчет СМ [48]
$*B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$	$(2,9_{-1,4}^{+1,5} \pm 1,3) \cdot 10^{-9}$	[1,1; 6,0]	LHCb [75]
$B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$	$(1,56_{-0,15-0,04}^{+0,19+0,06}) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	LHCb [76] (2014)
$B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$	$(5,75_{-0,61}^{+0,64} \pm 0,15) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Belle [77]
$B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$	$(5,1_{-1,1}^{+1,2} \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	BaBar [78]
$B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$	$(4,03 \pm 0,04) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Расчет СМ [79]
$*B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$	$(12,24 \pm 0,68) \cdot 10^{-8}$	[1,1; 6,0]	CMS [80]
$B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$	$(4,29 \pm 0,07 \pm 0,21) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	LHCb [81]
$B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$	$(6,24_{-0,61}^{+0,65} \pm 0,16) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Belle [77]
$B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$	$(4,1_{-1,5}^{+1,6} \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	BaBar [78]

Таблица 4 – Избранные результаты измерений вероятностей распадов $B^+ \rightarrow K^+(892)^*\ell^+\ell^-$

Канал	Вероятность распада	Область q^2 , ГэВ ² /с ⁴	Источник
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+e^+e^-$	$(16,4 \pm 5,1) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Расчет СМ [48]
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+e^+e^-$	$(13,8_{-4,2}^{+4,7} \pm 0,8) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	BaBar [78]
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+e^+e^-$	$(12,4_{-4,2}^{+5,0} \pm 2,0) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Belle [81]
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+\mu^+\mu^-$	$(13,26 \pm 1,15) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Расчет СМ [79]
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+\mu^+\mu^-$	$(9,24 \pm 0,93 \pm 0,67) \cdot 10^{-7}$	экстраполяция	LHCb [82]
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+\mu^+\mu^-$	$(14,6_{-7,5}^{+7,9} \pm 1,2) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	BaBar [78]
$B^+ \rightarrow K^*(892)^+\mu^+\mu^-$	$(12,4_{-2,7}^{+3,2} \pm 1,0) \cdot 10^{-7}$	исключая $s\bar{s}$	Belle [81]

2.2.2 Отношения лептонной универсальности R_M

Измерения вероятностей распадов могут быть скомбинированы в отношение R_M , определенное в общем случае, как

$$R_M[q_{min}^2, q_{max}^2] \equiv \frac{\int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} dq^2 \frac{d\Gamma(B \rightarrow M\mu^+\mu^-)}{dq^2}}{\int_{q_{min}^2}^{q_{max}^2} dq^2 \frac{d\Gamma(B \rightarrow Me^+e^-)}{dq^2}}, \quad (2.1)$$

где M - мезон в конечном состоянии (K, K^*, ϕ и пр.).

Как было показано в разделах 1.1.1 и 1.1.2, сила взаимодействия лептонов СМ с бозонами электрослабого взаимодействия не зависит от аромата лептона – эта спонтанная симметрия носит название лептонной универсальности. Соответственно, отношение R_M в СМ может быть однозначно предсказано:

$$R_M^{\text{СМ}} = 1 + O(m_\mu^2/m_b^2). \quad (2.2)$$

при интегрировании по всему пространству q^2 [83]. Лептонная универсальность может нарушаться в моделях НФ [84; 85].

Основное преимущество параметра R_M заключается в том, что при её строгом вычислении в любой области q^2 все пертурбативные и непертурбативные вклады КХД (за исключением тривиальных кинематических факторов) сокращаются. Величина систематических погрешностей, связанных с КЭД-поправками, мала и составляет $O(1\%)$ [86].

Аналогичный эффект – сокращение погрешностей ввиду использования отношения – проявляется в экспериментальном измерении R_M . Для того, чтобы проиллюстрировать это утверждение, рассмотрим обобщенную формулу параметра с позиции экспериментального измерения:

$$R_M^{\text{эксп.}} = \frac{\mathcal{N}(B \rightarrow M\mu^+\mu^-)}{\mathcal{N}(B \rightarrow Me^+e^-)} \cdot \frac{\varepsilon_{B \rightarrow Me^+e^-}}{\varepsilon_{B \rightarrow M\mu^+\mu^-}}. \quad (2.3)$$

Здесь $\mathcal{N}(B \rightarrow M\ell^+\ell^-)$ – выход канала $B \rightarrow M\ell^+\ell^-$ (обыкновенно получаемый посредством параметризации распределения отобранных событий), а $\varepsilon_{B \rightarrow M\ell^+\ell^-}$ – полная эффективность отбора событий $B \rightarrow M\ell^+\ell^-$.

Основными источниками систематических погрешностей являются выбор полной модели параметризации и эффективности, измеряемые, как правило, на основе симулированных процессов. Поскольку состояния Me^+e^- и $M\mu^+\mu^-$ в общем случае регистрируются различными способами и характеризуются разными источниками погрешностей в определении эффективностей, последние не обязаны сокращаться в отношении R_M . Однако, возможно

составить двойное отношение:

$$R_M^{\text{эксп.}} \rightarrow \frac{R_M^{\text{эксп.}}}{r_{J/\psi}} = \frac{\mathcal{N}(B \rightarrow M\mu^+\mu^-)}{\mathcal{N}(B \rightarrow Me^+e^-)} \cdot \frac{\varepsilon_{B \rightarrow Me^+e^-}}{\varepsilon_{B \rightarrow M\mu^+\mu^-}} \times \frac{\mathcal{N}(B \rightarrow MJ/\psi(\rightarrow e^+e^-))}{\mathcal{N}(B \rightarrow MJ/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-))} \cdot \frac{\varepsilon_{B \rightarrow MJ/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)}}{\varepsilon_{B \rightarrow MJ/\psi(\rightarrow e^+e^-)}}, \quad (2.4)$$

где величина $r_{J/\psi}$ является аналогом R_M для моды распада с промежуточным чармониевым резонансом.

Резонансный рост амплитуд процессов с промежуточным $c\bar{c}$ состоянием в областях близ полюсов $q^2 = m_\psi^2$ приводит к значительному избытку регистрируемых распадов $B \rightarrow MJ/\psi(\rightarrow \ell^+\ell^-)$. Как следствие, этот процесс хорошо измерен, а равенство $r_{J/\psi} = 1$ надежно установлено. Поэтому эта величина может играть роль «стандартной свечи» для измерения соотношения лептонной универсальности R_M в редких распадах. Более того, ввод $r_{J/\psi}$ в формулу (2.4) не должен приводить к изменениям значения R_M . В то же время, появившиеся отношения эффективностей редкого и резонансного каналов одной лептонной моды позволяют сократить или подавить значительную часть систематических погрешностей, связанных с эффектами, проявляющимися в равной степени в обоих каналах.

Измерение величины R_K в распадах $B^+ \rightarrow K^+\ell^+\ell^-$, опубликованное коллаборацией LHCb в 2014 г. [76] продемонстрировало заметное отклонение от предсказаний СМ:

$$R_K^{\text{LHCb 2014}} = 0,745^{+0,090}_{-0,074} \pm 0,036 \quad q^2 \in [1,0; 6,0] \text{ ГэВ}^2/c^4$$

Статистическая значимость отклонения составила 2.6σ . Полученный результат вызвал значительный интерес ввиду возможного указания на эффекты НФ (см., например, [86]). Впоследствии измерения параметров лептонной универсальности неоднократно повторялись и уточнялись. Последние результаты LHCb [87] указывают на сохранение лептонной универсальности в области $q^2 \in [1,0; 6,0] \text{ ГэВ}^2/c^4$ с высокой точностью, однако необходимы дальнейшие исследования.

Актуальные на момент написания текста диссертации значения параметров R_M представлены в таблицах 5 и 6.

Как можно увидеть, экспериментальные результаты Belle, BaBar и CMS указывают на отклонение отношения R_K от единицы в области $q^2 \in [1,0; 6,0] \text{ ГэВ}^2/c^4$, при этом большинство измерений демонстрируют избыток распадов на электронную моду по сравнению с мюонной. Это согласуется с измерениями вероятностей мюонных мод распадов, проведенными LHCb [81], оказавшимися ниже предсказанных значений. Данное наблюдение может быть указанием на проявление эффектов НФ, нарушающих лептонную универсальность.

Таблица 5 – Избранные результаты измерений отношения R_K

Параметр	Значение	Область q^2 , ГэВ ² /с ⁴	Источник
R_K^{CM}	$1,00 \pm 0,01$	$[0,1; 1,1]$	Расчеты СМ [86]
R_{K^+}	$0,994^{+0,090+0,029}_{-0,082-0,027}$	$[0,1; 1,1]$	ЛHCb [87]
R_K^{CM}	$1,00 \pm 0,01$	$[1,1; 6,0]$	Расчеты СМ [86]
$R_{K_S^0}$	$0,55^{+0,46}_{-0,34} \pm 0,01$	$[1,0; 6,0]$	Belle [77]
R_{K^+}	$1,39^{+0,36}_{-0,33} \pm 0,02$	$[1,0; 6,0]$	Belle [77]
R_{K^+}	$0,949^{+0,042+0,022}_{-0,041-0,022}$	$[1,1; 6,0]$	ЛHCb [87]
R_{K^+}	$0,78^{+0,47}_{-0,23}$	$[1,1; 6,0]$	CMS [80]
R_K	$0,74^{+0,40}_{-0,31} \pm 0,06$	$[0,1; 8,12]$	BaBar [88]
R_K^{CM}	$1,00 \pm 0,04$	$> 14,8$	Расчеты СМ [86]
$R_{K_S^0}$	$1,57^{+1,28}_{-1,00} \pm 0,02$	$> 14,8$	Belle [77]
R_{K^+}	$1,13^{+0,31}_{-0,28} \pm 0,01$	$> 14,8$	Belle [77]
R_K	$1,43^{+0,65}_{-0,44} \pm 0,12$	$> 10,11$	BaBar [88]
R_K	$1,03 \pm 0,19 \pm 0,06$	$> 0,1$	Belle [89]
R_K	$1,00^{+0,31}_{-0,25} \pm 0,07$	$> 0,1$	BaBar [88]
$R_{K_S^0}$	$1,29^{+0,52}_{-0,45} \pm 0,01$	$> 0,1$	Belle [77]
R_{K^+}	$1,08^{+0,16}_{-0,15} \pm 0,02$	$> 0,1$	Belle [77]

Так, например, константы связи Z' бозона или LQ лептокварка, обеспечивающего распад на древесном уровне в НФ, могут различаться в зависимости от поколения лептона в вершине.

Результаты Belle и BaBar в области $q^2 > 14,8$ ГэВ²/с⁴ наоборот превышают единицу, но при этом характеризуются значительными погрешностями. Наиболее актуальные результаты ЛHCb в области $q^2 \in [1,0; 6,0]$ ГэВ²/с⁴ соответствуют гипотезе сохранения лептонной универсальности, а их точность на порядок превышает точность измерений В-фабрик. Величина R_K в области $q^2 > 14,8$ ГэВ²/с⁴ ранее не была измерена ЛHCb. Это актуализирует задачу измерения R_K в области высоких значений q^2 на ЛHCb. Данное измерение было выполнено в ходе диссертационного исследования, его описание приведено в главе 5.

Измерения параметра R_{K^*} на Belle, BaBar и ЛHCb в области $q^2 \in [1,0; 6,0]$ ГэВ²/с⁴ согласуются между собой и с предсказанием СМ. Область высоких значений $q^2 > 15,0$ исследована менее прецизионно.

Измеренные коллаборацией ЛHCb дифференциальные вероятности распадов $d\mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-)/dq^2$ оказались ниже предсказаний СМ на величину, достигающую $3,6\sigma$ в стандарт-

Таблица 6 – Избранные результаты измерений отношения R_{K^*}

Параметр	Значение	Область q^2 , ГэВ ² /с ⁴	Источник
$R_{K^*}^{\text{CM}}$	$0,906 \pm 0,028$	$[0,1; 1,1]$	Расчеты СМ [86]
R_{K^*0}	$0,927^{+0,093+0,036}_{-0,087-0,035}$	$[0,1; 1,1]$	LHCb [87]
$R_{K^*}^{\text{CM}}$	$1,00 \pm 0,01$	$[1,1; 6,0]$	Расчеты СМ [86]
R_{K^*0}	$1,06^{+0,63}_{-0,38} \pm 0,14$	$[1,1; 6,0]$	Belle [90]
$R_{K^{*+}}$	$0,72^{+0,99}_{-0,44} \pm 0,15$	$[1,1; 6,0]$	Belle [90]
R_{K^*0}	$1,027^{+0,072+0,027}_{-0,068-0,026}$	$[1,1; 6,0]$	LHCb [87]
R_{K^*}	$1,06^{+0,48}_{-0,33} \pm 0,08$	$[0,1; 8,12]$	BaBar [88]
$R_{K^*}^{\text{CM}}$	$1,00 \pm 0,04$	$[15; 19]$	Расчеты СМ [86]
R_{K^*0}	$1,12^{+0,61}_{-0,36} \pm 0,10$	$[15; 19]$	Belle [90]
$R_{K^{*+}}$	$1,40^{+1,99}_{-0,68} \pm 0,12$	$[15; 19]$	Belle [90]
R_{K^*}	$1,18^{+0,55}_{-0,37} \pm 0,11$	$> 10,11$	BaBar [88]
R_{K^*}	$1,13^{+0,34}_{-0,26} \pm 0,10$	$> 0,1$	BaBar [88]
R_{K^*}	$0,83 \pm 0,17 \pm 0,08$	$> 0,1$	Belle [89]
R_{K^*0}	$1,12^{+0,27}_{-0,21} \pm 0,09$	$> 0,045$	Belle [90]
$R_{K^{*+}}$	$0,70^{+0,24}_{-0,19} \pm 0,06$	$> 0,045$	Belle [90]

ных отклонениях [91]. С учетом общей неопределенности в измерениях параметров лептонной универсальности, исследование отношения R_ϕ представляет особый интерес.

2.2.3 Оптимизированные угловые параметры

Дифференцированная по кинематическим переменным ширина распада $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ может быть описана с использованием квадрата инвариантной массы лептонной пары q^2 и углов $\vec{\Omega} = (\theta_l, \theta_K, \phi)$. Переменная θ_l обозначает угол между $\ell^+(\ell^-)$ и направлением, противоположным вектору импульса $B(\bar{B})$ в системе покоя лептонной пары. Переменная θ_K обозначает угол между вектором импульса каона в системе покоя $K^*(\bar{K}^*)$ и вектором импульса $K^*(\bar{K}^*)$ в системе покоя $B(\bar{B})$. Наконец, переменная ϕ - это угол между плоскостью, в которой лежат вектора импульсов продуктов распада $K^*(\bar{K}^*)$ и плоскостью векторов лептонной пары в системе покоя $B(\bar{B})$ [92; 93]. Обозначив дифференциальные ширины распадов для B и $\bar{B}$ как Γ и $\bar{\Gamma}$ и проведя их усреднение, можем записать для данной области q^2 в

конфигурации P -волны

$$\begin{aligned}
\frac{1}{d(\Gamma + \bar{\Gamma})/dq^2} \frac{d^4(\Gamma + \bar{\Gamma})}{dq^2 d\vec{\Omega}} = & \frac{9}{32\pi} \left[\frac{3}{4} (1 - F_L) \sin^2 \theta_K + F_L \cos^2 \theta_K + \right. \\
& + \frac{1}{4} (1 - F_L) \sin^2 \theta_K \cos 2\theta_l - \\
& - F_L \cos^2 \theta_K \cos 2\theta_l + S_3 \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_l \cos 2\phi + \\
& + S_4 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \cos \phi + S_5 \sin 2\theta_K \sin \theta_l \cos \phi + \\
& + \frac{4}{3} A_{\text{FB}} \sin^2 \theta_K \cos \theta_l + S_7 \sin 2\theta_K \sin \theta_l \sin \phi + \\
& \left. + S_8 \sin 2\theta_K \sin 2\theta_l \sin \phi + S_9 \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_l \sin 2\phi \right]. \tag{2.5}
\end{aligned}$$

Здесь F_L – доля продольно поляризованных K^* мезонов, $A_{\text{FB}} \equiv S_6$ – асимметрия вперед-назад лептонной пары, базис CP -усредненных угловых коэффициентов S_i построен на основе восьми поперечных амплитуд $A_{\perp, \parallel, 0}^{L,R}$, A_t и A_S . Доля продольно поляризованных K^* также может быть выражена в терминах амплитуд $A_{\perp, \parallel, 0}^{L,R}$. Подробное описание базиса поперечных амплитуд и угловых коэффициентов приведено в работах [42; 94; 95].

При рассмотрении угловой ширины распада следует учесть, что системы продуктов распада $K^* K_S^0 \pi^+$ и $K^+ \pi^-$ (для заряженных и нейтральных B мезонов соответственно) могут находиться в состоянии S -волны. Угловая ширина распада в таком случае должна быть модифицирована:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{d(\Gamma + \bar{\Gamma})/dq^2} \frac{d^4(\Gamma + \bar{\Gamma})}{dq^2 d\vec{\Omega}} (P + S) = & (1 - F_S) \frac{1}{d(\Gamma + \bar{\Gamma})/dq^2} \frac{d^4(\Gamma + \bar{\Gamma})}{dq^2 d\vec{\Omega}} (P) + \\
& + \frac{3}{16\pi} F_S \sin^2 \theta_l + \\
& + \frac{9}{32\pi} (S_{11} + S_{13} \cos 2\theta_l) \cos \theta_K + \\
& + \frac{9}{32\pi} (S_{14} \sin 2\theta_l + S_{15} \sin \theta_l) \sin \theta_K \cos \phi + \\
& + \frac{9}{32\pi} (S_{16} \sin \theta_l + S_{17} \sin 2\theta_l) \sin \theta_K \sin \phi. \tag{2.6}
\end{aligned}$$

Здесь F_S обозначает долю вклада S -волны, а коэффициенты S_{1i} описывают интерференцию между S - и P -амплитудами.

На основе базиса F_L, S_i, A_{FB} возможно построение набора оптимизированных параметров, теоретические расчеты которых не подвержены влиянию больших систематических погрешностей от непертурбативных адронных форм-факторов перехода $B \rightarrow K^*$ [96]. В базисе, используемом коллаборацией LHCb, набор оптимизированных параметров включает в себя

следующие величины:

$$P_1 = \frac{2S_3}{(1 - F_L)} = A_T^{(2)}, \quad P_2 = \frac{2}{3} \frac{A_{\text{FB}}}{(1 - F_L)}, \quad (2.7)$$

$$P_3 = -\frac{S_9}{(1 - F_L)}, \quad P'_{4,5,8} = \frac{S_{4,5,8}}{\sqrt{F_L(1 - F_L)}}, \quad (2.8)$$

$$P'_6 = \frac{S_7}{\sqrt{F_L(1 - F_L)}}, \quad (2.9)$$

где $A_T^{(2)}$ – одна из поперечных симметрий, введенных в работе [95].

Согласно [97], в СМ штрихованные параметры $P'_{4,5,6}$ эквивалентны нештрихованным $P_{4,5,6}$: поскольку для них $P'_i = P_i \sqrt{1 \pm P_1}$ (здесь $i = 4, 5, 6$, знак «плюс» в корне ставится для P'_5 , знак «минус» – в остальных случаях), а $P_1^{\text{СМ}} \simeq 0$. Штрихованные переменные при этом более просты для экспериментального измерения.

Измеренные в 2013 году в эксперименте LHCb значения оптимизированных угловых параметров для канала $B^0 \rightarrow K^*(892)^0 \mu^+ \mu^-$ продемонстрировали локальное расхождение с предсказанием СМ со статистической значимостью 3.7σ для величины P'_5 в области малых значений q^2 [98]. Последующие измерения также указали на наличие локальных расхождений, объяснимых сдвигом в значении коэффициента Вильсона C_9 [99; 100]. В таблицах 7 и 8 приведены величины актуальных измерений параметров P'_5 и P_2 , характеризующихся заметными отклонениями и потому представляющих наибольший интерес.

Таблица 7 – Избранные результаты измерений параметра P'_5

Параметр	Значение	Область q^2 , ГэВ ² /с ⁴	Источник
$P'_5, B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$	$-0,43 \pm 0,12$	[1,1; 6,0]	Расчет СМ [68]
$P'_5, B^+ \rightarrow K^{*+} \mu^+ \mu^-$	$-0,07 \pm 0,25 \pm 0,04$	[1,1; 6,0]	LHCb [101]
$P'_5, B^0 \rightarrow K^{*0} e^+ e^-$	$-0,16 \pm 0,11 \pm 0,11$	[1,1; 6,0]	LHCb [102]
$P'_5, B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	$-0,049 \pm 0,110 \pm 0,014$	[1,1; 6,0]	LHCb [94]
$P'_5, B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	$0,01 \pm 0,21 \pm 0,08$	[1,1; 6,0]	ATLAS [103]
$P'_5, B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	$-0,15 \pm 0,11 \pm 0,03$	[1,1; 6,0]	CMS [104]
$P'_5, B \rightarrow K^* e^+ e^-$	$-0,22^{+0,39}_{-0,41} \pm 0,03$	[1,0; 6,0]	Belle [105]
$P'_5, B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$	$0,43^{+0,26}_{-0,28} \pm 0,10$	[1,0; 6,0]	Belle [105]

2.2.4 Глобальные подгонки параметров

Экспериментальные исследования переходов $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$ и $b \rightarrow s \gamma$ используются для вычисления коэффициентов Вильсона $\mathcal{C}_7^{(\prime)}$, $\mathcal{C}_9^{(\prime)}$ и $\mathcal{C}_{10}^{(\prime)}$ [68; 106; 107]. Они указывают на

Таблица 8 – Избранные результаты измерений параметра P_2

Параметр	Значение	Область q^2 , ГэВ ² /с ⁴	Источник
$P_2, B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$	$0,12 \pm 0,12$	[1,1; 6,0]	Расчет СМ [68]
$P_2, B^+ \rightarrow K^{*+} \mu^+ \mu^-$	$-0,13 \pm 0,13 \pm 0,05$	[1,1; 6,0]	ЛНСб [101]
$P_2, B^0 \rightarrow K^{*0} e^+ e^-$	$-0,23 \pm 0,11 \pm 0,11$	[1,1; 6,0]	ЛНСб [102]
$P_2, B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	$-0,162 \pm 0,072 \pm 0,010$	[1,1; 6,0]	ЛНСб [94]
$P_2, B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$	$-0,14^{+0,18}_{-0,14} \pm 0,05$	[1,1; 6,0]	CMS [104]

общую тенденцию отклонений, а именно – на сдвиг коэффициента $\mathcal{C}_9$ или комбинации коэффициентов $\mathcal{C}_9$ и $\mathcal{C}_{10}$ от теоретических предсказаний СМ. На Рис. 2.1 [26] представлены контуры 1σ и 2σ глобальной подгонки коэффициентов Вильсона $\mathcal{C}_9$ и $\mathcal{C}_{10}$ на основе всех проведенных измерений (оранжевый), данных по угловым параметрам (желтый) и комбинированных измерений R_K и R_{K^*} (синий) для а) независимых коэффициентов и б) связи $\Delta\mathcal{C}_9 = -\mathcal{C}_{10}$. Экспериментальные измерения согласуются между собой, но демонстрируют небольшие отклонения от предсказаний СМ.

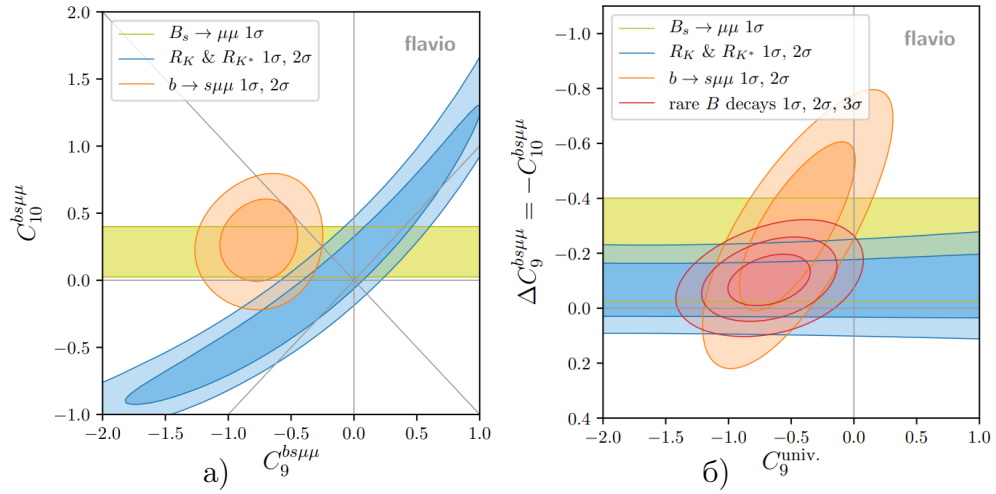


Рисунок 2.1 – Результаты глобальных подгонок коэффициентов $\mathcal{C}_9$ и $\mathcal{C}_{10}$ на основе R_K , R_{K^*} и $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ а) для независимых коэффициентов и б) для $\Delta\mathcal{C}_9 = -\mathcal{C}_{10}$ [26]

Следует подчеркнуть, что статистическая значимость данной интерпретации недостаточна для однозначном утверждении об открытии НФ. Основные ограничения определяются систематическими погрешностями в теоретических расчетах угловых параметров и вероятностей НТИА-распадов $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$. При этом расчеты оптимизированного параметра R_K исключают подобные источники погрешностей.

2.3 Исследование перехода $b \rightarrow s$ в распадах $B \rightarrow M_1 M_2$

Аномалии в измерениях отношений лептонной универсальности $R_{K^{(*)}}$ и угловых параметров P_2 , P'_5 в переходах $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, а также отклонения от СМ в измерениях отношения $R_{D^{(*)}}$ (измеряемого по аналогии с $R_{K^{(*)}}$ в заряженном токе $b \rightarrow c\ell\nu$, где $\ell = \mu, \tau$) привлекли большое внимание ко всем процессам, способным подтвердить или опровергнуть гипотезу НФ в распадах B мезонов (пример актуальной дискуссии таких гипотез представлен в работе [108]). Среди перспективных процессов можно выделить адронные распады B мезонов с кварковым переходом $b \rightarrow s, d$. Примеры диаграмм этих распадов приведены на Рис. 2.2.

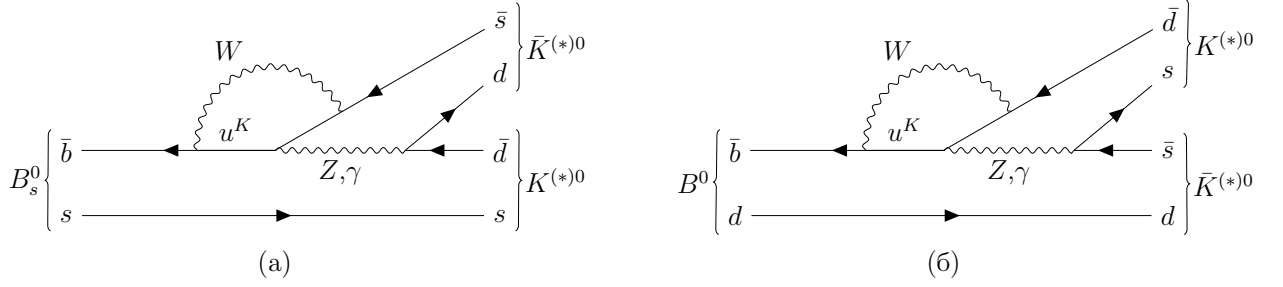


Рисунок 2.2 – Примеры диаграмм Фейнмана для распадов $B_s^0 \rightarrow K^{(*)0} \bar{K}^{(*)0}$ (а) и $B^0 \rightarrow K^{(*)0} \bar{K}^{(*)0}$ (б)

По сравнению с полулептонными распадами, эти процессы подвержены более значительным погрешностям при вычислении теоретических амплитуд [109]. Однако, как и в случае $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, эти погрешности могут быть сокращены при рассмотрении относительных величин.

В работе [14] авторы ввели определение L -параметров для распадов $B_{d,s}^0 \rightarrow K^{*0} \bar{K}^{*0}$. Эта величина состоит из произведения отношений вероятностей и параметров продольной поляризации двух распадов. Обобщив на любое конечное состояние из двух векторных мезонов, авторы определили $L_{V_1 V_2}$ как

$$L_{V_1 V_2} = \frac{\mathcal{B}_{b \rightarrow s} g_{b \rightarrow d} f_L^{b \rightarrow s}}{\mathcal{B}_{b \rightarrow d} g_{b \rightarrow s} f_L^{b \rightarrow d}}, \quad (2.10)$$

где $\mathcal{B}_{b \rightarrow q}$ – вероятность распада $B_Q \rightarrow V_1 V_2$, соответствующего переходу $b \rightarrow q$ на кварковом уровне; $f_L^{b \rightarrow q}$ – доля его продольно поляризованной компоненты; $g_{b \rightarrow q}$ – множитель фазового пространства соответствующего распада.

Величина $L_{V_1 V_2}$ связана с амплитудами распада B_Q в продольно поляризованную пару $V_1 V_2$:

$$L_{V_1 V_2} = \frac{|A_0^s|^2 + |\bar{A}_0^s|^2}{|A_0^d|^2 + |\bar{A}_0^d|^2}. \quad (2.11)$$

Авторы показали, что это отношение может вычислено с хорошей точностью.

Продолжив разработку L -параметров в статье [110], коллектив авторов ввел аналогичные величины для случаев $B_Q \rightarrow VP$ и $B_Q \rightarrow PP$ (здесь P – псевдоскалярный мезон). В случае двух псевдоскаляров оптимизированный параметр имеет вид

$$L_{P_1 P_2} = \rho(m_{P_1}, m_{P_2}) \frac{\mathcal{B}_{b \rightarrow s}}{\mathcal{B}_{b \rightarrow d}} = \frac{|A^s|^2 + |\bar{A}^s|^2}{|A^d|^2 + |\bar{A}^d|^2} \quad (2.12)$$

(здесь введена функция $\rho(m_1, m_2)$ – отношение множителей фазовых пространств).

Для конечного состояния «вектор-псевдоскаляр» можно ввести пять параметров. В порядке уменьшения их чувствительности к НФ это:

$$\hat{L}_{V(P)} = \rho(m_P, m_V) \frac{\mathcal{B}(\bar{B}_s \rightarrow V(P)\bar{P}(\bar{V}))}{\mathcal{B}(\bar{B}_d \rightarrow \bar{V}(\bar{P})P(V))} = \frac{|A^s|^2 + |\bar{A}^s|^2}{|A^d|^2 + |\bar{A}^d|^2} \quad (2.13)$$

$$L_{V(P)} = 2\rho(m_P, m_V) \frac{\mathcal{B}(\bar{B}_s \rightarrow V(P)\bar{P}(\bar{V}))}{\mathcal{B}(\bar{B}_d \rightarrow \bar{V}P) + \mathcal{B}(\bar{B}_d \rightarrow \bar{P}V)} \quad (2.14)$$

$$L_{\text{total}} = \rho(m_P, m_V) \frac{\mathcal{B}(\bar{B}_s \rightarrow V\bar{P}) + \mathcal{B}(\bar{B}_s \rightarrow P\bar{V})}{\mathcal{B}(\bar{B}_d \rightarrow \bar{V}P) + \mathcal{B}(\bar{B}_d \rightarrow \bar{P}V)} \quad (2.15)$$

Проведя анализ L -параметров в рамках операторного базиса ЭТП, авторы продемонстрировали их чувствительность ко вкладам НФ, изменяющим коэффициент Вильсона C_{4q} (соответствует глюонному пингвинному оператору) и $C_{8q}^{\text{эфф.}}$ (хромоманнитный оператор). Вычисленные в рамках СМ и полученные из экспериментов значения L -параметров для процессов $\bar{B}_{s,d} \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^*(892)^0$, $B_{s,d} \rightarrow K^0 K^*(892)^0$ и $\bar{B}_{s,d} \rightarrow \bar{K}^0 K^0$ приведены в таблице 9. Все величины взяты из работы [110].

Таблица 9 – Оптимизированные L -параметры для распадов $B_{s,d}^0 \rightarrow K^{(*)0} K^{(*)0}$ [110]

Параметр	Эксперимент	Расчет СМ
$L_{K^* \bar{K}^*}$	$4,43 \pm 0,92$	$19,53^{+9,14}_{-6,64}$
$L_{K \bar{K}}$	$14,58 \pm 3,37$	$26,00^{+3,88}_{-3,59}$
$\hat{L}_K$	— — —	$25,01^{+4,21}_{-4,07}$
$\hat{L}_{K^*}$	— — —	$21,30^{+7,19}_{-6,30}$
L_K	— — —	$29,16^{+5,49}_{-5,25}$
L_{K^*}	— — —	$17,44^{+6,59}_{-5,82}$
L_{total}	— — —	$23,48^{+3,95}_{-3,82}$

Как можно увидеть, экспериментальная половина таблицы полна белых пятен. Это вызвано тем, что распад $B^0 \rightarrow K^0 K^*(892)^0$ не наблюдался в эксперименте: самое актуальное на момент написания текста диссертации измерение ЛНСb [23] лишь устанавливает верхний предел его вероятности. В то же время, имеющиеся экспериментальные величины L -параметров демонстрируют отклонения от предсказаний СМ, но характеризуются погрешностями $\sim 20\%$. По этой причине повторное измерение процесса $B_{s,d}^0 \rightarrow K^0 K^*(892)^0$ в данных

ЛНСб второго сеанса работы БАК является актуальной задачей. Этот анализ проводился в ходе диссертационного исследования; промежуточные результаты представлены в главе 5.

2.4 Выводы ко второй главе

Несмотря на значимые трудности теоретических расчетов амплитуд НТИА-распадов с одним или несколькими адронами в конечном состоянии, возможно выявить набор оптимизированных величин, вычисляемых с хорошей точностью. Эти параметры тщательно исследовались коллаборациями LHCb, Belle, BaBar, CMS и ATLAS. Некоторые из полученных результатов демонстрируют отклонения от предсказаний СМ. Общая структура аномалий указывает на гипотетический вклад процессов НФ, изменяющих величины коэффициентов Вильсона C_4 , C_8 , C_9 и C_{10} [16; 68]. Однако точность экспериментальных измерений, ограниченная статистическими погрешностями, не позволяет сделать однозначный вывод о природе аномалий. Дополнительные измерения в процессе заряженного тока $b \rightarrow c\ell^-\nu_\ell$ усиливают общую значимость отклонений и могут сыграть значимую роль в их дальнейшем исследовании.

Для разрешения проблемы аномальных измерений необходимо проведение новых исследований и уточнение имеющихся данных. Среди приведенных оптимизированных параметров можно выделить несколько, чьи измерения могут быть обновлены. Это величины $R_{K^{(*)}}$ в области высоких значений q^2 и L -параметры для системы PV в конечном состоянии. Наиболее подходящим экспериментом для их исследования является детектор ЛНСб Большого адронного коллайдера, чье описание приведено в следующей главе.

Глава 3. Эксперимент LHCb Большого адронного коллайдера

Большой адронный коллайдер (БАК) является дуокольцевым ускорителем и коллайдером адронов, установленным в туннеле длиной 26,7 км на границе Швейцарии и Франции [111]. Основным режимом работы экспериментальных установок – протон-протонные взаимодействия, также проводится изучение протон-ионных и ион-ионных столкновений.

БАК соединен с ускорительным комплексом СПС, играющим роль инжектора частиц, двумя туннелями длиной 2,5 км. Четыре большие экспериментальные установки комплекса расположены на точках пересечения встречных пучков. Максимальная энергия протонов в БАК составляет 7 ГэВ. Один пучок включает в себя 2808 ускоряемых сгустков протонов, с $1,15 \times 10^{11}$ протонами на сгусток. Частота пересечения сгустков составляет 40 МГц (каждые 25 нс).

3.1 Детектор LHCb

Эксперимент LHCb [72] является специализированным детектором, направленным на изучение процессов с прелестными фермионами СМ. Основой целью эксперимента является прецизионное измерение параметров нарушения комбинированной CP четности и характеристик редких распадов b - и c -адронов и поиск косвенных проявлений НФ.

Детектор LHCb представляет собой спектрометр с угловой областью регистрации событий в $10 < \theta < 250$ мрад (соответствует псевдобыстроте $2 < \eta < 5$). Выбор геометрии детектора вызван тем, что при высоких энергиях БАК кинематически предпочтительная область рождения пар $b\bar{b}$ кварков представляет собой конус вдоль направления движения протонных пучков. Схематическое изображение детектора LHCb на период 2011-2018 годов представлено на Рис. 3.1. Заметим, что детекторная установка была модифицирована для набора данных в сеансе 3 [112]. Более того, ведется работа над проектированием модификации подсистем установки «LHCb Upgrade II» [113] для работы в условиях БАК Повышенной Светимости (High Luminosity Large Hadron Collider, HL-LHC). Однако, поскольку данные сеанса 3 не были задействованы в представленных в данной работе исследованиях, следующее описание детекторных систем будет соответствовать состоянию на первый и второй сеансы. Исключение составляет описание исследований, произведенных в рамках работы над «LHCb Upgrade II» в области калориметрии, приведенное в разделе 6.1.

За первый и второй сеансы работы экспериментом LHCb была набрана статистика в 9 fb^{-1} интегральной светимости при энергиях pp -столкновений в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$,

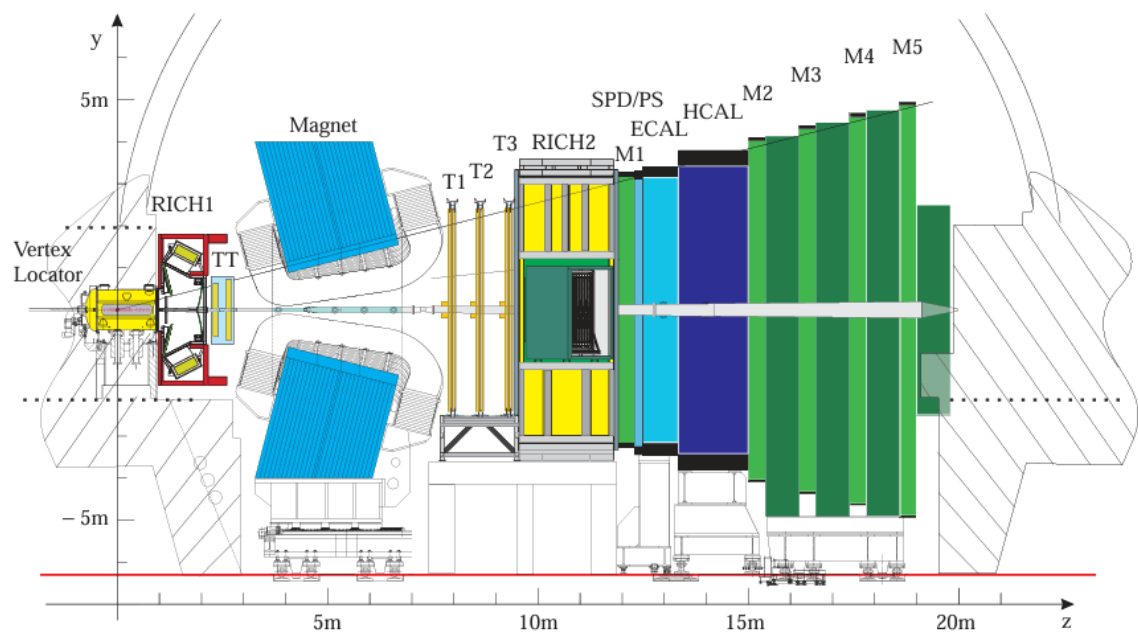


Рисунок 3.1 – Детектор LHCb Большого адронного коллайдера в конфигурации первого и второго сеансов [114]

8 и 13 ТэВ. Интегральная светимость и энергия столкновения протонов для каждого из годов набора данных первых двух сеансов представлены в таблице 10. Для учета возможных систематических эффектов, связанных с полем дипольного магнита трекинговой системы LHCb, в каждый из периодов набора данные были получены при двух конфигурациях поля: вверх (далее MU, magnet up) и вниз (MD, magnet down).

Таблица 10 – Интегральная светимость $\mathcal{L}$ первого и второго сеансов эксперимента LHCb

	Сеанс 1				Сеанс 2							
Год	2011		2012		2015		2016		2017		2018	
Полярность магнита	MU	MD	MU	MD	MU	MD	MU	MD	MU	MD	MU	MD
$\mathcal{L}$, [аб ⁻¹]	475,31	592,94	996,20	987,52	122,23	162,37	777,71	842,21	818,38	862,09	1107,48	1024,40

3.2 Трекинговая система LHCb

Спектрометр LHCb состоит из дипольного магнита, вершинного детектора VELO (VErtex LOcator) [115], цюрихского трекера TT перед магнитом и трекинговыми станциями T1-T3 [116] после. Трекинг заряженных частиц осуществляется в магнитном поле 4 Т, позволяющем проводить измерение импульса.

3.2.1 Вершинный детектор VELO

Вершинный детектор VELO является кремниевым микроstriповым детектором, расположенным непосредственно вблизи точки пересечения пучков. Он измеряет координаты треков вблизи точки соударения, которые используются для параметризации положений первичных и вторичных вершин взаимодействий. Детектор регистрирует треки в геометрической области $15 - 300$ мрад, что соответствует 27% всех рожденных $b\bar{b}$ пар [117]. Восстановление первичной вершины и сопутствующих вторичных вершин применяется при фильтрации потока событий программным триггером высшего уровня (HLT, High Level Trigger) [118]. Информация с VELO обеспечивает возможность провести реконструкцию прицельного параметра трека (наименьшего расстояния между треком и первичной вершиной), что, в свою очередь, позволяет производить эффективный отбор сигнальных событий. Также VELO позволяет реконструировать распады тяжелых короткоживущих частиц происходящих в апертуре детектора.

VELO включает в себя 42 полукруглых модуля, расположенных вдоль линии пучка z . Модули состоят из R -сенсоров и Φ -сенсоров [115], определяющие соответствующую координату хита трека в цилиндрической системе. Ближайший сенсор расположен в 7 мм от точки пересечения пучков. Пространственное разрешение детектора по отношению к треку варьируется в зависимости от проекции угла трека и составляет $15 - 35\%$ от наклона кремниевых микроstriпов. Разрешение по отношению к первичной вершине зависит от числа треков, используемых для ее восстановления, и составляет $10 - 35$ мкм в плоскости, перпендикулярной пучку xy , и $50 - 300$ мкм вдоль оси пучка z . Разрешение по отношению к прицельному параметру треков обратно пропорционально поперечному импульсу частицы p_T и составляет $(15 + 29/p_T)$ мкм.

3.2.2 Трековые станции

Трековые станции включают в себя внутренний кремниевый трекер ТТ (Tracker Tigrisensis) и три внешние станции Т1-Т3. Последние состоят из кремниевых микроstriпов в секции близ пучка (внутренний трекер, IT) и газотрубочных детекторов во внешней области (внешний трекер, OT) [116]. Основным требованием к трекинговой системе является высокое пространственное разрешение в условиях значительной множественности заряженных треков в детекторе. Его исполнение обеспечивают как высокую эффективность реконструкции событий, так и качество работы триггера эксперимента.

Размер кремниевых микроstriпов станции ТТ и внутреннего трекера составляет 183

мкм и 198 мкм соответственно. Станция ТТ имеет размеры 150×130 см, что соответствует площади в $\approx 8 \text{ м}^2$. Внутренний трекер покрывает область 120×40 см близ трубы пучка с полной площадью 4 м^2 . Микрострипы расположены слоями под углами 0° , «минус» 5° и «плюс» 5° относительно поверхности.

Внешний трекер ЛНСб выполнен в технологии дрейфовых трубок. Как и в случае внутреннего трекера и ТТ, внешний трекер каждой из станций состоит из четырех слоев модулей, расположенных под углами 0° , «минус» 5° и «плюс» 5° . Каждый из модулей включает в себя два слоя дрейфовых трубок.

Площадь внешнего трекера составляет $5 \times 6 \text{ м}^2$. Каждая трубка имеет длину 2,4 м и внутренний диаметр 4,9 мм. В качестве газового наполнителя используется смесь $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{O}_2$ в пропорции 70/28,5/1,5 %, что обеспечивает время дрейфа менее 50 нс. Средняя эффективность регистрации хитов внешним трекером составляет 99,2 %. Пространственное разрешение детектора не превышает 200 мкм.

Поскольку трекинг-система ЛНСб в основном находится вне магнитного поля, восстановление треков заряженных частиц представляет собой параметризацию и сложение фрагментов прямых в областях до и после магнита [119]. Вводится пять категорий треков:

- VELO-треки, имеющие ассоциированные хиты в VELO;
- предмагнитные (upstream) треки, имеющие хиты в VELO и ТТ (то есть в подсистемах, расположенных до дипольного магнита);
- Т-треки, имеющие хиты только в станциях Т1-Т3;
- послемагнитные (downstream) треки, имеющие хиты в ТТ и станциях Т1-Т3;
- длинные (long) треки, имеющие хиты хотя бы в VELO и Т1-Т3. Треки, имеющие хиты в ТТ в дополнение к указанным, также относятся к длинным трекам.

Схема, иллюстрирующая подразделение треков в системе ЛНСб, представлена на Рис. 3.2.

Реконструкция треков осуществляется путем комбинирования фрагментов траекторий набором алгоритмов, специализированных по категории трека и станциям. Завершающим этапом реконструкции является применение фильтра Калмана [120] для подгонки трека, учитывающее эффекты множественного рассеяния и ионизационных потерь. Качество трека оценивается в единицах χ^2 на число степеней свободы параметризации. Процедура экстраполяции треков между различными подсистемами детекторной установки может ошибочно создать ложную комбинацию, так называемой «трека-духа» (ghost). Доля духов составляет порядка $6,5 \div 20$ % от полного числа треков в событии и сильно зависит от множественности заряженных частиц [121]. Подавление духов осуществляется применением нейронной сети.

Средняя эффективность реконструкции треков составляет > 96 % для треков с импуль-

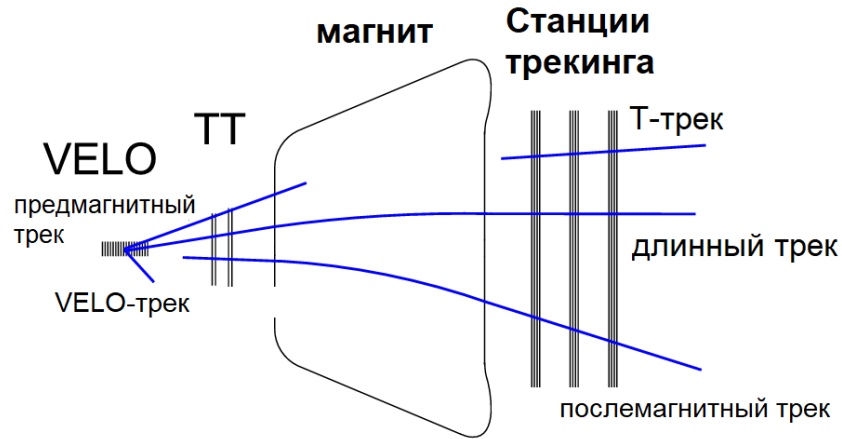


Рисунок 3.2 – Классификация треков в LHCb

сом $5 \text{ ГэВ}/c < p < 200 \text{ ГэВ}/c$ и зависит от множественности заряженных частиц [119]. Разрешение измеренного трекинговой системой импульса составляет $\approx 0,5 - 0,8\%$ для частиц с импульсами $5 \text{ ГэВ}/c < p < 200 \text{ ГэВ}/c$. Следует подчеркнуть, что данная оценка разрешения импульса действительна только для трекинговой системы и не учитывает возможное изменение импульса частицы при прохождении материала детектора за счет испускания фотонов тормозного излучения.

3.3 Система идентификации частиц LHCb

Система идентификации частиц эксперимента LHCb предназначена для определения типа (или, эквивалентно, инвариантной массы) нейтральных и заряженных частиц. Она включает в себя детектор колец излучения Вавилова-Черенкова RICH, калориметрическую систему и мюонные станции. Последние также используются для трекинга мюонов. Каждый из детекторов системы позволяет измерять специализированный набор характеристик реконструируемой частицы-кандидата. Окончательная идентификация производится методом применения обученных многомерных классификаторов, использующих комбинацию всей доступной информации [122].

3.3.1 Детектор колец излучения Вавилова-Черенкова RICH

Система RICH эксперимента LHCb позволяет производить определение рода частицы для широкой области импульсов: $2 \text{ ГэВ}/c < p < 100 \text{ ГэВ}/c$ [123]. Основной задачей системы является идентификация заряженных адронов: π , K, p. Информация, получаемая RICH, также косвенно используется при идентификации электронов и мюонов.

Идентификация частиц системой RICH основана на пороговом характере возникнове-

ния излучения Вавилова-Черенкова. Для возникновения излучения, проходящая через среду заряженная частица должна иметь скорость, превышающую скорость света в данной среде $v > c/n$. В импульсном представлении это требование может быть выражено, как

$$p > \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (3.1)$$

Угол конуса, в котором испускается излучение θ_C , равен

$$\theta_C = \frac{\sqrt{m^2 c^2 + p^2}}{pn}. \quad (3.2)$$

Измерение угла распространения черенковского излучения при известном импульсе позволяет однозначно определить массу частицы, то есть провести идентификацию.

Поскольку точная регистрация угла θ_C ограничена возможностями детектора, идентификация частицы производится путем сравнения логарифмической функции правдоподобия гипотезы принадлежности измеренного угла θ_{reco} треку частицы X с массой m_X : $\mathcal{L}(\theta_{reco}; \theta_C | m_X)$. Базовой гипотезой о природе частицы X является пион π . После вычисления правдоподобия для всех рассматриваемых гипотез по оптимизированному алгоритму, вычисляется разница логарифмических функций правдоподобия для максимизирующей $\mathcal{L}(\theta_{reco}; \theta_C | m_X)$ частицы X и пионной гипотезы $\mathcal{L}(\theta_{reco}; \theta_C | m_\pi)$ DLL_X :

$$DLL_X = \mathcal{L}(\theta_{reco}; \theta_C | m_X) - \mathcal{L}(\theta_{reco}; \theta_C | m_\pi). \quad (3.3)$$

Данный параметр может быть напрямую использован в качестве переменной идентификации. Дополнительно, использование полученного DLL_X вкупе с прочими характеристиками трека позволяет обучить эффективный многомерный классификатор или нейронную сеть для задач идентификации частиц.

Система включает в себя два детектора: RICH1 и RICH2. Первый из них обеспечивает покрытие полного геометрического диапазона спектрометра (25-300 мрад) и специализирован на частицах, обладающих низким импульсом 2 – 40 ГэВ/с. Второй – RICH2 – покрывает область телесных углов 15 – 120 мрад и кинематическую область 15 – 100 ГэВ/с. Система RICH1 расположена сразу после локатора вершин VELO. Система RICH2 расположена после дипольного магнита, поскольку частицы-кандидаты с высоким импульсом менее подвержены отклонению в магнитном поле.

В качестве радиатора RICH1 используется аэрогель с показателем преломления $n = 1,03$ и C_4F_{10} с показателем преломления $n = 1,0014$. Пороговый импульс рождения черенковского излучения для каонов в C_4F_{10} составляет 9,3 ГэВ/с. Частицы с более низким импульсом

могут быть идентифицированы как каоны только в режиме вето, то есть по отсутствию регистрируемого излучения. Радиатор из аэрогеля используется для позитивной идентификации каонов с низким импульсом и разделения каонов и протонов.

В RICH2 используется газ CF_4 с 5%-ой добавкой углекислого газа; показатель преломления радиатора составляет $n = 1,0005$. Излучение Вавилова-Черенокова, вызванное прохождением заряженных частиц через радиатор, фокусируется в кольцевые изображения на гибридных фотодетекторах [124].

3.3.2 Калориметрическая система

Калориметрическая система включает в себя сцинтиляционно-падовый детектор (Scintillating Pad Detector, SPD), предливневой детектор (Pre-Shower, PS), электромагнитный (ECAL) и адронный (HCAL) калориметры. Система позволяет проводить идентификацию электронов, фотонов и адронов, уточнять измерения их энергии и импульса, производить отбор кандидатов с большой поперечной энергией E_T для триггера нулевого уровня L0 [125].

Сцинтиляционно-падовый детектор SPD и предливневой детектор PS

Системы SPD и PS являются стенами из ячеек сцинтиллятора со встроенными спектросмещающими волокнами и фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Стены сцинтиллятора разделены свинцовым поглотителем с толщиной в 2,5 радиационной длины X_0 . Каждый из детекторов состоит из 6016 ячеек. Каждая ячейка SPD предоставляет бинарный сигнал, определяемый результатом сравнения выделенной в ячейке энергии с пороговым значением. Это позволяет различить нейтральные и заряженные частицы, а также, совместно с сигналом с соответствующей ячейки PS, улучшает идентификацию электронов и фотонов.

Электромагнитный калориметр ECAL

Электромагнитный калориметр ECAL представляет собой гетерогенную структуру типа «шашлык». Он состоит из ячеек – стопок последовательно расположенных слоев сцинтиллятора толщиной 4 мм и свинцового поглотителя (2 мм), «нанизанных» на спектросмещающие волокна, выходящие на ФЭУ. Общая толщина ECAL составляет 25 радиационных длин X_0 , что позволяет осуществить полное поглощение электромагнитного ливня и обеспечивает оптимальное разрешение. Конструкция детектора подразделяется на три секции по расстоянию от ионовода БАК - внутреннюю, среднюю и внешнюю. Сегментация калориметра зависит от секции: линейный размер основания ячейки составляет 4,04 см для внутренней, 6,06 см

для средней и 12,12 см для внешней секции. Эти размеры превышают эффективный радиус Мольера для ECAL (3,5 см) и позволяют оптимизировать конструкцию детектора в условиях неравномерного распределения множественности треков. Схема ячейки электромагнитного калориметра LHCb представлена на Рис. 3.3.

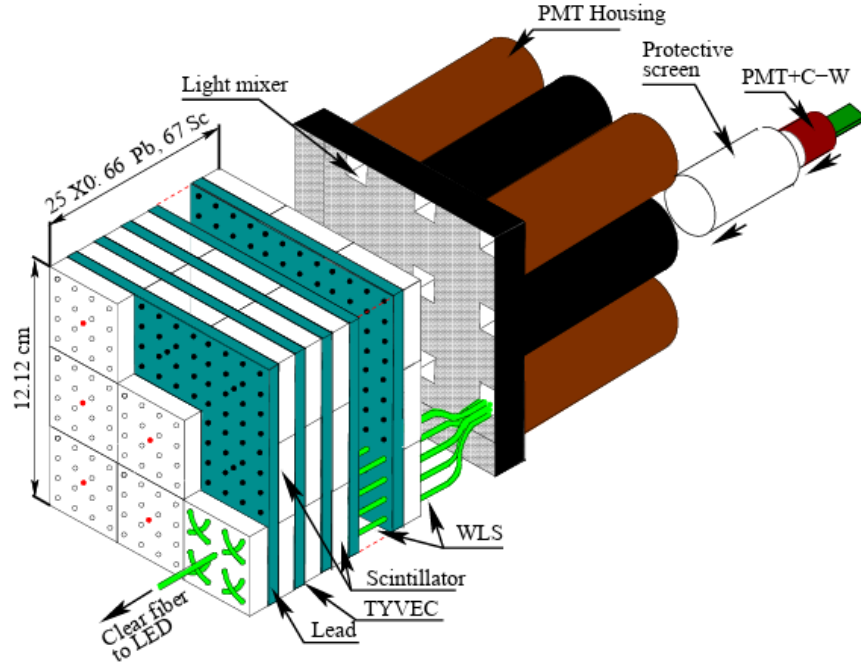


Рисунок 3.3 – Ячейка электромагнитного калориметра LHCb [125]

При реконструкции энергетических выделений в ECAL используется группирующий алгоритм. Ячейки с энерговыведениями группируются в кластеры 3×3 с центром, соответствующим локальному максимуму энерговыведения. Каждый кластер характеризуется полной энергией, положением, и двумерным распределением энергии.

Для определения принадлежности кластера заряженной или нейтральной частице, каждый трек событий экстраполируется к калориметру. Для каждой потенциальной пары «трек-кластер» измеряется двумерная метрика χ^2_{2D} . Все кластеры с χ^2_{2D} выше порогового значения относятся к нейтральным (то есть вызванным фотонами), ниже - ассоциированным с наилучшим экстраполированным треком. Измерение энергии фотонных кластеров учитывает энерговыведения в соответствующей ячейке PS. Нейтральные пионы π^0 реконструируются как пары хорошо разделенных фотонов.

Разрешение ячейки электромагнитного калориметра, измеренное на электронах, может быть параметризовано в виде [125]

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(9,0 \pm 0,5) \%}{\sqrt{E}} \oplus (0,8 \pm 0,2) \% \oplus \frac{0,003 \%}{E \sin \theta}, \quad (3.4)$$

где E - энергия частицы в ГэВ, θ - угол между осью пучка и вектором от точки взаимодействия к центру ячейки калориметра.

Адронный калориметр HCAL

Как и ECAL, адронный калориметр эксперимента LHCb имеет гетерогенную структуру. Он состоит из ячеек, собранных из чередующихся пластин поглощающего и активного вещества. В качестве поглотителя используется железо, активным веществом является сцинтиллятор. Особенностью гетерогенной структуры адронного калориметра является расположение пластин параллельно оси пучка. Выбранная конфигурация пластин позволяет улучшить сбор света к ФЭУ по сравнению с перпендикулярной ориентацией [125].

Ввиду ограничений доступного размера детектора, толщина HCAL составляет 5,6 ядерных длин взаимодействий λ_i . Информация с HCAL используется в качестве дополнительной к измерениям ECAL, а также для фильтрующего триггера нулевого уровня L0. Согласно [126], разрешение HCAL составляет

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(69 \pm 5) \%}{\sqrt{E}} \oplus (9 \pm 2) \%, \quad (3.5)$$

где энергия E выражается в ГэВ.

3.3.3 Мюонная система

Мюонная система [127] осуществляет идентификацию мюонных треков и является важным компонентом триггера аппаратного уровня L0. Он состоит из пяти станций M1-M5.

Станция M1 спроектирована с использованием технологии газовых электронных умножителей (Gas Electron Multiplier, GEM). Станции M2-M5 представляют собой многопроводные пропорциональные камеры (Multi Wire Proportional Chambers, MWPC). Станция M1 находится перед калориметрами и используется для улучшения качества измерения поперечного импульса p_T , задействованного в триггере. Остальные станции располагаются за калориметрами и разделяются слоями железного поглотителя толщиной 80 см.

Каждая из станций подразделяется на четыре секции R1-R4 в зависимости от удаленности от оси пучка. Относительные размеры секций составляют 1 : 2 : 4 : 8, что обеспечивает сравнительное равенство заполненности каналов считывания.

3.4 Триггер эксперимента LHCb

Система онлайн-отбора событий эксперимента LHCb [118; 128] позволяет снизить поток данных, получаемой детектором, за счет быстрой оценки информации и вето событий,

не предусмотренных в поставленных физических задачах коллаборации. Проект триггера LHCb развивается за счет оптимизации алгоритмов и систем считывания данных, что проявляется в ряде различий между триггером, использованном во время первого и второго сеансов работы БАК. Общая схема триггера эксперимента LHCb представлена на Рис. 3.4.

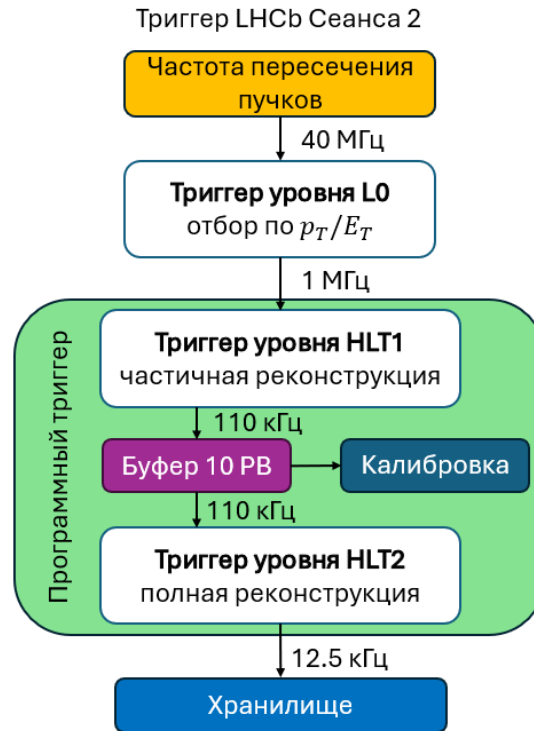


Рисунок 3.4 – Схема триггера LHCb для сеанса 2

Фильтры отбора событий в эксперименте LHCb реализуются в виде «триггерных линий» (trigger lines). Они включают в себя требования к частицам-кандидатам и алгоритмы реконструкции и отбора. Событие получает положительное решение триггера и сохраняется для дальнейшей обработки в случае, если оно отвечает хотя бы одной из триггерных линий соответствующей стадии. Каждой комбинации триггерных линий соответствует 32-битный ключ конфигурации триггера (Trigger Configuration Key, ТСК). Сохраненное для дальнейшей обработки событие включает ТСК, что позволяет получить полную информацию о пройденном событием триггере.

Положительные решения триггера по отношению к событию подразделяются на две категории:

1. Категория «триггер на сигнал» (Trigger On Signal, TOS) включает в себя события, в которых присутствует сигнальный кандидат, удовлетворяющий триггерной линии;
2. Категория «триггер независимо от сигнала» (Trigger Independent of Signal, TIS) включает в себя события, в которых присутствуют прочие (не сигнальные) кандидаты, про-

шедшие отбор триггера.

Категории не являются взаимоисключающими: события с комбинацией сигнальных и не-сигнальных кандидатов, удовлетворяющих триггеру, также сохраняются для дальнейшей обработки.

3.4.1 Триггер аппаратного уровня L0 (сеансы 1 и 2)

Триггер ЛНСб состоит из двух этапов. Первый этап – триггер нулевого уровня L0–осуществляется на аппаратном уровне. Триггер L0 позволяет уменьшить поток информации с 40 МГц до 1 МГц. Он подразделяется на триггеры L0-Calorimeter, L0-Muon и L0-PileUp. Последний используется для определения светимости. Триггер L0-Calorimeter использует информацию, предоставляемую системами SPD, PS, ECAL и HCAL. Для его работы производится вычисление поперечной энергии E_T кластеров, состоящих из 2×2 ячеек калориметров. Поперечная энергия кластера выражается согласно

$$E_T = \sum_{i=1}^4 E_i \sin \theta_i, \quad (3.6)$$

где E_i – энергосодержание в ячейке i , θ_i – угол между осью пучка и вектором от точки взаимодействия до центра веса кластера. Из набора кластеров в событии составляются три категории кандидатов:

1. Адронный кандидат (L0Hadron) – кластер в адронном калориметре с наибольшим значением E_T (или суммы E_T кластеров в адронном и электромагнитном калориметрах при условии совпадения ячеек)
2. Фотонный кандидат (L0Photon) – кластер в электромагнитном калориметре с наибольшим значением E_T , одним или двумя ассоциированными хитами в ячейках PS, отсутствием хитов в соответствующих ячейках SPD и нулевым энергосодержанием в HCAL.
3. Электронный кандидат (L0Electron) – то же, что и L0Photon, но с хотя бы одним хитом в соответствующих ячейках SPD.

Энергия кандидатов сравнивается с пороговым значением. Если хотя бы один из кандидатов проходит фильтрацию, событие сохраняется и продолжает обрабатываться.

Реализация мюонного аппаратного триггера L0 отличается от прочих и задействует только мюонные станции M1-M5 в режиме совпадений. Для прохождения фильтра событие должно иметь один (L0Muon) или два (L0DiMuon) мюонных кандидата с реконструированным поперечным импульсом p_T (или произведением $p_{T1} \cdot p_{T2}$ для L0DiMuon), превышающим установленное пороговое значение, и трековыми хитами во всех пяти станциях.

Во втором сеансе набора данных было введено дополнительное пороговое требование к множественности треков в событии для уменьшения сложности сохраняемых событий и более быстрой реконструкции на онлайн уровне. Фильтр реализован в виде ограничения на число сработавших ячеек детектора SPD.

3.4.2 Триггер программного уровня HLT

Триггер программного (или верхнего) уровня (High Level Trigger, HLT) состоит из двух стадий – HLT1 и HLT2. Этот этап обработки принимает события, прошедшие триггер L0, и уменьшает поток информации с 1 МГц до 110 кГц (43 кГц для сеанса 1) на первом этапе и 12,5 кГц (3 кГц для сеанса 1) на втором. Триггер HLT осуществляется на компьютерной ферме Event Filter Farm (EFF), параллельно исполняющей 26110 копий программы.

Первый уровень триггера HLT1 включает в себя частичную реконструкцию события: производится обнаружение, восстановление и параметризация длинных треков и первичных вершин pp взаимодействий. Пороговое значение поперечных импульсов треков, восстанавливаемых HLT1, составляет 1,2 ГэВ/с для сеанса 1 и 500 МэВ/с для сеанса 2. Ввиду требований к времени обработки события, HLT1 применяет упрощенные алгоритмы реконструкции, что уменьшает качество измерения характеристик треков по сравнению с оффлайн-реконструкцией.

Второй уровень программного триггера HLT2 включает в себя полную реконструкцию события. Он может быть подразделен на три шага: восстановление треков заряженных частиц, восстановление нейтральных частиц и идентификация частиц. Восстановление треков использует полный набор доступной информации со всех детекторных подсистем, что позволяет производить реконструкцию длинных и послемагнитных треков с лучшей доступной точностью. Восстановление нейтральных частиц выполняется путем комбинации кластеров энерговыделений в ECAL, HCAL и PS и измерения их изоляции по отношению к заряженным трекам, реконструированным на прошлом этапе. Идентификация частиц производится методом проверок гипотез принадлежности зарегистрированных детектором RICH колец излучения Вавилова-Черенокова частицам той или иной массы. В первом сеансе реконструкция данных RICH производилась только для доли избранных треков кандидатов, в то время как во время сеанса 2 полная реконструкция производилась для всех треков события. Информация из ECAL, HCAL и PS также используется при идентификации.

3.5 Моделирование и программное обеспечение LHCb

Схема последовательности обработки экспериментальных и моделированных данных приведена на 3.5.

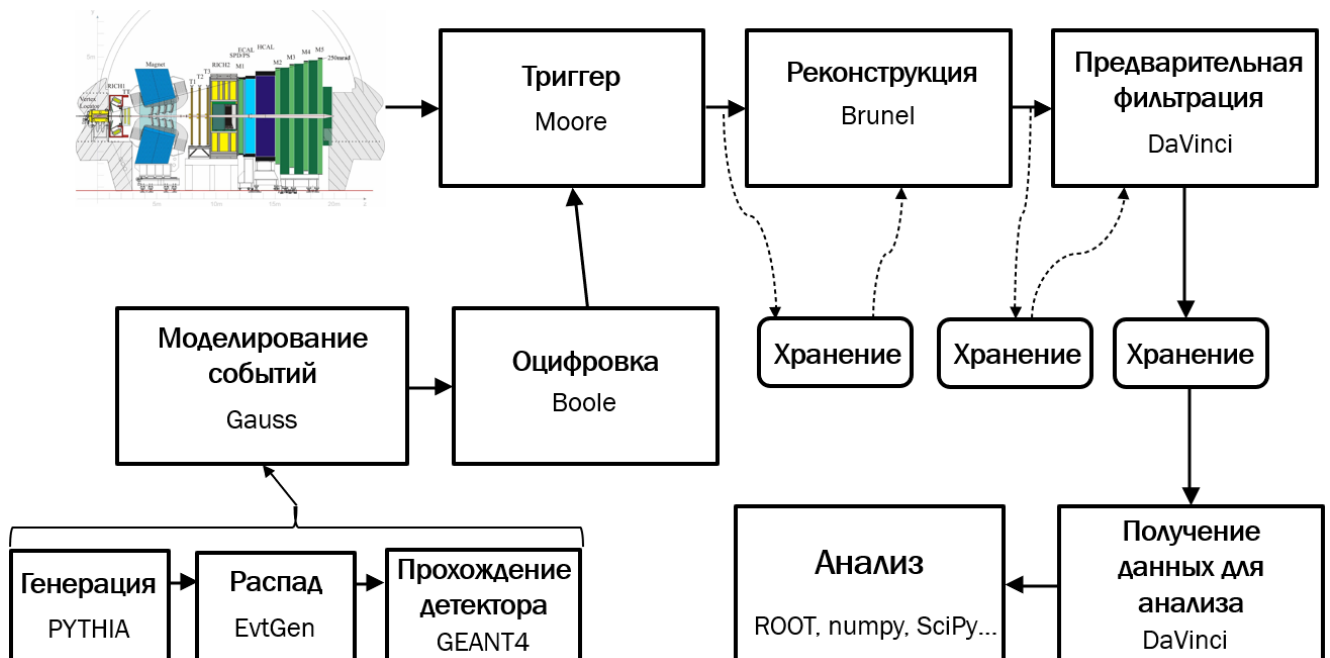


Рисунок 3.5 – Схема последовательности обработки данных эксперимента LHCb сеансов 1 и 2 с указанием используемого программного обеспечения

Моделирование событий pp соударений и работы детекторных подсистем является необходимым элементом любого эксперимента физики высоких энергий. В эксперименте LHCb моделирование событий контролируется независимыми программными пакетами GAUSS [18] и BOOLE [129]. Приложение GAUSS ответственно за генерацию первичных частиц и их прохождение через детектор LHCb. BOOLE производит моделирование работы различных подсистем детектора и оцифровку передаваемой ими информации в тот же формат, в котором считывается информация с реального детектора. После оцифровки, экспериментальные (настоящие) и моделированные данные подвергаются одинаковым процедурам триггерной фильтрации, реконструкции событий и, наконец, физического анализа.

Работа приложения GAUSS состоит из двух независимых фаз:

1. генерация первичного события;
2. моделирование прохождения частиц через экспериментальную установку.

Первая фаза начинается с моделирования pp -взаимодействий пучков БАК, осуществляемого генератором PYTHIA [130]. Распад короткоживущих частиц выполняется пакетом EVTGEN

[131], разработанным коллаборацией BaBar специально для описания распадов B -мезонов. Для генерации излучения в конечном состоянии используется PHOTOS [132]. Возможно использование альтернативных пакетов для генерации и описания распада частиц, к примеру HERWIG++ [133] и SHERPA [134]. Генерация моделированных событий осуществляется методом Монте-Карло. Моделирование детекторной установки LHCb во второй фазе осуществлено при помощи программного пакета GEANT4 [19; 135].

3.6 Этапы обработки данных LHCb

Экспериментальные и моделированные данные, получаемые подсистемами детекторной установки LHCb, обрабатываются в несколько этапов. Оцифрованные BOOLE продукты моделирования и настоящие данные с детекторных АЦП подвергаются фильтрации триггером. Следующим шагом является полная оффлайн реконструкция событий приложением BRUNEL [129]. Предварительная фильтрация реконструированных событий алгоритмами Stripping с целью отбора физически интересных процессов осуществляется приложением DAVINCI [129]. Фильтрованные наборы данных доступны для анализа конечным пользователем. Анализ может осуществляться как при помощи DAVINCI, так и с помощью пакета ROOT [17] для C++, PYROOT для Python и др. Моделированные события на уровне численной генерации генерации (до оцифровки BOOLE, не включают моделирование работы детектора), данные до предварительной фильтрации и другие промежуточные наборы данных могут быть запрошены или самостоятельно произведены конечным пользователем.

Глава 4. Исследование R_K в области высокой инвариантной массы лептонной пары

Результаты приведенного в данной главе исследования опубликованы в работе [136] коллаборации LHCb, в подготовку которой автор внес определяющий вклад.

Напомним, что введенная в главе 2 величина R_K определяется как отношение вероятностей распадов

$$R_K = \frac{\int_{q^2_{\min}}^{q^2_{\max}} \frac{d\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{dq^2} dq^2}{\int_{q^2_{\min}}^{q^2_{\max}} \frac{d\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)}{dq^2} dq^2}, \quad (4.1)$$

где q^2 является квадратом инвариантной массы лептонной пары. Это отношение точно вычисляемо в рамках СМ и равно $R_K = 1,0000 \pm 0,0001$ при интегрировании по всему пространству q^2 [83].

При измерении R_K в ограниченной области по q^2 необходимо учитывать электромагнитные поправки [86]. Эти поправки включены в моделирование LHCb благодаря программному пакету PHOTOS [132]. Остаточная погрешность теоретического предсказания R_K ввиду возможных неточностей PHOTOS была исследована в работе [86] и составляет $\sim 1\%$. Таким образом, любое значимое отклонение измеренного значения R_K от единицы может являться указанием на НФ.

В предыдущем анализе коллаборации LHCb [87] значения R_K и R_{K^*0} измерялись в области инвариантной массы лептонной пары $q^2 \in [1,1; 6,0] \text{ ГэВ}^2/c^4$. Полученные значения

$$R_K = 0,949^{+0,042}_{-0,041}(\text{стат.})^{+0,022}_{-0,022}(\text{сист.}),$$

$$R_{K^*0} = 1,027^{+0,072}_{-0,068}(\text{стат.})^{+0,027}_{-0,026}(\text{сист.})$$

соответствуют теоретическим предсказаниям СМ (первая погрешность – статистическая, вторая – систематическая).

Однако, в последние годы в измерениях вероятностей распадов и угловых параметров в процессах, проходящих по каналу $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$, наблюдались незначительные расхождения между экспериментальными результатами и теоретическими предсказаниями по СМ. К таковым относятся измерения дифференциальных вероятностей распадов $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ и $B^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$, экспериментальные значения которых ниже теоретических предсказаний в области низкого значения q^2 [81; 137], и экспериментальное измерение угловой величины P'_5 , отличающееся от теоретического предсказания СМ на $3,5\sigma$ стандартных отклонений [94].

В представленной работе проведено измерение параметра R_K в области инвариантных масс лептонной пары $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$ (Рис. 4.1).

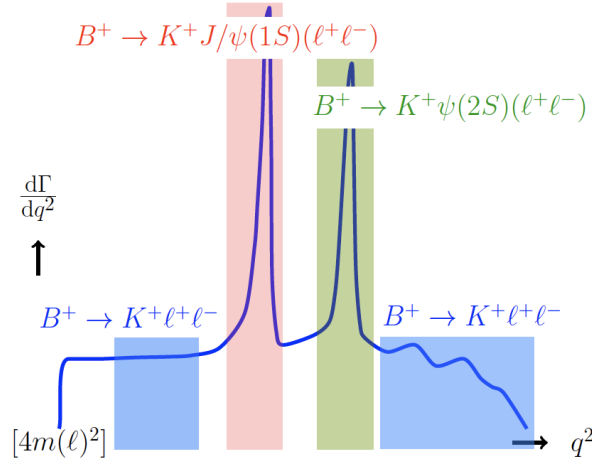


Рисунок 4.1 – Спектр канала $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ по инвариантной массе лептонной пары q^2

Выбор области измерения продиктован следующими факторами. Наиболее низкая область по q^2 характеризуется фотонным полюсом, где кварковый переход сопровождается γ -пропагатором и отклонение от СМ отсутствует. Выше в спектре q^2 расположена область чармониевых резонансов J/ψ и $\psi(2S)$, распады которых также не подвержены эффектами физики за пределами СМ. Данные области используются в качестве контрольных и нормировочных каналов. Экспериментальные данные, соответствующие области $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$, ранее не рассматривались в исследованиях коллаборации LHCb, что делает новое измерение комплементарным к представленному в работе [87]. Подразумевается комплементарность экспериментальных измерений, поскольку теоретическое значение R_K не зависит от q^2 .

4.1 Стратегия анализа

Общая стратегия анализа основана на стремлении к максимизации чистоты исследуемого набора данных (т. е. минимизации фоновых вкладов), а не оптимизации максимального числа сигнальных событий. Данное решение обусловлено сложностью параметризации распределения инвариантных масс трех треков-кандидатов $K^+ e^+ e^-$ ввиду формы вклада от комбинаторного фона и процессов с промежуточным резонансом $\psi(2S)(\rightarrow e^+ e^-)$. В случае оптимизации отбора для максимизации числа сигнальных событий в исследуемых данных, указанные источники фонов могут привести к значительной систематической погрешности измерения R_K , что нивелирует любые достигнутые сокращения статистической погрешности. Следовательно, чистота набора сигнальных данных обеспечивает наиболее прецизионное измерение наблюдаемой величины.

4.1.1 Экспериментальные особенности исследования распадов $K^+e^+e^-$ и $K^+\mu^+\mu^-$ в LHCb

Экспериментальное измерение наблюдаемой R_K требует исследование и контроль над различиями между реконструкцией конечных состояний $B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$ и $B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$ в эксперименте LHCb. Наиболее значительная разница между ними обусловлена тормозным излучением, испускаемым электронами при их прохождении через вещество детектора. Испускание тормозного излучения электронами и его последующая реконструкция приводит к разнице в разрешении измерений импульса треков электронов и мюонов и, следовательно, к разнице в разрешении измерений инвариантных масс реконструированных кандидатов B -мезонов.

Для иллюстрации особенностей реконструкции, связанных с тормозным излучением, рассмотрим электронный трек от распада $B^+ \rightarrow K^+J/\psi(e^+e^-)$. Такой трек может потерять значительную долю своего импульса посредством тормозного излучения еще до достижения калориметрической системы детектора. Для компенсации этих потерь в эксперименте LHCb применяется специально разработанный алгоритм восстановления тормозного излучения [138; 139], который устанавливает связь между подходящими энергетическими кластерами в электромагнитном калориметре ECAL и соответствующем им электронным треком. Однако, ввиду неидеальности данной процедуры, тормозные фотоны могут быть как потеряны (неучтенные кластеры), так и неверно приписаны к треку (образовавший кластер фотон испущен другим источником). Последнее приводит к завышенной оценке импульса электрона. В результате в распределении инвариантных масс трех треков $m_{K^+e^+e^-}$ наблюдаются хвосты, занимающие области ниже и выше инвариантной массы материнской частицы (B мезона), соответственно.

Различие в разрешении проиллюстрировано двумерными распределениями по инвариантной массе трех треков $m(K^+\ell^+\ell^-)$ и квадрату переданного четырехимпульса q^2 (Рис. 4.2). Данные распределения соответствуют полному набору данных первого и второго сеанса работы эксперимента LHCb с наложенными требованиями предварительной фильтрации и выбором подходящих конфигураций триггера. Рассматривая Рис. 4.2, следует отметить следующие особенности:

- Резонансный пик с центром в $m(K^+\ell^+\ell^-) \approx 5,28 \text{ ГэВ}/c^2$ и $q^2 \approx 9,6 \text{ ГэВ}^2/c^4$, соответствующий распаду $B^+ \rightarrow K^+J/\psi$. Связанные с излучением хвосты принимают форму диагонального удлинения;
- Другой резонансный пик с центром в $m(K^+\ell^+\ell^-) \approx 5,28 \text{ ГэВ}/c^2$ и $q^2 \approx 13,6 \text{ ГэВ}^2/c^4$

соответствующий распаду $B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)$;

- В области слева от пиков расположены удлинненные горизонтальные структуры, соответствующие частично-реконструированным распадам;

- Резонансный редкий распад $B^+ \rightarrow K^+\ell^+\ell^-$, соответствующий вертикальной полосе со значением $m(K^+\ell^+\ell^-) \approx 5,28 \text{ ГэВ}/c^2$ и проходящей через все значения q^2 .

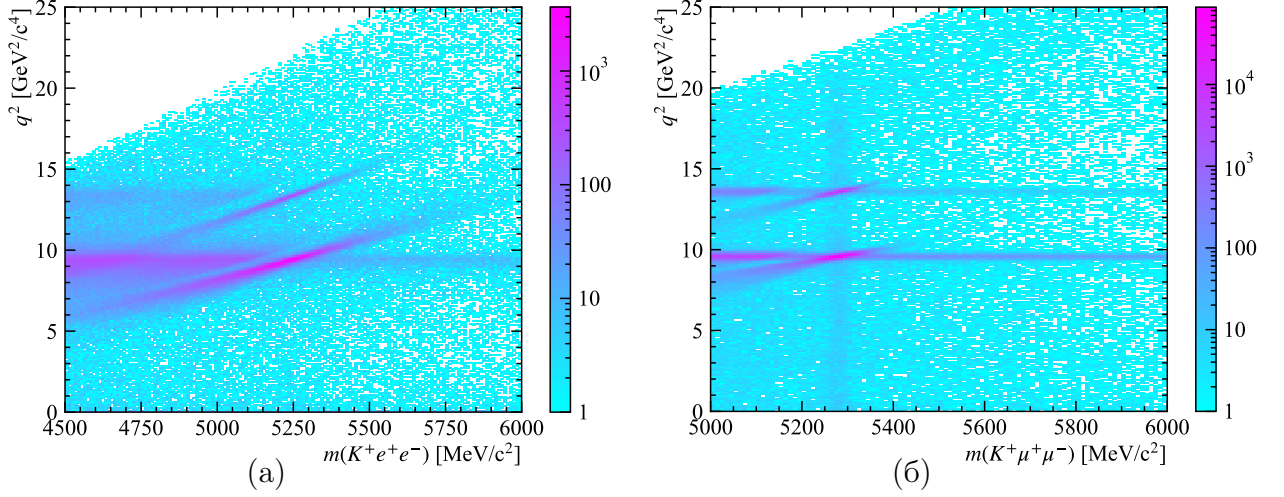


Рисунок 4.2 – Распределения $(m_{K^+\ell^+\ell^-} \times q^2)$ для а) электронной и б) мюонной моды

4.1.2 Стратегия отбора по параметру q^2

Ошибки в ассоциации кластеров энерговывделений с электронными треками при восстановлении тормозного излучения могут привести к появлению хвоста в распределении инвариантных масс $m_{K^+e^+e^-}$ в области выше реконструированного сигнального пика. Этот эффект также вызывает смещение измеряемого значения инвариантной массы электронной пары q^2 в сторону больших значений, что является проблемой для анализа событий в рассматриваемой области $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$.

Наглядная иллюстрация возникающих сложностей представлена на Рис. 4.3а. Резонанс $\psi(2S)$ обладает массой в $13,59 \text{ ГэВ}^2/c^4$ и узкой естественной шириной в $0,3 \text{ МэВ}/c^2$. Однако, реконструированное распределение по q^2 для распада $B^\pm \rightarrow K^\pm\psi(2S)(\rightarrow e^+e^-)$ характеризуется низким разрешением и значительным хвостом, уходящим в область значений $q^2 > 14 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Для исследуемого распада $B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$ данный хвост указывает на значительный источник фона: события канала $K^+\psi(2S)(e^+e^-)$ и частично-реконструированных распадов с промежуточным чармонием $\psi(2S)$ оказываются в области сигнала $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$. При этом в случае последних возникают дополнительные осложнения, связанные с трудностями использования моделирования для точной количественной оценки

фона. Поскольку часть фоновых вкладов формирует пик в массовом $m(B^+)$ распределении событий канала $K^+e^+e^-$, систематические эффекты, связанные с выбором модели параметризации распределения инвариантных масс и расчетом эффективности реконструкции фоновых вкладов могут значительно понизить чувствительность анализа к наблюдаемой R_K .

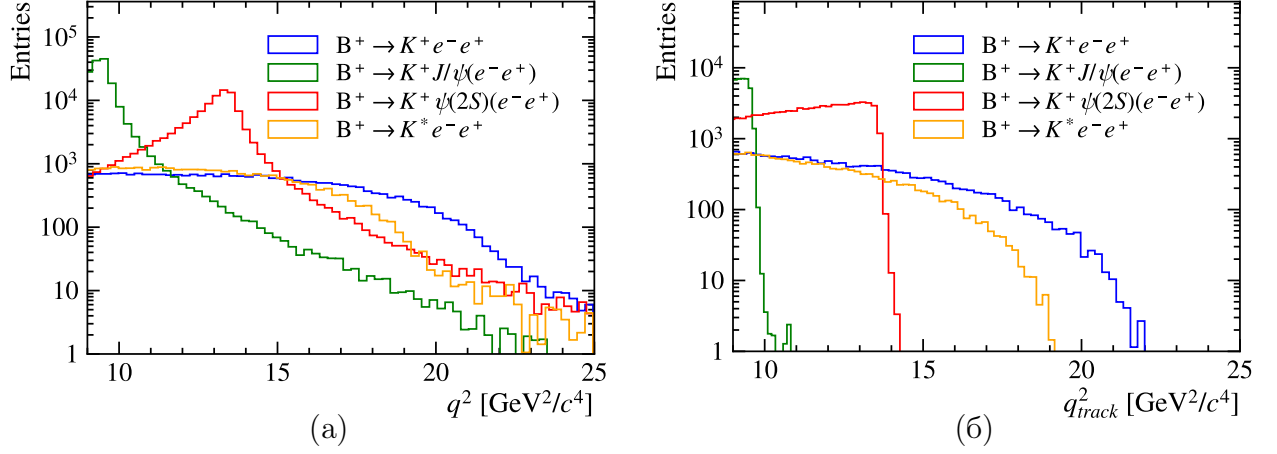


Рисунок 4.3 – Сравнение моделированных распределений инвариантной массы лептонной пары для различных каналов. а) Распределение по переменной q^2 . б) Распределение по q_{track}^2

Относительно небольшой эффект разрешения детектора LHCb по импульсу компенсировать невозможно, но эффект от ошибки при восстановлении тормозного излучения может быть полностью нивелирован. Для этого в представленном исследовании вводится параметр q_{track}^2 : квадрат инвариантной массы лептонной пары q^2 , определенный из информации, связанной с лептонными треками (то есть реконструкция тормозного излучения из калориметрических кластеров полностью отключена). Распределение данной переменной для некоторых из исследованных каналов распада представлено на Рис. 4.3б. Поскольку смещение оценки q_{track}^2 , и, как следствие, миграция событий в область высоких значений q_{track}^2 , невозможна, стратегия анализа основывается на применении критериев отбора по отношению к переменной q_{track}^2 вместо q^2 . Эффект от наложения данных критериев будет рассмотрен в разделе 4.3.3.

Наложение критерия отбора по переменной q_{track}^2 является основополагающей особенностью данного исследования и обеспечивает чистоту анализируемого набора данных. Его применение обосновывается следующими постулатами:

- Тормозное излучение электронов не имеет сильной корреляции с переменной q^2 , что было подтверждено численным моделированием.

- Моделирование событий достаточно точно передаёт корреляцию между переменными q^2 и q_{track}^2 . Анализ включает в себя цепочку процедур поправок к продуктам модели-

рования для обеспечения выполнения этого утверждения, включая размытие переменных, описанное в 4.4.1. Сравнение результатов моделирования и экспериментальных наборов данных в контрольных каналах подтверждает данный постулат.

Отрицательный эффект от отбора по q_{track}^2 (в сравнении с отбором по нормальному q^2) состоит в значительном понижении эффективности: по сравнению с отбором по q^2 потери составляют порядка 50 % эффективности. Несмотря на это, данный подход был признан оптимальным. Исследования по возможности восстановления событий с высоким q^2 , не проходящих отбор по q_{track}^2 при помощи методов многомерной классификации (в частности, деревьев решений), показали, что при отходе от строгого следования отбору по q_{track}^2 чистота набора данных значительно ухудшается.

При реконструкции событий с мюонами в конечном состоянии эквивалентная процедура восстановления тормозного излучения не применяется, потому что $q_{\text{track}}^2 \equiv q^2$. Введение отбора по q_{track}^2 приводит к зависимости эффективности отбора электронных каналов от q^2 . Мюонные каналы не подвержены подобному эффекту, что приводит к дополнительным различиям между процедурами анализа двух конечных состояний. В данном анализе применялась разработанная процедура удаления этого эффекта и установления одинаковой зависимости эффективности отбора от q^2 для электронной $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$ и мюонной $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ мод.

4.1.3 Нормировочные и контрольные каналы

Вероятности распадов $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$ и $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ равны с точностью до доли процента [33]:

$$\frac{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+ e^-)}{\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-)} = 0,9983 \pm 0,0078. \quad (4.2)$$

Эти процессы, проходящие на древесном уровне в СМ, не подвержены возможному эффекту нарушения лептонной универсальности на сколь-либо заметном уровне. К тому же, вероятности резонансных распадов $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\ell^+ \ell^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(\ell^+ \ell^-)$ на порядок выше, чем относительные ширины соответствующих редких мод. Всё это позволяет использовать их в качестве контрольных каналов. Дополнительно, каналы $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+ e^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+ \mu^-)$ используются в качестве нормировочных для вычисления наблюдаемой R_K в виде двойного отношения:

$$R_K = \frac{\int_{14,3 \Gamma \Xi B^2/c^4}^{\infty} \frac{d\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{dq^2} dq^2}{\int_{14,3 \Gamma \Xi B^2/c^4}^{\infty} \frac{d\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)}{dq^2} dq^2} \cdot \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+ e^-))}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+ \mu^-))} \quad (4.3)$$

$$= \frac{N(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)} \cdot \frac{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)}{N(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)} \times \\ \times \frac{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+ \mu^-))}{N(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+ \mu^-))} \cdot \frac{N(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+ e^-))}{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+ e^-))}, \quad (4.4)$$

где $N(X)$ - ожидаемое количество событий распада X (выход распада X), вычисляемое посредством параметризации распределения инвариантной массы $m(K^+ \ell^+ \ell^-)$ с соответствующим отбором по q^2 ; $\varepsilon(X)$ - эффективность отбора событий распада X , вычисляемая с использованием численного моделирования со внесенными поправками (см. раздел 4.4).

Далее НТИА-распад $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ называется «редким каналом», распад $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\ell^+ \ell^-)$ - «нормировочным каналом» или «контрольным каналом».

Критерии отбора событий нормировочных и редких каналов идентичны, за исключением отбора по q^2 . Таким образом, двойное отношение в определении R_K приводит к сокращению множества систематических погрешностей между редким и нормировочным каналами. Более того, благодаря применению двойного отношения в определении R_K , знание абсолютных значений эффективностей (например, трекинга, идентификации частиц или триггера) не является необходимым для данного анализа: величины отношений эффективностей между редким и соответствующим нормировочным каналами достаточны.

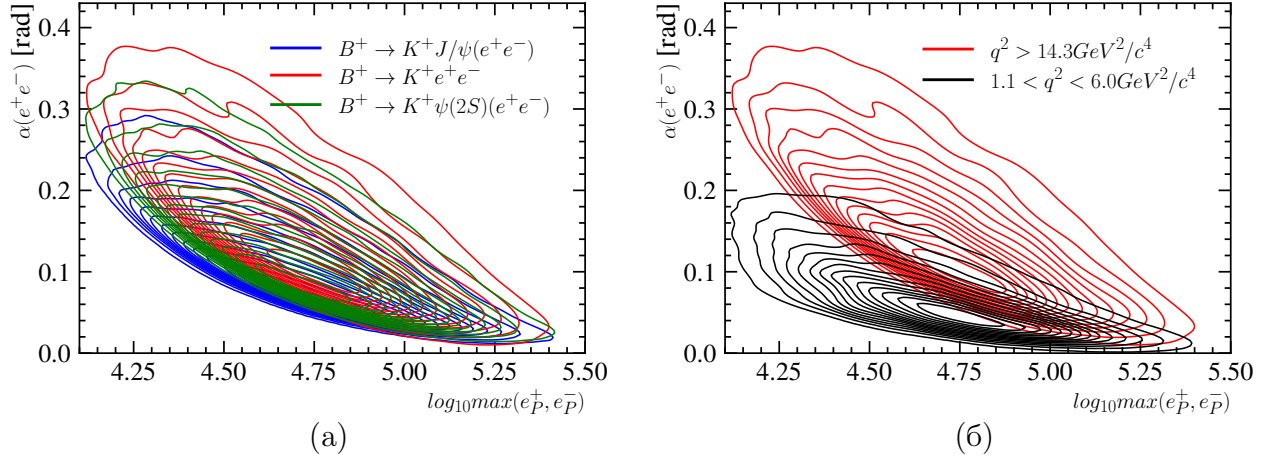
Если бы кинематические распределения переменных, связанных с редким и нормировочным каналами, были идентичны, все отношения эффективностей (помимо отбора по q^2) были бы равны единицы и вклад систематических погрешностей от вычисления эффективностей в измерение R_K был равен нулю. Остаточные систематические погрешности вызваны разницей в кинематических распределениях между редким и нормировочным каналами.

Двумерное сравнительное распределение для максимального импульса лептона в конечном состоянии и угла между двумя лептонами представлено на Рис. 4.4. Оно демонстрирует, что отношения эффективностей

$$\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)/\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+ e^-)) \quad \text{и} \quad \varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)/\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+ \mu^-))$$

не равны единицы. То же можно наблюдать в распределениях поперечного импульса p_T всех треков и угла лептонной пары α_{K^+} . Функция зависимости эффективности отбора от данных переменных была подробно исследована.

Для контроля над измеренными значениями эффективностей и подтверждением достоверности измерения R_K был выполнен набор контрольных измерений.



Распределения получены численным моделированием с настройками, соответствующими условиям набора данных 2018 г. Применена предварительная фильтрация (см. раздел 4.3.2)

Рисунок 4.4 – Распределения кинематических переменных в сравнении а) для каналов $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-)$, $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(e^+e^-)$, $B^+ \rightarrow K^+ e^+e^-$ и б) для двух областей q^2

Первой проверкой является измерение однократного отношения вероятностей распадов по нормировочным каналам $r_{J/\psi}$, которое обязано равняться единице в соответствие с расчетами СМ и ранее проведенными измерениями (см. уравнение (4.2)):

$$r_{J/\psi} = \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+\mu^-))}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-))} \quad (4.5)$$

$$= \frac{N(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+\mu^-))}{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+\mu^-))} \cdot \frac{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-))}{N(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-))}. \quad (4.6)$$

Поскольку $r_{J/\psi}$ является однократным отношением, входящие в него эффективности отбора для мюонного и электронного каналов должны быть точно известны по отношению друг к другу. Так как при измерении $r_{J/\psi}$ систематические эффекты, связанные с эффективностями, не сокращаются, как это происходит в двойном отношении R_K , данная проверка может считаться более строгой. Поскольку выходы сигнальных каналов $N(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-))$ и $N(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+\mu^-))$ на порядки превышают соответствующие выходы редких каналов, статистическая погрешность измерения $r_{J/\psi}$ мала, и в полной погрешности преобладают систематические эффекты.

В качестве дополнительной проверки было выполнено измерение отношения $r_{J/\psi}$ в зависимости от одной или нескольких кинематических переменных, позволяющее оценить адекватность понимания зависимости эффективностей отбора по соответствующим кинематическим переменным и их сокращения в двойном отношении R_K . Это особенно важно для пере-

менных, демонстрирующих неидеальное согласие между нормировочным и редким каналами. Редкий канал описывается четырьмя кинематическими переменными, в то время как нормировочный канал описывается тремя (возникает условие связи $m(\ell^+\ell^-) = \sqrt{q^2} = m(J/\psi)$).

В качестве третьей проверки было выполнено измерение параметра $R_{\psi(2S)^-}$ двойного отношения вероятностей распадов $B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(\ell^+\ell^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+J/\psi(\ell^+\ell^-)$:

$$R_{\psi(2S)} = \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(\mu^+\mu^-))}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(e^+e^-))} \cdot \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+J/\psi(e^+e^-))}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+J/\psi(\mu^+\mu^-))} \quad (4.7)$$

$$= \frac{N(B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(\mu^+\mu^-))}{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(\mu^+\mu^-))} \cdot \frac{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(e^+e^-))}{N(B^+ \rightarrow K^+\psi(2S)(e^+e^-))} \times$$

$$\times \frac{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+J/\psi(\mu^+\mu^-))}{N(B^+ \rightarrow K^+J/\psi(\mu^+\mu^-))} \cdot \frac{N(B^+ \rightarrow K^+J/\psi(e^+e^-))}{\varepsilon(B^+ \rightarrow K^+J/\psi(e^+e^-))}. \quad (4.8)$$

Поскольку это двойное отношение, измерение $R_{\psi(2S)}$ является независимым способом проверки сокращения систематических эффектов, связанных с вычислением эффективностей, в двойном отношении R_K .

4.1.4 Стратегия исследования вслепую

На протяжении всего исследования сигнальная область данных, реконструируемых в гипотезе трех треков $K^+e^+e^-$, оставалась скрытой для обеспечения непредвзятости анализа. Под «скрытием области» (или проведением исследования «вслепую») подразумевается:

- Выход сигнального канала $N(B^+ \rightarrow K^+e^+e^-)$ и зависящие от него параметры остаются неизвестными для работающей над измерением группы.
- Исключается визуальное рассмотрение области распределения инвариантных масс трех треков, включающей сигнальные события.
- Значение наблюдаемой R_K и зависящих от него параметров также остаются неизвестными.

Раскрытие сигнальной области данных $K^+e^+e^-$ осуществляется после формирования стратегии анализа и выполнения всех проверок.

Область распределения инвариантной массы трех треков $K^+e^+e^-$ справа от сигнального пика ($m(Kee) > 5400 \text{ МэВ}/c^2$) не скрывается, поскольку в ней преобладает вклад от комбинаторного фона (фона от случайной комбинации треков частиц при реконструкции события). Данная область используется для оценки числа событий комбинаторного фона и формы его массового распределения.

Область распределения инвариантной массы трех треков $K^+e^+e^-$ слева от сигнального пика ($m(Kee) < 4900 \text{ МэВ}/c^2$) также не скрыта. Она используется для проверки ожидаемой формы массового распределения комбинаторного фона.

Распад на три трека с мюонами в конечном состоянии $K^+\mu^+\mu^-$ не скрывается, поскольку распад $K^+\mu^+\mu^-$ является более чистым и сравнительно легко реконструируемым.

Ввиду процедуры исследования вслепую, все систематические погрешности рассчитываются дважды: при формировании анализа (до получения результатов) и вновь после получения значения наблюдаемой R_K .

4.2 Данные и численное моделирование

4.2.1 Данные

Измерение R_K основывается на комбинации трех заряженных треков: одного трека, идентифицированного как каон, и двух треков, идентифицированных как противоположно заряженные электроны или мюоны, т. е. $K^+e^+e^-$ или $K^+\mu^+\mu^-$. Треки реконструируются в событиях объединенного набора данных, полученного экспериментом LHCb на протяжении первого (2011 и 2012 года) и части второго (2016-2018 гг.) сеансов работы БАК. Данные, набранные в 2015 г., не используются ввиду низкой общей статистики и низкой эффективности отбора сигнальных событий. Суммарная интегральная светимость сеанса 1 составляет 3 фб⁻¹, сеанса 2 – 6 фб⁻¹. Интегральная светимость данных, набранных LHCb для каждого года (включая неиспользованные данные 2015 г.) и для различных магнитных конфигураций представлена в таблице 10.

4.2.2 Численное моделирование

Для оптимизации отбора сигнала и расчета эффективностей отбора используется численное моделирование. Моделирование производилось методом Монте-Карло с использованием программного пакета GAUSS версии SIM09 коллаборации LHCb.

Моделирование событий редких распадов $B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$ и $B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-$ были произведено с использованием переходных форм-факторов, описанных в работе [140]. Форм-факторы, используемые при моделировании редкого распада, не оказывают значительного эффекта на измерение R_K , поскольку измерение исходит из модельно-независимого подхода, предполагающего выполнение лептонной универсальности.

4.3 Отбор событий

В данном разделе описывается отбор, используемый для подавления фоновых событий и получения чистого сигнального набора. Выделяются два основных типа фона: распределенные (не всегда равномерно) по всей рассматриваемой области инвариантных масс $m(K^+\ell^+\ell^-)$

(комбинаторный фон) и концентрирующиеся в ограниченной области $m(K^+\ell^+\ell^-)$ близ сигнального пика (далее «пиковые фоны»; все, кроме комбинаторного).

Комбинаторный фон

Комбинаторный фон представляет собой случайные комбинации треков частиц от нескольких различных каналов распадов, попавших в область отбора. Комбинаторный фон вносит вклад в распределение по инвариантной массе для нормировочного и редкого распадов электрон и мюон мод. Для подавления комбинаторного фона используется специально обученный многомерный классификатор BDT.

Частично-реконструированный фон

К частично-реконструированным фонам относятся события, при реконструкции которых были пропущены один или несколько треков дочерних частиц.

К первому роду частично реконструированных фонов были отнесены распады $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$, где s -кварк адронизируется в возбужденный s -резонанс. Примером является распад $B^0 \rightarrow K^{*0}(K^+\pi^-)\ell^+\ell^-$, где трек π^- не был реконструирован. Этот род частично-реконструированного фона далее называется «странным».

Для нормировочных каналов характерен дополнительный вид частично-реконструированного фона, связанный с адронным переходом $V_{cb} \cdot V_{cs} b \rightarrow c\bar{c}s$, где система $c\bar{c}$ адронизируется в возбужденный чармониевый резонанс. Данный вид фона далее называется «чармониевым». Примером является распад $B^+ \rightarrow \psi(2S)(\ell\ell)K^{*+}(K^+\pi^0)$, где кандидат π^0 не был реконструирован.

В связи с упущением массивных частиц при реконструкции, эти фоны формируют пики в области более низких масс, чем пики от редких/нормирующих каналов. При этом ввиду низкого разрешения в электронных каналах эти источники фона могут достигать области сигнала в распределении инвариантной массы $m(K^+e^+e^-)$.

Каскадные фоны

В данном анализе частично-реконструированные полулептонные распады V_{cb} , за которыми следуют полу-лептонные распады V_{cs} названы «каскадными распадами». Пример:

$$H_b \rightarrow H_c(K^+\ell^-\bar{\nu}_\ell X)\ell^+\nu_\ell Y,$$

где H_b – адрон с b -кварком, H_c – очарованный адрон, X, Y – частицы, чьи треки были упущены. Поскольку при их реконструкции теряется не менее двух нейтрино, данные каналы

распадов формируют пики в области инвариантных масс ниже сигнала. При этом каскадные каналы могут иметь вероятности порядка нескольких процентов, то есть на четыре порядка выше редких распадов.

Каскадные фоны с ошибочно идентифицированными кандидатами

К этой категории относятся распады с промежуточным c -адроном, где один или несколько кандидатов в конечном состоянии идентифицированы с ошибкой. Примеры:

$$H_b \rightarrow H_c(K^+\pi^- \rightarrow e^- X)\ell^+\nu_\ell Y, \quad (4.9)$$

$$H_b \rightarrow H_c(K^+\ell^- \bar{\nu}_\ell X)\pi^+ \rightarrow e^+ Y, \quad (4.10)$$

$$H_b \rightarrow H_c(K^+\pi^- \rightarrow e^-)\pi^+ \rightarrow e^+ Y, \quad (4.11)$$

$$H_b \rightarrow H_c(K^+ \rightarrow e^+ \pi^- \rightarrow e^-)X^+_{\rightarrow K^+}, \quad (4.12)$$

где запись $a \rightarrow b$ обозначает истинную частицу a , идентифицированную при реконструкции как кандидат b .

Источники фона от полуплептонных распадов V_{ub} имеют значительно более низкие вероятности (порядка $\mathcal{O}(10^{-4})$), а их реконструкция должна включать в себя неверную идентификацию треков. Более того, преобладающие распады B^+ должны обладать не одним, а двумя неверно идентифицированными треками. К таковым относятся $B^+ \rightarrow \rho e^+ \nu$, $B^+ \rightarrow \omega e^+ \nu$, $B^+ \rightarrow \eta e^+ \nu$, где ρ , ω и η мезоны распадаются на пару противоположно заряженных пионов, регистрируемую детектором. Для оценки вклада данного фона необходимо рассмотреть случай, когда один из пионов идентифицируется как электрон $\pi^-_{\rightarrow e^-}$, а второй – как каон $\pi^+_{\rightarrow K^+}$. Также были исследованы распады странного B -мезона B_s с одним неверно идентифицированным треком в конечном состоянии. Это распады рода $B_s \rightarrow H_s^- e^+ \nu$, где H_s^- – странный резонанс, распадающийся на K^- и пионы с одной ошибкой $\pi^-_{\rightarrow e^-}$.

Пиковые фоны с двумя неверно идентифицированными кандидатами

Наиболее проблематичными источниками фона среди полностью реконструированных распадов с двумя неверно идентифицированными кандидатами являются $B^+ \rightarrow K^+\pi^+ \rightarrow \ell^+ \pi^- \rightarrow \ell^-$ и $B^+ \rightarrow K^+K^+ \rightarrow \ell^+ K^- \rightarrow \ell^-$, где два адронных трека неверно идентифицируются как электронные. Вероятности данных распадов имеют порядок $\mathcal{O}(10^{-5})$. Также возможен процесс $B^+ \rightarrow K^+\pi^+ \rightarrow \ell^+ K^- \rightarrow \ell^-$, однако его вероятность составляет порядка $\mathcal{O}(10^{-6})$ [33]. Частично реконструированные фоны с неверной идентификацией треков могут возникнуть при ошибочной реконструкции процессов распада B мезона на более, чем три адрона. Для того, чтобы

такой процесс был подобен сигналу, необходимо, чтобы один или более адронных треков был потерян при реконструкции, что приводит к более широкому пику в распределении инвариантной массы B -кандидата с более низким центральным значением в сравнении с полностью реконструированным распадом с ошибочной идентификации. Подавление фонов такого рода обеспечивается наложением критериев на параметры идентификации частиц. Интегральный вклад и форма распределения остаточного фона от распадов с неверной идентификацией определены методом «прошел-не прошел», описанным в разделе 4.5.2.

Для нормировочных каналов аналоги полностью реконструированных фонов с неверной идентификацией треков отсутствуют, поскольку распады $J/\psi \rightarrow h^+h^-$ и $\psi(2S) \rightarrow h^+h^-$ запрещены.

К этой категории фона также относятся распады $B^+ \rightarrow X_{\rightarrow K^+}^+ D^0(K_{\rightarrow e^+}^+ \pi_{\rightarrow e^-}^-)$, где $X^+ \in [K^+, \pi^+]$. Несмотря на условие неверной идентификации трех треков, данный фон может иметь ощутимый вклад ввиду своей значительной вероятности. Поскольку пик его распределения расположен при более низких значениях квадрата инвариантной массы лептонной пары q^2 , он не проходит критерии отбора, примененные в данном анализе. Несмотря на это, для обеспечения полноты анализа и возможности сравнения процедуры с предыдущими исследованиями при отборе данных используется дополнительный критерий подавления данного источника фона.

В качестве особого типа фона с неправильной идентификацией двух частиц рассматриваются так называемые распады с «обменом» идентификации. Примером распадов с обменом является $B^+ \rightarrow K^+_{\rightarrow \ell^+} J/\psi(\ell^+_{\rightarrow K^+} \ell^-)$. Такой распад может достичь области высоких значений q^2 и влиять на чувствительность исследования к редкому каналу.

Пиковые фоны с ошибкой идентификации $\pi \rightarrow K$

Для редкого и нормировочного каналов существует по одному полностью реконструированному источнику фона с единственной ошибкой $\pi \rightarrow K$: $B^+ \rightarrow \ell^+ \ell^- \pi^+_{\rightarrow K^+}$ и $B^+ \rightarrow J/\psi \pi^+_{\rightarrow K^+}$ соответственно. В распределении инвариантной массы пик от данного фона находится близ области сигнала. При этом его интегральный вклад подавлен на множитель $|V_{cd}/V_{cs}|^2$ по отношению к нормировочному каналу и на множитель $|V_{td}/V_{ts}|^2$ по отношению к редкому.

Распад $B_s^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+ K^-) e^+ e^-$

В области высоких значений q^2 распад $B_s^0 \rightarrow K^+ K^- e^+ e^-$ подавлен ввиду ограничения доступного фазового пространства. Для резонансного вклада $B_s^0 \rightarrow f_2'(1525)(\rightarrow K^+ K^-) e^+ e^-$

доступное фазовое пространство пренебрежимо мало уже при $q^2 \sim 16 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Влияние на сигнальную область $q_{\text{track}}^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$ оказывает только нерезонансный вклад от S -волны и резонансный вклад с $\phi(\rightarrow K^+ K^-)$.

Распад $\Lambda_b^0 \rightarrow p^+ K^- e^+ e^-$

Распад $\Lambda_b^0 \rightarrow p^+ K^- e^+ e^-$ относится к частично-реконструированным источникам фона. Это редкий распад с вероятностью порядка $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ (сравнимо с исследуемым редким каналом: $\mathcal{B} \sim 5 \cdot 10^{-7}$). В области высоких значений q^2 вклад данного фона крайне незначителен ввиду ограничения доступного ему фазового пространства порогом $q^2 \approx 17 \text{ ГэВ}^2/c^4$ [141]. Требование к потере протонного трека при реконструкции приводит к тому, что данный канал выпадает из области сигнальных значений. Ввиду всего вышесказанного данный распад не рассматривается в описанном исследовании.

4.3.1 Последовательность отбора

Отбор сигнальных событий состоит из следующих шагов:

1. Реконструкция и предварительная фильтрация (Stripping). Предварительная фильтрация используется для значительного уменьшения размеров набора данных эксперимента ЛНСб и обеспечения возможности проведения анализа с имеющимися вычислительными мощностями.
2. Применение специфических для анализа критериев:
 - а) Отбор области по квадрату инвариантной массы q^2 (различается для редких и контрольных каналов);
 - б) Фидуциарные требования для упрощения расчета эффективностей и вето-требования для подавления каскадных фонов;
 - в) Требования к параметрам идентификации частиц (PID) для подавления фонов от распадов с неверной идентификацией при реконструкции;
3. Выбор оптимальных конфигураций триггера;
4. Отбор при помощи методов многомерного анализа для подавления комбинаторного и частично-реконструированного фона;
5. Наложение требований на инвариантную массу трех треков $m(K^+ \ell^+ \ell^-)$ для отбора области параметризации массового распределения.

4.3.2 Предварительная фильтрация

Критерии предварительной фильтрации для электронной и мюонной моды схожи. Отобранные треки должны удовлетворять смягченным требованиям на качество и идентификацию частиц. Комбинация из трех треков должна иметь хорошо определенную вершину. Эта вершина должна быть на значительном удалении от любой первичной вершины протон-протонного взаимодействия.

Реализация линий фильтрации в виде набора требований к параметрам кандидатов и событий описана в таблице 11.

Таблица 11 – Список требований двух линий алгоритма фильтрации Stripping, используемых для отбора электронных и мюонных событий в данных первого и второго сеансов

Кандидат	Параметр	Bu2LLKeeLine2	B2XMuMuLine
B^+	$\chi^2_{to\ PV}$	> 100	> 121
	$\cos(\text{DIRA})$	$< 0,995$	$< 0,9999$
	χ^2_{IP}	< 25	< 16
	$\chi^2_{\text{DV}}/\text{ndof}$	< 9	< 8
	$m\ (\text{ГэВ}/c^2)$	$> 4,28\ (\text{Сеанс 1})$	$> 4,9$
		$> 3,78\ (\text{Сеанс 2})$	
		$< 6,28\ (\text{Сеанс 1})$	$< 7,0$
$\ell\ell$		$< 6,78\ (\text{Сеанс 2})$	
ℓ	$\chi^2_{\text{DV} \leftrightarrow \text{PV}}$	> 16	> 9
	$\chi^2_{\text{DV}}/\text{ndof}$	< 9	< 12
	χ^2_{IP}	> 9	> 9
	$p_T\ (\text{МэВ}/c)$	> 300	—
ℓ	$\text{PID}_{e,\mu}$	> 0	> -3
	isMuon	—	true
все треки	$\text{prob}_{\text{ghost}}$	—	$< 0,35\ (\text{Сеанс 1})$
			$< 0,5\ (\text{Сеанс 2})$
	χ^2_{TrackFit}	$< 3\ (\text{Сеанс 2})$	—
K	χ^2_{IP}	> 9	> 6
	$p_T\ (\text{МэВ}/c)$	> 400	—
событие	nSPDHits	< 600	< 600

Требования отбора включают себя условия на качество подгонки χ^2 трека B^+ -мезона по отношению к первичной вершине взаимодействия (ПВ, PV, primary vertex) $\chi_{to\ PV}^2$; разницу качества подгонки ПВ с учетом и без учета трека B мезона χ_{IP}^2 ; отношение качества подгонки вершины распада (BP, DV, decay vertex) трека к числу степеней свободы (ndof, number of degrees of freedom) χ_{DV}^2/ndof . Трек кандидата B^+ -мезона должен удовлетворять требованию на инвариантную массу m и угол $DIRA$ между направлением трека и направлением векторной суммы треков частиц-продуктов распада B^+ . Система пары лептонных треков-кандидатов $\ell\ell$ должна удовлетворять требованиям по разнице качества подгонки трека в предположении единой вершины взаимодействия и различных ПВ и BP $\chi_{DV \leftrightarrow PV}^2$ (т.е. требуется, чтобы система из треков пары лептонов должна исходить из BP B -мезона, а не из вершины pp взаимодействия), а также условию на χ_{DV}^2/ndof . Треки индивидуальных лептонов должны удовлетворять условиям на значимость χ_{IP}^2 , быть идентифицированы как электрон и мюон (для e^- и μ^- кандидатов соответственно), а также в случае e^- -кандидатов иметь поперечный импульс $p_T > 300 \text{ МэВ}/c$. Наконец, все треки должны пройти отбор по нейросетевым классификатором для идентификации ложных треков $\text{prob}_{\text{ghost}}$, а само событие должно характеризоваться ограниченным значением числа хитов в детекторе SPD nSPDHits (характеризует множественность треков в событии).

4.3.3 Отбор сигнальных событий

Требования к отбору сигнальных событий представлены в таблице 12. Кандидаты электронного и мюонного каналов редкой и резонансной моды должны соответствовать требованиям по качеству. Число хитов в детекторе SPD не должно превышать 600 для событий первого сеанса и 450 для второго. Значение параметра $\text{prob}_{\text{ghost}}$ для каонного и лептонных треков-кандидатов должно быть меньше 0,3. Каждый из треков конечного состояния не должен иметь треков-дубликатов, что обеспечивается требованием на минимальное значение угла между любой парой треков $\cos(\theta_{\text{clone}}) < 0,9999998$. Для выделения сигнальных событий и упрощения расчета эффективностей, а также обеспечения нахождения всех треков-кандидатов в чувствительном объеме актуальных детекторных систем, применяется набор доверительных критериев, различающийся для электронного и мюонного каналов.

Доверительные критерии

Для того, чтобы фазовое пространство сигнального набора данных совпадало с фазовым пространством набора данных для калибровки систем идентификации частиц, поперечный импульс электронных треков-кандидатов $p_T(e)$ должен превышать $0,5 \text{ ГэВ}/c^2$, а полный им-

пульс – $p(e) > 3 \text{ ГэВ}/c^2$. Поперечный импульс мюонных треков-кандидатов $p_T(\mu)$ должен превышать $0,8 \text{ ГэВ}/c^2$. Обеспечивается попадание треков в чувствительную область детектора: все треки должны иметь ассоциирующиеся кольца черенковского излучения, зарегистрированные детектором RICH ($\text{hasRich}(K, e, \mu)$); электронные треки должны иметь ассоциирующиеся кластеры в ECAL ($\text{hasCalo}(e)$); мюонные треки должны находится в чувствительной области мюонных камер $\text{inMuonAcc}(\mu)$.

Дополнительно, при обработке электронов-кандидатов применяется обрезание на расстояние от центра ливня до ближайшей мертвой ячейки или вакуумной камеры ECAL $x_{ECAL}(e) < 363 \text{ мм}$ или $y_{ECAL}(e) < 282 \text{ мм}$. Данное требование обеспечивает лучшее согласие между экспериментальными данными и моделированием и не оказывает большого влияния на эффективность: для контрольного канала $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-)$ потери событий составляют менее 1 %.

Идентификация кандидатов

Для обеспечения корректной идентификации кандидатов используются три параметра: probNN , PID и isMuon . Весовой параметр $\text{probNN}_a(B)$ представляет собой выходной классификатор нейронной сети, обученной для оценки гипотезы частицы a для трека кандидата B на основе данных с калориметрической системы, детектора RICH и мюонных камер детектора LHCb. Параметр $\text{PID}_a(B)$ представляет собой разницу логарифмов правдоподобия гипотезы о принадлежности трека B частице a и пиону. Наконец, параметр isMuon является бинарным селектором мюонов, вычисляемым по числу хитов в мюонных станциях в области вокруг экстраполированного трека.

Для электронной и мюонной мод редкого и нормировочного каналов трек каона-кандидата должен обладать $\text{probNN}_K > 0,2$. Для каонного трека в случае электронной моды дополнительное условие представляет собой $\text{PID}_e < 0$, а в случае мюонной моды – селектор isMuon должен быть ложным. Электронный трек-кандидат должен характеризоваться значением параметра $\text{PID}_e > 4$. Мюонный трек должен удовлетворять условию $\text{PID}_\mu > 0$ при истинном isMuon .

Подавление каскадных фонов

Для подавления каскадных фонов были наложены дополнительные требования на инвариантную массу трека или трековой комбинации. Накладывается вето-требование $m(K\ell) > 1885 \text{ МэВ}/c^2$, удаляющее область инвариантных масс с потенциальными событиями $D^0 \rightarrow K\ell$.

Таблица 12 – Критерии отбора, наложенные на события электронного (слева) и мюонного (справа) каналов.

Качество событий		Качество событий	
nSPDHits	< 600 (Сеанс 1)	nSPDHits	< 600 (Сеанс 1)
	< 450 (Сеанс 2)		< 450 (Сеанс 2)
prob _{ghost} (K,e)	< 0,3	prob _{ghost} (K,μ)	< 0,3
cos(θ _{clone})	< 0,9999998	cos(θ _{clone})	< 0,9999998
Каскадные вето		Каскадные вето	
$m(K^+e^-)$	> 1885 МэВ/c ²	$m(K^+\mu^-)$	> 1885 МэВ/c ²
$m_{e\rightarrow\pi}^{Track}(K^+e^-)$	$\notin m(D^0) \pm 40$ МэВ/c ²	$m_{\mu\rightarrow\pi}(K^+\mu^-)$	> 1885 МэВ/c ²
$m_{ee\rightarrow K\pi}^{Track}(e^+e^-)$	$\notin m(D^0) \pm 40$ МэВ/c ²	$m_{K\rightarrow\mu}(K^+\mu^-)$	$\notin m(J/\psi) \pm 60$ МэВ/c ²
Область чувствительности		$m_{K\rightarrow\mu}(K^+\mu^-)$	$\notin m(\psi(2S)) \pm 60$ МэВ/c ²
$p_T(e)$	> 0,5 ГэВ/c	Область чувствительности	
$p(e)$	> 3 ГэВ/c	inMuonAcc(μ)	= true
hasRich(K,e)	= true	hasRich(K,μ)	= true
hasCalo(e)	= true	$p_T(\mu)$	> 0,8 ГэВ/c
$x_{ECAL}(e)$	> 363 мм	Идентификация кандидатов	
or $y_{ECAL}(e)$	> 282 мм	probNN _K (K)	> 0,2
Идентификация кандидатов		isMuon(K)	= false
probNN _K (K)	> 0,2	PID _μ (μ)	> 0
PID _e (K)	< 0	isMuon(μ)	= true
PID _e (e)	> 4		

Для подавления фона от процессов вида $H_b \rightarrow H_c(K^+\pi^-\rightarrow\ell^-)\ell^+\nu_\ell\gamma$ накладывается сходное вето с заменой массовой гипотезы лептонного трека на пион. В случае мюонов это вето $m_{\mu\rightarrow\pi}(K^+\mu^-) > m(D^0)$. В случае электронов при наложении критериев дополнительно отключается алгоритм восстановления тормозного излучения, соответственно вето имеет вид $|m_{\text{track}}(K^+e^-)_{e\rightarrow\pi} - m(D^0)| > 40$ МэВ/c². Наконец, в обоих случаях накладывается дополнительное требование для удаления фона от распадов рода $B^+ \rightarrow X^+_{\rightarrow K^+} D^0(K^+_{\rightarrow e^+} \pi^-_{\rightarrow e^-})$, где $X^+ \in [K^+, \pi^+]$. Вето имеет вид $m^{Track}(e^+_{\rightarrow K^+} e^-_{\rightarrow \pi^-}) \notin m(D^0) \pm 40$ МэВ/c².

Выделение области инвариантных масс

Используемые в анализе окна отбора редких и нормировочных каналов в по значению квадрата инвариантной массы лептонной пары q^2 представлены в таблице 13. Выходы нормировочных каналов были измерены параметризацией распределений подогнанных масс $m_{\text{DTF}}^{J/\psi}(K^+\ell^+\ell^-)$ и $m_{\text{DTF}}^{\psi(2S)}(K^+\ell^+\ell^-)$ (где DTF – Decay Tree Fitter, подгонка дерева распада). Подогнанные массы рассчитываются, используя такую параметризацию лептонных треков и их вершин, что их инвариантная масса удовлетворяет требованию происхождения треков от распада соответствующего чармониевого резонанса [142].

Таблица 13 – Наборы событий редких и контрольных каналов и соответствующие им области отбора по q^2 и инвариантной массе трех треков

	Параметр	$e\bar{e}$ мода	$\mu\mu$ мода	единицы
Редкие каналы	q^2	–	14,3 – 23,0	$\text{ГэВ}^2/c^4$
	q_{track}^2	14,3 – 23,0	–	$\text{ГэВ}^2/c^4$
	$m(K^+\ell^+\ell^-)$	4,30 – 6,70	5,18 – 5,60	$\text{ГэВ}/c^2$
J/ψ -резонанс	q^2	6,00 – 12,96	8,68 – 10,09	$\text{ГэВ}^2/c^4$
	q_{track}^2	7,1 – 10,0	–	$\text{ГэВ}^2/c^4$
	$m_{\text{DTF}}^{J/\psi}(K^+\ell^+\ell^-)$	5,08 – 5,68	5,18 – 5,60	$\text{ГэВ}/c^2$
$\psi(2S)$ -резонанс	q^2	9,92 – 16,40	12,5 – 14,2	$\text{ГэВ}^2/c^4$
	q_{track}^2	10,5 – 14,2	–	$\text{ГэВ}^2/c^4$
	$m_{\text{DTF}}^{\psi(2S)}(K^+\ell^+\ell^-)$	5,08 – 5,68	5,18 – 5,60	$\text{ГэВ}/c^2$

Как упоминалось в разделе 4.1.2, в анализе используется параметр q_{track}^2 , которая представляет собой квадрат инвариантной массы лептонной пары q^2 , полученный на основе трековой информации. Данный параметр не подвергается воздействию алгоритма восстановления тормозного излучения, потому её использование обеспечивает невозможность миграции фоновых событий в сигнальную область.

Для редкого канала критерий по параметру q_{track}^2 составляет $q_{\text{track}}^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Его применение приводит к статистическому ожиданию в 0,49 событий резонансного канала $K^+\psi(2S)(e^+e^-)$ во всем рассматриваемом наборе данных. Применение более мягкого критерия $q_{\text{track}}^2 > 14,0 \text{ ГэВ}^2/c^2$ приводит к ожиданию в 3 ± 1 событий, что соответствует $\sim 1\%$ от выхода сигнала.

Отбор по q^2 является одним из исключений из общей стратегии применения одинаковых

критериев для редких и нормировочных каналов. Для мюонных и электронных контрольных каналов $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\ell^+ \ell^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(\ell^+ \ell^-)$ отбор по q^2 различается. В частности, в то время как для отбора мюонных каналов используется параметр q^2 , электронные события фильтруются при помощи параметра q_{track}^2 для лучшего совпадения эффективностей редкого и нормировочного каналов.

Для измерения проверочного параметра $R_{\psi(2S)}$ используется отбор по q_{track}^2 , обеспечивающий лучшее соответствие данных по $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(e^+ e^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$. К тому же, такой отбор позволяет достичь лучшего подавления фона от событий с промежуточным J/ψ .

4.3.4 Выбор конфигурации триггера

Триггер аппаратного уровня L0

В зависимости от настроек триггера аппаратного уровня L0, которому удовлетворяет событие с электронным сигнальным кандидатом, событие может быть отнесено к одной из трех взаимоисключающих категорий:

- $e\text{TOS}$: событие было отобрано триггерной линией (далее просто триггером) уровня L0, основываясь на одном из двух электронных треков (требуется, чтобы триггер `L0Electron` был в состоянии «триггер на сигнал» по отношению к одному из двух электронов);
- $h\text{TOS}!$: событие было отобрано триггером L0, основываясь на каонном треке (триггер `L0Hadron` должен быть в состоянии TOS по отношению к каону), исключая события из предыдущей категории;
- $\text{TIS}!$: событие было отобрано триггером L0, основываясь на любом другом треке, принадлежащем событию, исключая события из предыдущих двух категорий (это означает, что хотя бы один из триггеров `L0Electron`, `L0Hadron`, `L0Muon` или `L0Photon` сработал независимо от сигнала).

В области высоких значений q^2 категория $h\text{TOS}!$ включает в себя очень малое число сигнальных событий, поскольку импульс каонного трека сравнительно мал. В категории $\text{TIS}!$ также преобладает фон, поскольку сигнальные события с электронной парой с высоким значением импульса должны автоматически удовлетворять $e\text{TOS}$. По этим причинам более 90 % редких распадов электронной моды находятся в категории $e\text{TOS}$. Соответственно, категории $h\text{TOS}!$ и $\text{TIS}!$ далее не рассматриваются.

Поскольку мюонный триггер значительно более эффективен, чем линии, использующие калориметрическую информацию, для отбора событий моды $K^+ \mu^+ \mu^-$ используется только он. В представлении описанных категорий, события относятся к μTOS , требующей сигналь-

ного состояния TOS триггера L0Muon по отношению к одному из двух мюонных треков.

Триггеры L0Muon и L0Electron накладывают ограничения на поперечную энергию E_T^{L0} и поперечные импульсы p_T^{L0} соответствующих треков, вычисленных в онлайн-режиме. Импульсы рассчитываются исходя из отсчетов аналого-цифровых преобразователей калориметрической системы и мюонных камер. Для обеспечения согласия между экспериментальными данными и моделированными событиями при отборе сигнальных событий применяются более строгие критерии на соответствующие переменные, полученные после оффлайн-реконструкции.

Триггер программного уровня HLT

Триггеры HLT основаны на онлайн реконструкции и отборе событий с использованием мультивариативных алгоритмов. Для сеанса 1 производимая реконструкция отличается по качеству от оффлайн-реконструкции; для сеанса 2 они идентичны. Используемые алгоритмы типичны для анализов распадов с электронами и мюонами в конечном состоянии.

4.3.5 Мультивариативные алгоритмы

Для эффективного подавления фона от комбинаторных событий и частично-реконструированных распадов вида

$$B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)e^+e^-, \quad (4.13)$$

$$B^+ \rightarrow K^{*+}(\rightarrow K^+\pi^0)e^+e^-, \quad (4.14)$$

$$B_s^0 \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)e^+e^-, \quad (4.15)$$

используется специализированная процедура, основанная на применении методов многомерного анализа. В ходе анализа были обучены, проверены и оптимизированы классификаторы типа BDT. Для подавления фона используется критерий на минимальное значение данной оценки. Параметр классификатора, обученного против комбинаторного фона – CombBDT (combinatorial). Классификатор, обученный против частично-реконструированного фона – prcBDT (partially reconstructed).

4.4 Поправки к результатам численного моделирования

Полная эффективность отбора сигнальных событий может быть разложена на следующие независимые множители:

$$\varepsilon^{\text{tot}} = \varepsilon^{\text{geom}} \cdot \varepsilon^{\text{track}} \cdot \varepsilon^{\text{rec,strip}} \cdot \varepsilon^{\text{sel}} \cdot \varepsilon^{\text{PID}} \cdot \varepsilon^{\text{trig}} \cdot \varepsilon^{\text{BDT}} \cdot \varepsilon^{\text{fit range}}, \quad (4.16)$$

где

- $\varepsilon^{\text{geom}}$ – геометрическое покрытие области чувствительности детектора (полярный угол треков от 10 до 400 мрад);
- $\varepsilon^{\text{track}}$ – эффективность трекинговой системы;
- $\varepsilon^{\text{rec,strip}}$ – эффективность реконструкции вершин и первоначального отбора (кроме предварительной идентификации треков)
- ε^{sel} – эффективность оффлайн отбора сигнальных событий, включая требование по области q^2 для отбора событий, относящихся к нормировочному и редкому каналам, исключая требования по идентификации треков;
- ε^{PID} – эффективность всей идентификации треков;
- $\varepsilon^{\text{trig}}$ – эффективность условий триггера;
- ε^{BDT} – эффективность критериев отбора методом многомерных классификаторов;
- $\varepsilon^{\text{fit range}}$ – эффективность отбора области инвариантной массы для параметризации.

Каждый множитель – это условная эффективность, рассчитанная по отношению к событиям, удовлетворяющим предыдущим требованиям отбора. Расчет полной эффективности ε^{tot} выполняется на основе численного моделирования с поправками. В общем виде расчет поправок состоит в сравнении характерных распределений параметров моделированных и экспериментальных событий контрольных каналов и вычислении максимально согласующих их весов (веса применяются исключительно к продуктам моделирования).

Каждому моделированному событию приписываются веса четырех типов:

1. w^{track} – весовые коэффициенты, отвечающие за поправки к трекингу электронов;
2. w^{PID} – поправки к переменным идентификации частиц: $w^{\text{PID}} = \varepsilon_{K^+}^{\text{PID}} \cdot \varepsilon_{\ell^-}^{\text{PID}} \cdot \varepsilon_{\ell^+}^{\text{PID}}$, где $\varepsilon_{K^+}^{\text{PID}}$ и $\varepsilon_{\ell^\pm}^{\text{PID}}$, где эффективности определены из калибровочных наборов;
3. w^{trig} – поправки к триггеру;
4. w^{kin} – поправки к кинематическим характеристикам B -мезонов, включающие в себя $w_{\text{gen}}^{\text{kin}}$ – поправки к распределениям импульса и скорости B -мезонов на уровне генерации и $w_{\text{rec}}^{\text{kin}}$ – поправки к распределениям кинематических переменных на уровне реконструкции.

Таким образом, полная эффективность может быть выражена, как

$$\varepsilon^{\text{tot}} = \underbrace{\frac{\sum_{\text{rec}} w_{\text{gen}}^{\text{kin}}}{\sum_{\text{gen}} w_{\text{gen}}^{\text{kin}}}}_{\varepsilon^{\text{geom}} \cdot \varepsilon^{\text{rec,strip}}} \cdot \underbrace{\frac{\sum_{\text{sel}} w_{\text{rec}}^{\text{kin}} \cdot w^{\text{track}} \cdot w^{\text{PID}} \cdot w^{\text{trig}}}{\sum_{\text{rec}} w_{\text{rec}}^{\text{kin}}}}_{\varepsilon^{\text{track}} \cdot \varepsilon^{\text{sel}} \cdot \varepsilon^{\text{PID}} \cdot \varepsilon^{\text{trig}} \cdot \varepsilon^{\text{BDT}} \cdot \varepsilon^{\text{fit range}}}, \quad (4.17)$$

где $\sum_{\text{gen}}$ – число моделированных событий на уровне генерации; $\sum_{\text{rec}}$ – число реконструированных моделированных событий, удовлетворяющих критериям предварительного отбора, помимо идентификации частиц; $\sum_{\text{sel}}$ – число моделированных событий, прошедших всю це-

почку отбора, исключая отбор по критериям идентификации частиц.

Измеряемые вероятности редких распадов определяются в области истинных значений $14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4 < q^2_{\text{true}}$. Для вычисления вероятностей распадов требуется рассчитать параметр $\mathcal{N}_{\text{in}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)$ – выход распада $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ с поправкой на эффективность. Значение $\mathcal{N}_{\text{in}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)$ соответствует полному числу сигнальных распадов B мезонов, рожденных в pp взаимодействиях (т. е. до любых эффектов, связанных с детектированием). Данный параметр пропорционален числу отобранных сигнальных событий $N^{\text{sel}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)$ из области $14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4 < q^2$, получаемому путем интегрирования параметризации распределения инвариантных масс. $\mathcal{N}_{\text{in}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)$ и $N^{\text{sel}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)$ связаны соотношением

$$\begin{aligned} N^{\text{sel}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-) &= \mathcal{N}_{\text{all}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-) \cdot \varepsilon^{\text{tot}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-) = \\ &= \mathcal{N}_{\text{in}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-) \cdot \frac{1}{f^{q^2}} \cdot \varepsilon^{\text{tot}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-), \end{aligned} \quad (4.18)$$

где $\mathcal{N}_{\text{all}}$ – число событий во всем спектре q^2 ; f^{q^2} – доля событий $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ в области $14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4 < q^2_{\text{true}}$. Значение f^{q^2} может быть вычислено при помощи численного моделирования на уровне генерации:

$$f^{q^2} = \frac{\sum_{\text{gen}, 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4 < q^2_{\text{true}}} w_{\text{gen}}^{\text{kin}}}{\sum_{\text{gen}, \text{all } q^2} w_{\text{gen}}^{\text{kin}}}. \quad (4.19)$$

Заметим, что несмотря на зависимость данного отношения от моделированного спектра q^2 , и, следовательно, заложенных в моделирование форм-факторов, эффективность отбора событий имеет множитель, сокращающийся с данной зависимостью в условии идеального разрешения по q^2 .

Таким образом, отношение вероятностей распадов для редкого канала в области значений $14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4 < q^2_{\text{true}}$ и нормировочного канала $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi$ может быть выражено, как:

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)_{\text{in}}}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi)} &= \frac{\mathcal{N}_{\text{in}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)}{\mathcal{N}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi)} = \\ &= \frac{\mathcal{N}_{\text{all}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)}{\mathcal{N}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi)} \cdot f^{q^2} = \\ &= \frac{N^{\text{sel}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)}{N^{\text{sel}}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi)} \cdot \frac{\varepsilon^{\text{tot}}(B^+ \rightarrow K^+ J/\psi)}{\varepsilon^{\text{tot}}(B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-)} \cdot f^{q^2} \end{aligned} \quad (4.20)$$

где подпись «in» обозначает определение в области $14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4 < q^2_{\text{true}}$, а подпись «all» обозначает определение во всем спектре q^2 .

4.4.1 Поправки к разрешению детектора

Моделированное разрешение эксперимента LHCb относительно инвариантной массы электронной пары оказывается более качественным, чем наблюдаемое в эксперименте. Для

проводимого измерения это означает, что использование результатов численного моделирования может привести к завышенной оценке эффективностей отбора кандидатов в избранной области инвариантных масс двух (q_{track}^2, q^2) или трех ($m(K^+e^+e^-)$) треков, а также к различиям в форме распределения реконструированной инвариантной массы B -кандидата.

Для осуществления поправок к разрешению в численном моделировании были использованы две специализированные процедуры размытия распределений. Первая из них была разработана в данном исследовании и применяется для размытия распределения по q_{track}^2 . Вторая процедура ставит целью размытие распределений по q^2 и $m(K^+e^+e^-)$; в ней используются подходы, изложенные в описании измерения R_K в центральной области q^2 .

Выделяются два источника ошибок в моделировании разрешения детектора для систем с электронными треками. Во-первых, разница в количестве вещества детектора в модели и действительности приводит к разнице в числе испущенных фотонов тормозного излучения. Это, в свою очередь, оказывает эффект на разрешение по импульсу электронных треков. Во-вторых, неидеальное моделирование множественности треков (и, следовательно, загрузки детектора) и работы ECAL влияет на эффективность процедуры восстановления фотонов тормозного излучения. Неидеальности в моделировании процедуры восстановления проявляют себя в изменении формы массового распределения B мезона и энергии электронных треков.

Размытие q_{track}^2

Для введения поправок к вышеописанным эффектам была применена специализированная процедура на основе свертки распределений. Свертка размывает распределения и ухудшает моделированное разрешение до наблюдаемого в эксперименте. Процедура размытия распределений кандидатов без восстановленных фотонов тормозного излучения, отличается от процедуры, применяемой к событиям с одним и более фотоном. По этой причине события были подразделены на три категории:

0 γ : Ни один из треков электронов-кандидатов не получил фотона при процедуре восстановления, эквивалентность $q^2 \equiv q_{\text{track}}^2$;

1 γ : Ровно один электронный трек получил один или несколько фотонов;

2 γ : Оба электронных трека получили хотя бы один фотон каждый.

Различие процедуры для трех категорий отражено в разном выборе моделей параметризации распределений. Процедура размытия распределения состоит из следующих шагов:

1. Все наборы данных, используемых в процедуре, проходят полный отбор, включаю-

ций введение поправок для моделирования и отбор при помощи многомерных классификаторов. На массу B кандидата с подгонкой промежуточного резонанса J/ψ накладывается более строгий критерий $5200 < m_{\text{DTF}}^{J/\psi}(K^+e^+e^-) < 5680 \text{ МэВ}/c^2$ для дополнительного подавления частично-реконструированных фонов.

2. Для каждой отдельной категории по числу треков с восстановленными фотонами выполняется параметризация моделированного распределения инвариантной массы пары электронных треков, рассчитанной без процедуры восстановления тормозного излучения $m_{\text{track}}(ee)$. Для категорий 1γ и 2γ распределение $m_{\text{track}}(ee)$ параметризуется взвешенной суммой логарифмически-нормального распределения и двух моделей Crystal Ball [143]. Математическое выражение функции Crystal Ball:

$$f(x, \mu, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R) = \begin{cases} A_L \cdot \left(B_L - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n_L} & \text{для } \frac{x-\mu}{\sigma} < \alpha_L, \\ \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) & \text{для } \alpha_R \leq \frac{x-\mu}{\sigma} \leq \alpha_L, \\ A_R \cdot \left(B_R - \frac{x-\mu}{\sigma}\right)^{-n_R} & \text{для } \frac{x-\mu}{\sigma} > \alpha_R, \end{cases} \quad (4.21)$$

где

$$A_{L(R)} = \left(\frac{n_{L(R)}}{|\alpha_{L(R)}|}\right)^{n_{L(R)}} \exp\left(-\frac{|\alpha_{L(R)}|^2}{2}\right), \quad (4.22)$$

$$B_{L(R)} = \frac{n_{L(R)}}{|\alpha_{L(R)}|} - |\alpha_{L(R)}|. \quad (4.23)$$

Асимметричное логнормальное распределение позволяет учесть широкий хвост в левой части распределения $m_{\text{track}}(ee)$, связанный с испущенными фотонами. Если же событие относится к категории 0γ , распределение параметризуется парной функцией Crystal Ball. Результаты параметризации моделированных распределений набора 2018 года представлены в верхнем ряду Рис. 4.5.

3. Полученная параметризующая модель затем свертывается с функцией Гаусса, описывающей разрешение детектора. Выбор функции для осуществления свертки основан на том, что хотя само распределение $m_{\text{track}}(ee)$ и является асимметричным, эффекты разрешения, в основе которых лежат физические процессы рассеяния, симметричны и описываются нормальным распределением. Полученная в результате свертки модель применяется для параметризации соответствующих экспериментальных распределений. При подгонке параметры формы изначальных логнормальных распределений и моделей Crystal Ball фиксируются; варьируются лишь параметры формы нормального распределения и нормировочный коэффициент (число событий в распределении). Результат параметризации экспериментальных распределений набора данных 2018 года представлен в нижнем ряду на Рис. 4.5.

4. Наконец, производится размытие моделированного распределения инвариантной массы $m_{\text{track}}(ee)$. Для этого к значениям $m_{\text{track}}(ee)$ каждого моделированного события прибавляется случайное число, полученное выборкой из полученного распределения Гаусса для разрешения.

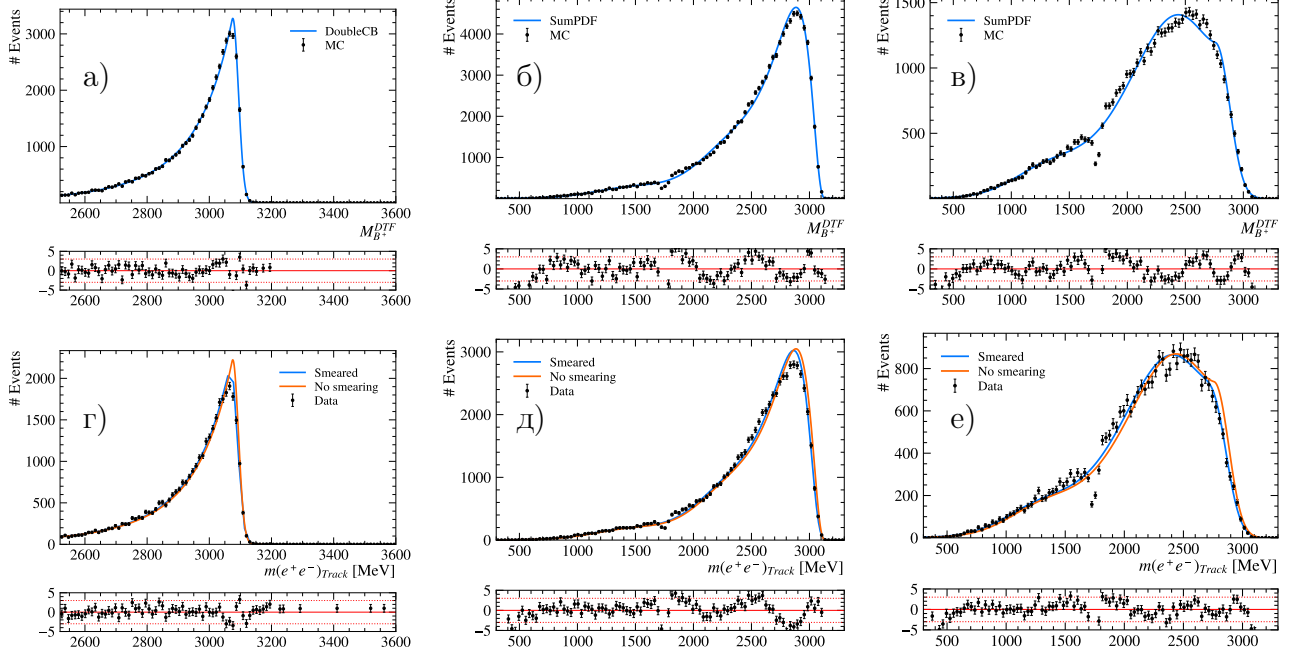


Рисунок 4.5 – Параметризации моделированных (а, б, в) и экспериментальных (г, д, е) распределений инвариантной массы пары электронных треков для $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-)$ (2018) в категориях 0γ (а, г), 1γ (б, д) и 2γ (в, е)

Получившиеся новые распределения $m_{\text{track}}(ee)$ затем используются для вычисления эффективности отбора по q_{track}^2 . Процедура размытия распределений применяется отдельно к каждому из периодов набора данных экспериментом. Параметры распределения Гаусса для введения разрешения представлены в таблице 14.

Для категорий 1γ и 2γ параметризация производится в области $m_{\text{track}}(ee) \in [300; 3600]$ МэВ/ c^2 , выбранной с целью полностью уловить особенности хвоста распределения. В районе массы ≈ 1750 МэВ/ c^2 в хвосте наблюдается локальный провал – следствие применения вето-требования $m^{\text{Track}}(e^+ \rightarrow K^+ e^- \rightarrow \pi^-) \notin m(D^0) \pm 40$ МэВ/ c^2 для подавления фонового вклада от распадов рода $B^+ \rightarrow X_{\rightarrow K^+}^+ D^0(K_{\rightarrow e^+}^+ \pi_{\rightarrow e^-}^-)$, где $X^+ \in [K^+, \pi^+]$.

Качество параметризации экспериментальных и моделированных распределений ограничено вследствие сложности формы распределения вызванной упомянутым вето D^0 . По этой причине вводится специальная систематическая погрешность, ассоциированная с поправкой моделированного разрешения. Расчет систематического эффекта производится пу-

Таблица 14 – Параметры μ_{smear} и σ_{smear} для размытия распределения q_{track}^2 для каждой категории данных

	μ_{smear}			σ_{smear}		
	0γ	1γ	2γ	0γ	1γ	2γ
2018	-6,7	-17,2	-31,2	6,0	21,3	43,1
2017	-7,7	-20,3	-36,1	5,0	22,9	45,4
2016	-7,3	-20,9	-37,9	5,5	25,9	39,3
2012	1,45	-8,5	-23,4	0,85	18,7	44,6
2011	-3,6	-9,1	-17,7	10,1	13,5	17,6

тем вычисления варьирования R_K в случаях применения и отсутствия процедуры размытия распределений. Более подробно систематический эффект обсуждается в разделе 4.6.4.

Единственный аспект выражения для наблюдаемой R_K , изменяющийся в зависимости от присутствия или отсутствия процедуры размытия распределений, это отношение эффективностей между редким и нормировочным каналами $\varepsilon_{\text{rare}}/\varepsilon_{J/\psi}$. Соответственно, изменение этого отношения $\Delta(\varepsilon_{\text{rare}}/\varepsilon_{J/\psi})$, выраженное в процентной доле, позволяет провести количественную оценку систематической погрешности, вызванной размытием q_{track}^2 . Эта переменная изображена на Рис. 4.6 для случаев отбора нормировочного канала путем выделения области по q^2 и по q_{track}^2 (процедура размытия переменной q^2 описывается далее в разделе 4.4.1). Отбор редкого канала в обоих случаях осуществляется наложением критерия на q_{track}^2 . Как можно увидеть, изменения величины $\Delta(\varepsilon_{\text{rare}}/\varepsilon_{J/\psi})$ значительно меньше (на уровне $O(1\%)$), когда отбор событий обоих каналов осуществляется наложением соответствующих критериев на q_{track}^2 . Данное обстоятельство указывает на целесообразность отбора событий нормировочного канала посредством выделения области q_{track}^2 для уменьшения систематических погрешностей, связанных с поправками к моделированию разрешения детектора.

Размытие распределений $m(K^+e^+e^-)$ и q^2

Процедура для введения поправок к моделированию разрешения детектора по отношению к полностью реконструированным инвариантным массам $m(K^+e^+e^-)$ и q^2 основывается на симметрии соответствующих распределений в контрольном канале $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-)$. Вместо введения добавочного эффекта размытия моделированных распределений, как в случае q_{track}^2 , осуществляется прямая поправка заниженной оценки разрешения: предполагая, что все эффекты размытия описываются нормальным распределением, и, соответственно, параметризуются средним значением и шириной, эффекты разлагаются на сумму сдвигов среднего

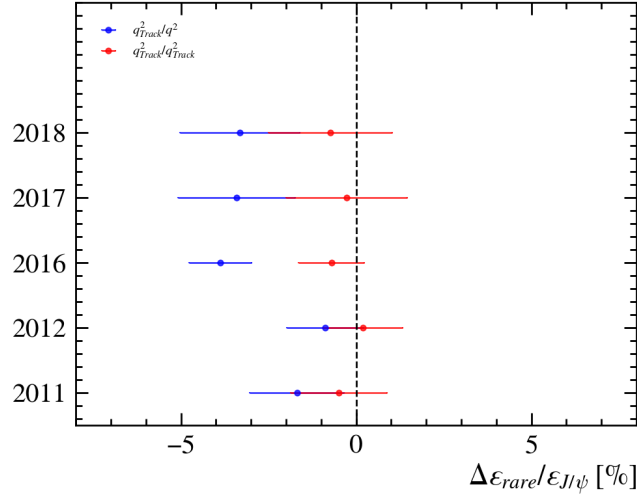


Рисунок 4.6 – Процентный сдвиг величины $\varepsilon_{\text{rare}}/\varepsilon_{J/\psi}$ при выполнении процедуры размытия моделированного распределения

значения и произведение множителей ширины, согласно формуле (4.25).

Введение поправок выполняется по следующему алгоритму:

1. Как и в случае поправок к разрешению по q_{track}^2 , все задействованные наборы экспериментальных данных и продуктов моделирования подвергаются полной цепочке отбора и введения поправок. Наборы подразделяются на категории по количеству треков с восстановленными фотонами тормозного излучения.

2. Моделированное распределение инвариантных масс $m(K^+e^+e^-)$ контрольного канала $B^+ \rightarrow K^+J/\psi(e^+e^-)$ параметризуется парой функций Crystal Ball с противоположно направленными хвостами и общими средним значением и шириной.

3. Параметры формы модели распределения фиксируются. Среднее значение выражается через подогнанный параметр функции и сдвиг $\Delta\mu$, а ширина – через подогнанный параметр и множитель s_σ , так, что новые параметры представляют собой

$$\mu^{\text{data}} = \mu^{\text{MC}} + \Delta\mu \quad \text{и} \quad \sigma^{\text{data}} = s_\sigma \cdot \sigma^{\text{MC}}.$$

Для моделей, относящихся к категориям 1γ и 2γ , вводится дополнительный параметр s_α , используемый для варьирования параметров хвоста распределения n и α :

$$\alpha^{\text{data}} = s_\alpha \cdot \alpha^{\text{MC}} \quad \text{и} \quad n^{\text{data}} = \frac{1}{s_\alpha} \cdot n^{\text{MC}}.$$

Ввиду незначительности хвостов параметризующей модели Crystal Ball в случае категории 0γ , связанными с ними эффектами можно пренебречь.

4. После этого модель с новыми параметрами используется для параметризации экспериментального распределения $m(K^+e^+e^-)$ контрольного канала $B^+ \rightarrow K^+J/\psi(e^+e^-)$. Ва-

рываются только число событий (масштабного множителя распределения, не влияющего на форму) и параметры $\Delta\mu$, s_σ и, в случае 1γ и 2γ , s_α .

5. Наконец, распределения $m(K^+e^+e^-)$ и q^2 размываются согласно формулам:

$$m^{\text{разм}} = m^{\text{ист}} + s_\sigma \cdot (m - m^{\text{ист}}) + \Delta\mu + (1 - s_\sigma) \cdot (\mu^{MC} - m(B^+)), \quad (4.24)$$

$$q^2_{\text{разм}} = q^2_{\text{ист}} + s_\sigma \cdot (q^2 - q^2_{\text{ист}}) + \Delta\mu + (1 - s_\sigma) \cdot (\mu^{MC} - m(J/\psi)), \quad (4.25)$$

где $m^{\text{ист}}$ и m – индивидуальные для каждого события истинная и реконструированная инвариантные массы трех треков $K^+e^+e^-$; s_σ , $\Delta\mu$ и μ^{MC} – параметры подгоночной модели, причем μ^{MC} – среднее значение моделей Crystal Ball, полученное подгонкой к моделированным распределениям; $m(B^+)$ – измеренная масса B^+ мезона из PDG [33].

Формула (4.25) получена из предположения, что если величина m описывается нормальным распределением с шириной σ и средним значением μ , величина $m^{\text{разм}}$ будет описываться нормальным распределением с шириной $\sigma \cdot s_\sigma$ и средним значением $\mu + \Delta\mu$. Параметризованные формы распределений инвариантной массы моделированных спектров до $m^{MC}(K^+e^+e^-)$ и после $m^{\text{разм}}(K^+e^+e^-)$ введения поправок к разрешению, также соответствующего экспериментального распределения $\mu^{\text{data}}(K^+e^+e^-)$ представлены на Рис. 4.7. Отдельно следует обратить внимание на различие в правом хвосте распределения, вызванные тем, что формула (4.25) не учитывает асимметричные особенности распределений.

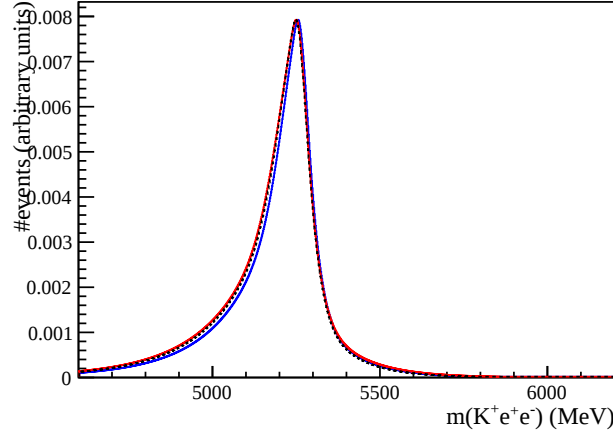


Рисунок 4.7 – Параметризации экспериментального распределения $m(K^+e^+e^-)$ (пунктир) и моделированного распределения $m(K^+e^+e^-)$ до (синий) и после размытия (красный)

4.4.2 Суммарный список эффективности

Результаты расчета эффективности для данных, набранных при условиях 2018 года представлены в таблице 15. Наибольшее различие эффективности редкого и нормировочно-

го канала на этапе отбора вызвано определяющим отбором по q^2 . Представленные в таблице 15 эффективности рассчитаны для двух случаев: без каких-либо поправок к моделированию и со всеми поправками. Последний подход используется в качестве номинального. В частности, в случае электронных треков в конечном состоянии, эффективности идентификации кандидатов и триггерного отбора сильно различаются в зависимости от того, были ли применены поправочные веса. В таблице также представлена доля f^{q^2} , рассчитанная согласно формуле (4.19) с использованием моделирования генераторного уровня.

Таблица 15 – Эффективности отбора $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+e^-)$, $B^+ \rightarrow K^+ e^+e^-$, $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(e^+e^-)$, $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+\mu^-)$, $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(\mu^+\mu^-)$, и $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+\mu^-$ для набора 2018 г.

$\varepsilon[\%]$	Электронные моды			Мюонные моды		
	J/ψ	$\psi(2S)$	редкая	J/ψ	$\psi(2S)$	редкая
	Без поправок					
$\varepsilon^{\text{geom}}$	$17,31 \pm 0,03$	$17,60 \pm 0,03$	$17,58 \pm 0,03$	$17,40 \pm 0,03$	$17,66 \pm 0,03$	$17,68 \pm 0,03$
$\varepsilon^{\text{rec,strip}}$	$14,32 \pm 0,01$	$14,50 \pm 0,02$	$13,74 \pm 0,02$	$27,68 \pm 0,01$	$27,57 \pm 0,02$	$26,93 \pm 0,03$
ε^{sel}	$80,82 \pm 0,03$	$76,84 \pm 0,06$	$59,46 \pm 0,37$	$53,27 \pm 0,03$	$55,78 \pm 0,03$	$50,52 \pm 0,13$
ε^{PID}	$77,49 \pm 0,04$	$77,67 \pm 0,07$	$74,01 \pm 0,42$	$93,90 \pm 0,02$	$94,08 \pm 0,02$	$93,15 \pm 0,09$
$\varepsilon^{\text{trig}}$	$34,84 \pm 0,05$	$40,71 \pm 0,09$	$63,83 \pm 0,54$	$77,82 \pm 0,04$	$80,91 \pm 0,04$	$82,09 \pm 0,15$
$\varepsilon^{\text{fit range}}$	$99,25 \pm 0,02$	$99,75 \pm 0,01$	$100,00 \pm 0,00$	$99,49 \pm 0,01$	$99,66 \pm 0,01$	$97,49 \pm 0,07$
$\varepsilon^{\text{CombBDT}}$	$83,42 \pm 0,06$	$80,84 \pm 0,11$	$78,64 \pm 0,55$	$93,55 \pm 0,02$	$92,98 \pm 0,02$	$91,96 \pm 0,11$
ε^{tot}	$0,418 \pm 0,001$	$0,438 \pm 0,002$	$0,035 \pm 0,001$	$1,716 \pm 0,003$	$1,877 \pm 0,004$	$0,440 \pm 0,002$
	С номинальными поправками к идентификации, триггеру и кинематике					
$\varepsilon^{\text{geom}}$	$17,59 \pm 0,03$	$17,90 \pm 0,03$	$17,87 \pm 0,03$	$17,68 \pm 0,03$	$17,96 \pm 0,03$	$17,97 \pm 0,03$
$\varepsilon^{\text{rec,strip}}$	$13,60 \pm 0,01$	$13,80 \pm 0,02$	$13,02 \pm 0,02$	$26,99 \pm 0,01$	$26,91 \pm 0,02$	$26,22 \pm 0,03$
ε^{sel}	$80,91 \pm 0,03$	$76,92 \pm 0,06$	$59,45 \pm 0,37$	$52,85 \pm 0,03$	$55,48 \pm 0,03$	$50,30 \pm 0,13$
ε^{PID}	$69,02 \pm 0,05$	$69,19 \pm 0,09$	$64,65 \pm 0,53$	$91,08 \pm 0,03$	$91,24 \pm 0,03$	$89,77 \pm 0,15$
$\varepsilon^{\text{trig}}$	$30,78 \pm 0,04$	$36,20 \pm 0,08$	$58,39 \pm 0,51$	$75,34 \pm 0,04$	$78,87 \pm 0,04$	$80,30 \pm 0,16$
$\varepsilon^{\text{fit range}}$	$99,15 \pm 0,02$	$99,69 \pm 0,02$	$100,00 \pm 0,00$	$99,43 \pm 0,01$	$99,61 \pm 0,01$	$97,37 \pm 0,07$
$\varepsilon^{\text{CombBDT}}$	$82,30 \pm 0,06$	$79,70 \pm 0,10$	$76,74 \pm 0,53$	$92,35 \pm 0,03$	$91,73 \pm 0,03$	$90,58 \pm 0,12$
ε^{tot}	$0,306 \pm 0,001$	$0,320 \pm 0,001$	$0,025 \pm 0,000$	$1,561 \pm 0,003$	$1,725 \pm 0,004$	$0,401 \pm 0,002$
f^{q^2}	$24,60 \pm 0,07$			$26,33 \pm 0,08$		

4.5 Параметризация распределений инвариантных масс

Для измерения наблюдаемой R_K необходимо получение выходов редких каналов $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$ и $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ и нормировочных каналов $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(e^+ e^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+ J/\psi(\mu^+ \mu^-)$. Выходы каналов измеряются путем параметризации распределений инвариантных масс по методу расширенного максимального правдоподобия [144] с разделением сигнального и фоновых вкладов. Определение значения R_K производится при параметризации канала $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$. Информация, полученная из рассмотрения других каналов, выступает в роли внешних ограничений параметров. Для вычисления контрольной наблюдаемой $R_{\psi(2S)}$ требуется знание выходов каналов $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(e^+ e^-)$ и $B^+ \rightarrow K^+ \psi(2S)(\mu^+ \mu^-)$. В данном разделе описаны модели параметризации исследованных автором фоновых компонентов.

4.5.1 Параметризация частично-реконструированного фона электронной моды

Наборы данных, реконструированных и отобранных в гипотезе редкого распада B -кандидата с электронами в конечном состоянии, включают в себя распады $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$ и фоновые вклады. Среди них выделяются фоны с неверной идентификацией частиц и множество частично-реконструированных распадов с промежуточным чармонием $\psi(2S)(\rightarrow e^+ e^-)$. Результаты параметризации численного моделирования фона с $\psi(2S)$ представлены на Рис. 4.8.

Параметризация выполнялась методом ядерной оценки плотности. Моделированные наборы событий разных распадов рода $\psi(2S)X$ были скомбинированы для получения модели описания всего фона. Весовые коэффициенты разных вкладов при комбинировании определялись произведением вероятностей адронизации b -кварков в различные мезонные состояния B , вероятностей распадов соответствующих каналов и эффективностей их отбора.

4.5.2 Параметризация фона с ошибкой идентификации частиц электронной моды

Несмотря на то, что номинальный отбор с критерием на переменную идентификации $PID_e > 4$ для каждого из электронных кандидатов значительно подавляет вклады от процессов с ошибкой идентификации, необходимо провести оценку формы распределения и выхода остаточных событий данного фона. Для описания вклада от данных фонов в распределение по инвариантным массам был использован основанный на экспериментальных данных подход «прошел-не прошел» (pass-fail) [87].

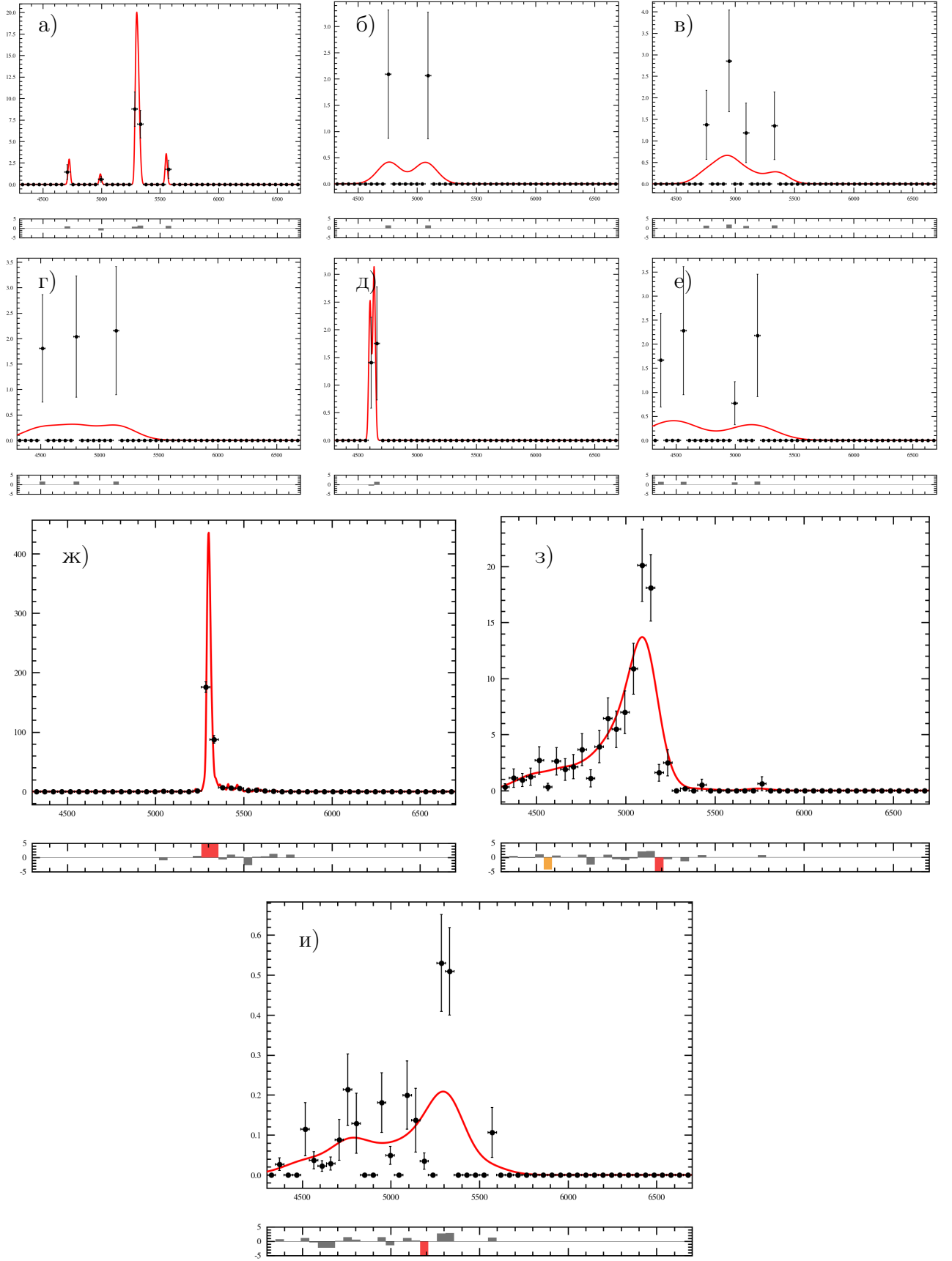


Рисунок 4.8 – Параметризация каналов: а) $B^+ \rightarrow \psi(2S)X$, б) $B^+ \rightarrow \psi(2S)X$ с ошибкой $\pi \rightarrow K$, в) $B^0 \rightarrow \psi(2S)X$, г) $B^0 \rightarrow \psi(2S)X$ с ошибкой $\pi \rightarrow K$, д) $B^0_s \rightarrow \psi(2S)X$, е) $B^0_s \rightarrow \psi(2S)X$ с ошибкой $\pi \rightarrow K$, ж) $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$, з) $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^{*0}$, и) суммарно $B \rightarrow \psi(2S)X$

Были рассмотрены три источника фона с ошибкой идентификации, способных внести вклад в набор данных $K^+e^+e^-$ после проведения полного отбора. Два из них – $B^+ \rightarrow K^+\pi^+_{\rightarrow\ell^+}\pi^-_{\rightarrow\ell^-}$ и $B^+ \rightarrow K^+K^+_{\rightarrow\ell^+}K^-_{\rightarrow\ell^-}$ – имеют формы распределения с пиком в той же области, что и сигнал $B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$. Форма распределения плотности данных событий вычисляется при помощи моделирования, а их выход – на основе калибровочных экспериментальных данных.

Третий вид фона с ошибкой идентификации представляет собой сумму всех частично реконструированных распадов, где один или два кандидата неверно идентифицируются как электронные. Распределение событий этого вида фона, называемого далее остаточным, представляет собой более широкий пик с центральным значением ниже массы B^+ мезона. Ввиду большого количества индивидуальных распадов, вносящих небольшие вклады в данную компоненту, оценка её формы распределения и выхода может быть проведена только на основе экспериментальных данных. В анализе использовался эвристический подход, основанный на предположении, что распределение событий по инвариантной массе может описываться функцией фазового пространства, разработанной для описания распределения событий комбинаторного фона. Её общий вид:

$$\gamma(x, \sqrt{q^2_{\min}}, \lambda) = \Gamma(x, x - m_K, \lambda) - \Gamma(x, \sqrt{q^2_{\min}}, \lambda), \quad (4.26)$$

где

$$\Gamma(x, |q|, \lambda) = \int \frac{d\Gamma}{dx d|q|} d|q| \quad (4.27)$$

и

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dx d|q|} &= \frac{1}{2x} e^{-\lambda x} d\phi_3(x; p_K, q) \\ &= \frac{1}{4x|q|} e^{-\lambda x} \frac{\sqrt{x^2 - (m_K + |q|)^2}}{x} \frac{\sqrt{x^2 - (m_K - |q|)^2}}{x}. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Параметры модели: $q^2_{\min}$ – нижний порог рассматриваемой области по q^2 ; λ – коэффициент в степени экспоненты; $x = m(Kee)$ – инвариантная масса трех треков.

Величины параметров модели определялись при подгонке к распределениям, полученных по методу «прошел-не прошел» (описан далее в этом разделе) и не изменялись при параметризации экспериментального распределения событий сигнальной моды.

Оценки с использованием метода «прошел-не прошел»

Для подготовки наборов данных к применению метода «прошел-не прошел» был произведен обращенный отбор по переменным идентификации частиц. Таким образом были получены наборы, обогащенные событиями с ошибочной идентификацией и не пересекающиеся

с рассматриваемыми сигнальными данными. Поскольку требование предварительной фильтрации данных $PIDe > 0$ не может быть удалено, в качестве обращенного отбора был выбран критерий $0 < PIDe < 2$. Большая строгость критерия по сравнению с формальным $0 < PIDe < 4$ подавляет события с электронными треками от распада $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$. Ввиду малого объема отобранной таким образом выборки данных (в области высоких значений q^2), наборы первого и второго сеансов были объединены.

Поскольку каждое событие-кандидат должно включать в себя два трека электронов, набор с обращенным требованием по идентификации может быть разложен на три взаимоисключающие категории:

- «не прошел-не прошел»: оба трека не прошли номинальные требования к идентификации в качестве электронов;
- «прошел-не прошел»: трек e , не прошедший идентификацию, имеет заряд, противоположный кандидату каону. Трек e с зарядом, совпадающим с каоном, проходит требования идентификации.
- «не прошел-прошел»: обратно предыдущему. Заряд трека e , провалившего идентификацию, совпадает с зарядом кандидата каона. Трек e с противоположным зарядом проходит требования идентификации.

Для экстраполяции данных из трех категорий в область номинального отбора по параметрам идентификации частиц, каждому треку был приписан индивидуальный вес переноса:

$$w_{transfer}^{h \rightarrow e} = \frac{\varepsilon(PIDe > 4|p, \eta, L0e, h)}{\varepsilon(0 < PIDe < 2|p, \eta, L0e, h)}, \quad (4.29)$$

где в числителе – эффективность прохождения номинального отбора по критериям идентификации для адрона h с импульсом p , псевдобыстротой η и решением L0e триггерной линии L0Electron; в знаменателе – эффективность прохождения обращенного отбора для того же адрона. События-кандидаты в категории «не прошел-не прошел» получают вес, равный произведению весов обоих треков. События из остальных категорий получают вес, равный весу не прошедшего отбор трека.

Эффективности ошибочной идентификации $h \rightarrow e$ были получены с использованием пакета PIDCalib2. Таблицы эффективности составлялись с той же схемой группирования, что и для номинального отбора. Следовательно, для каждой ячейки гистограммы веса переноса могут быть рассчитаны, как отношение количеств событий, прошедших номинальный и обращенный отбор.

Для принятия решения о том, получит ли трек вес переноса для ошибки $K \rightarrow e$ или $\pi \rightarrow e$, использовался отбор по классификатору ProbNNk. Треки с ProbNNk $> 0,1$ получали

вес, соответствующий случаю $K \rightarrow e$, остальные – $\pi \rightarrow e$. Введение этого бинарного отбора означает на практике дополнительный критерий для таблиц весов переноса:

$$w_{transfer}^{\pi \rightarrow e} = \frac{N(PIDe > 4 \& ProbNNk < 0,1|P, \eta, L0e)}{N(0 < PIDe < 2 \& ProbNNk < 0,1|P, \eta, L0e)} \quad (4.30)$$

для каонов и

$$w_{transfer}^{K \rightarrow e} = \frac{N(PIDe > 4 \& ProbNNk > 0,1|P, \eta, L0e)}{N(0 < PIDe < 2 \& ProbNNk > 0,1|P, \eta, L0e)}, \quad (4.31)$$

для пионов. Здесь N – число событий, прошедших отбор по переменным идентификации.

Пример таблицы весов переноса для пионов 2018 года представлен на 4.9.

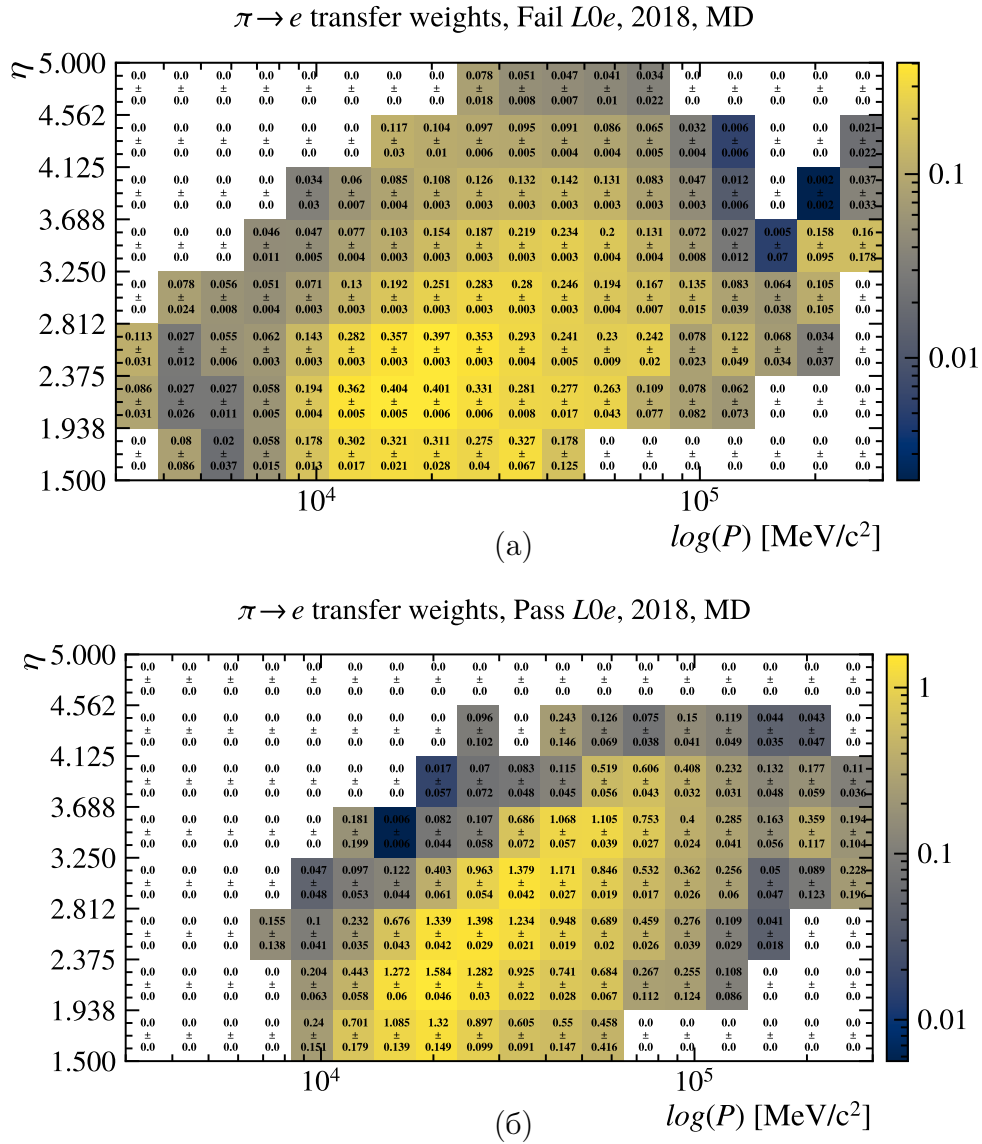


Рисунок 4.9 – Двумерные карты распределений весов переноса для пиона а) не прошедшего и б) прошедшего отбор линии триггера L0Electron

Перенесенные при помощи весов события «не прошел-прошел» и «прошел-не прошел» позволяют получить оценку формы распределения инвариантных масс и выхода двух видов

фонов с однократной ошибкой идентификации кандидата. Оба класса событий (в областях после переноса) также включают в себя кандидаты с двойной ошибкой. Для избежания двойного учета этих событий при суммировании перенесенных кандидатов, события класса «не прошел-не прошел» должны быть вычтены. Таким образом, в качестве оценки суммарного выхода фонов с ошибкой идентификации одного и двух кандидатов для номинального отбора по переменным идентификации частиц используется следующая комбинация кандидатов с весами переноса:

$$\begin{aligned} \text{«прошел-прошел»} = & \text{«прошел-не прошел»} + \text{«не прошел-прошел»} - \\ & - \text{«не прошел-не прошел»} \end{aligned} \quad (4.32)$$

где для анализа с группированием событий сумма вычисляется по ячейкам, а для по-событийного анализа кандидаты «не прошел-не прошел» получают отрицательные веса.

Наборы данных, полученные обращенным отбором, также включают в себя вклады от сигнальных событий $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$, частично реконструированных распадов рода $B^{0(+)} \rightarrow K^{*0(+)} (\rightarrow K^+ \pi^-) e^+ e^-$ и комбинаторный фон. Вклад первых двух типов событий значительно подавлен в наборе «не прошел-не прошел». Поэтому выход фонов с ошибкой идентификации двух кандидатов $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+_{\rightarrow \ell^+} \pi^-_{\rightarrow \ell^-}$ и $B^+ \rightarrow K^+ K^+_{\rightarrow \ell^+} K^-_{\rightarrow \ell^-}$ оценивается с использованием набора «не прошел-не прошел». При этом для увеличения чувствительности выполняется параметризация распределения масс $m(K^+ \pi^+ \pi^-)$ и $m(K^+ K^+ K^-)$ кандидатов с примененными весами переноса.

Форма распределения и выход остаточных компонентов фонов с ошибкой идентификации могут быть получены на основании подгонки модели к данным набора «прошел-прошел» (4.32). При этом параметризуется инвариантная масса $m(K^+ e^+ e^-)$.

Так как число событий с ошибкой идентификации обоих кандидатов в наборах «прошел-прошел» и «не прошел-не прошел» должно быть одинаковым, подгонка параметризующей модели к распределениям $m(K^+ \pi^+ \pi^-)$, $m(K^+ K^+ K^-)$ и $m(K^+ e^+ e^-)$ выполняется одновременно. Форма каждого компонента с двумя ошибками идентификации описывается ядреной оценкой плотности. Выходы частично-реконструированных фонов и сигнального распада оцениваются из эффективностей и парциальных ширин распадов по отношению к контрольным каналам. Формы распределения комбинаторных и частично-реконструированных фонов, а также остаточных событий с одной ошибкой идентификации описывались функцией фазового пространства. Результат одновременной параметризации представлен на Рис. 4.10.

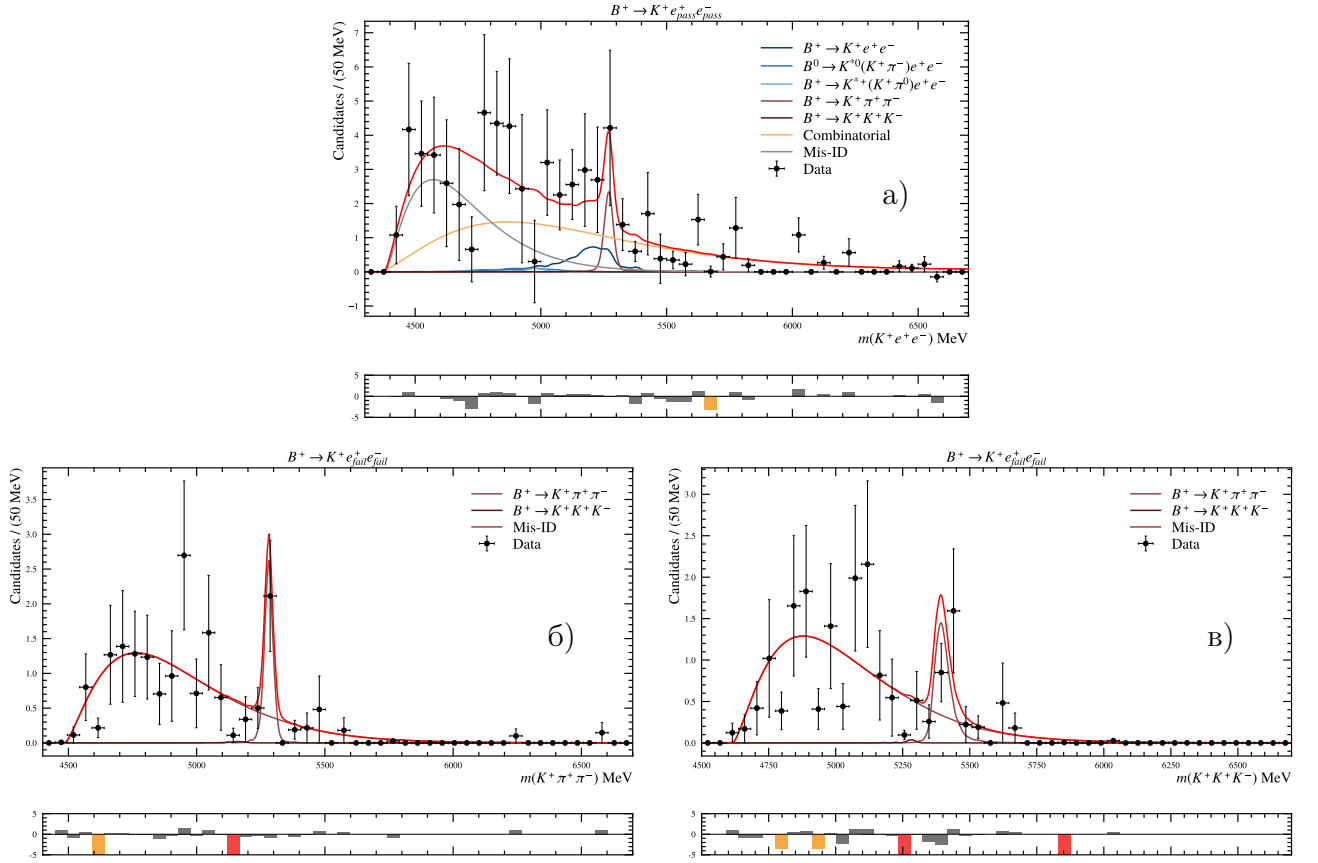


Рисунок 4.10 – Параметризация распределения весов переноса по инвариантной массе а) $m(K^+e^+e^-)$ «прошел-прошел»; б) $m(K^+\pi^+\pi^-)$ и в) $m(K^+K^+K^-)$ «не прошел-не прошел»

4.6 Систематические погрешности

Все систематические погрешности, связанные с параметризацией распределений, изложены в таблице 16. Систематические погрешности, связанные с измерением эффективности отбора и используемым в анализе модельно независимым алгоритмом измерения R_K представлены в разделе 4.6.4. Краткое изложение этих погрешностей представлено в таблице 17.

Систематические погрешности параметризации изучались с использованием метода повторной выборки. Выборка генерировалась на основе функции плотности вероятности, подгоняемые параметры которой определялись при параметризации экспериментальных данных. Параметризация распределений событий в каждой из выборок производилась дважды: сначала согласно номинальной стратегии параметризации, затем с вариацией данной стратегии. В результате каждой выборке соответствуют два значения R_K , которые могут быть использованы для вычисления относительной невязки измерения, определенной как

$$\frac{R_K^{\text{nominal}} - R_K^{\text{alternative}}}{\sigma_{R_K}},$$

Таблица 16 – Список всех систематических погрешностей параметризации

Статистическая погрешность R_K		0,0967
Источник систематической погрешности	Величина (в ед. стат. погр. R_K)	
Ошибка смещения	0,120	
Выбор комбинаторной модели	0,010	
Эффективности отбора по CombBDT	0,129	
Ограниченность выборки для «п.-не п.»	0,131	
Определение области обращенного отбора для «п.-не п.»	0,037	
Варьирование ProbNNK для метода «п.-не п.»	0,045	
KDE-параметризация «п.-не п.» (альтернатива)	0,166	
Ч.-р. фон – S -волна	0,011	
Ч.-р. фон – ограниченность выборки моделирования	0,036	
Ч.-р. фон – использование формы K^{*+}	0,215	
Ч.-р. фон - сдвиг массы	0,096	
Пренебрежение каскадными фонами без ошибки идентификации	0,008	
Пренебрежение вкладом резонансного распада с $\psi(2S)$	0,067	
Модель параметризации сигнала	0,099	
Промежуточное отношение сист./стат. погр.		0,388
Промежуточная погрешность R_K		0,104

Использованы сокращения: «ед.» – единица, «стат.» – статистический, «сист.» – систематический, «погр.» – погрешность, «п.-не п.» – «прошел-не прошел», «ч.-р.» – частично-реконструированный

где σ_{R_K} – статистическая погрешность в определении R_K . Для каждого источника систематических погрешностей было построено распределение относительных невязок. На его основе выбиралось наибольшее по модулю число из среднего значения и стандартного отклонения распределения в единицах статистической погрешности значения R_K . Далее выбранное число умножалось на среднюю статистическую погрешность выборки. Результирующее произведение является систематической погрешностью по отношению к R_K . Корень суммы квадратов

всех систематических погрешностей затем был добавлен в функцию правдоподобия для R_K , профиль которой использовался для вычисления полной погрешности R_K (см. раздел 4.8).

4.6.1 Систематические погрешности обработки фонов с ошибкой идентификации

Статистическая значимость выборки с обращенным отбором по переменным идентификации

Для вычисления систематической погрешности R_K , связанной с размером выборок, используемых для оценки компонентов с неверной идентификацией были совершены повторные выборки на основе номинальной функции плотности распределения. Повторные выборки затем были параметризованы двумя моделями: номинальной и альтернативной. Альтернативная модель генерировалась на основе повторных выборок контрольных наборов, полученных бустраповским методом. Повторная выборка осуществлялась на каждом шаге подготовки наборов, включая вывод калибровочных таблиц эффективности идентификации и вычисление весов перевода. Распределение относительных невязок для альтернативных моделей представлено на Рис. 4.11.

Определение области обращенного отбора

Номинальный метод измерения фона с ошибочной идентификацией частиц включает в себя требование обращенного отбора $0 < \text{PIDe} < 2$. Оно обеспечивает эффективное подавление сигнальных событий в обогащенной фоном выборке. Однако выбор данного требования не является единственно возможным: любой критерий, ортогональный к номинальному отбору сигнала $\text{PIDe} > 4$ позволяет получить выборку с обращенным отбором. Для оценки систематической погрешности, связанной с выбором критерия, было выполнено альтернативное изучение модели параметризации спектра, а также выхода фона с неверной идентификацией. В качестве альтернативного определения области выборки был использован критерий $0 < \text{PIDe} < 4$, позволяющий получить выборку с большей статистической значимостью, но также большим числом сигнальных событий. Распределение относительных невязок R_K для случая альтернативной выборки представлено на Рис. 4.11.

Выбор модели параметризации фона с ошибкой идентификации

Номинальная модель параметризации перевзвешанных событий из выборки, обогащенной фоном с неверной идентификацией была построена на основе ряда предположений. Так, на-

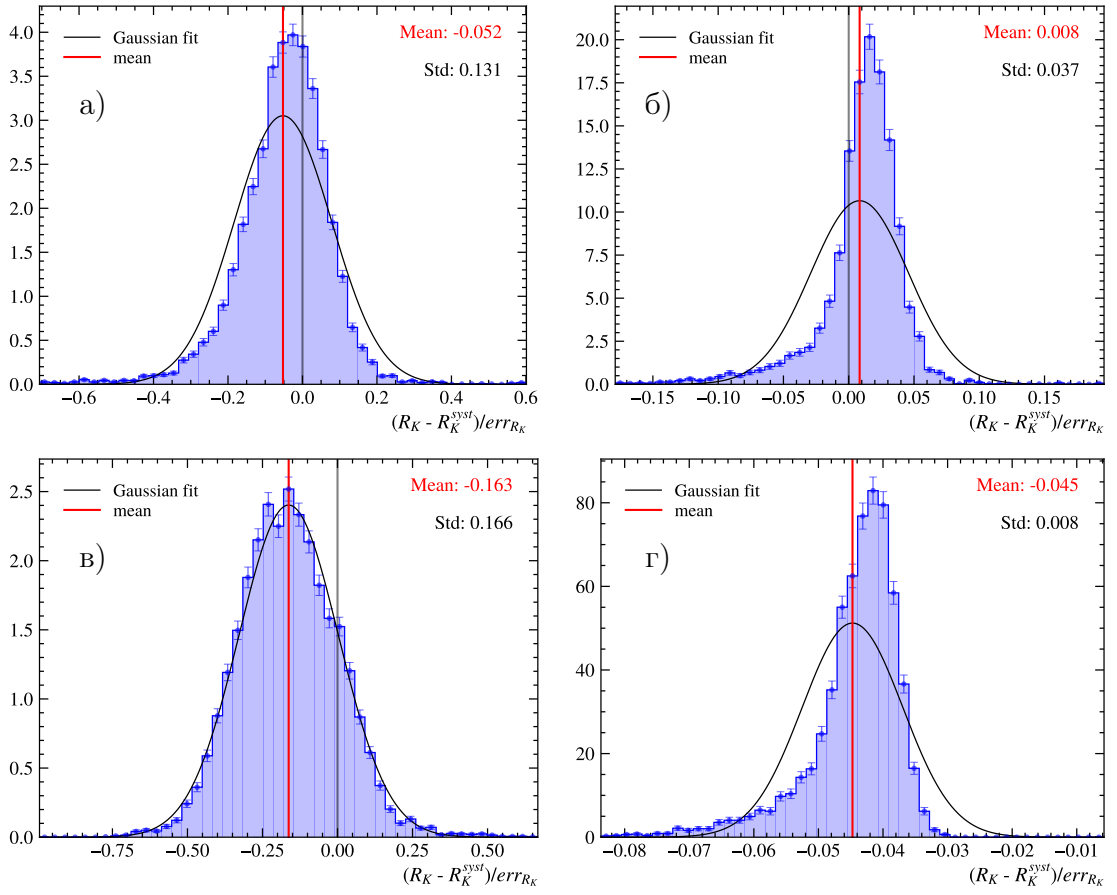


Рисунок 4.11 – Распределение относительных невязок R_K для случаев а) построения альтернативной модели варьированием параметров моделей-компонентов, б) варьированием определения области обращенного отбора, в) с использованием альтернативной KDE-модели и г) варьированием критерия отбора по ProbNNk

пример, предполагается, что фон от событий со случайной комбинацией треков может быть описан той же моделью, что и в случае сигнального набора данных. Помимо этого, вводится предположение о наличии остаточного компонента фона с неверной идентификацией, форма распределения событий которого по инвариантной массе может быть описана той же функцией фазового объема. Наконец, предполагается, что распределения событий с двумя неверно идентифицированными частицами могут быть описаны функциями, полученными путем параметризации моделированных распределений.

В случае ошибочности любого из представленных предположений, определение фонового компонента с неверной идентификацией частиц могло быть смещено. Данный эффект, в свою очередь, приводит к смещению измеренного значения R_K . Для оценки потенциальной систематической погрешности, вызванной описанными предположениями, была использована альтернативная модель, описывающая плотность распределения интересующих фоновых

событий и не требующая предположений априори: ядерная оценка плотности. Распределение относительных невязок R_K для описанного альтернативного подхода представлено на Рис. 4.11 слева снизу.

Выбор критерия отбора на основе нейронного классификатора ProbNNk

С целью определения, какой из весов переноса (каонный или пионный) должен быть приписан каждому данному треку в событиях обращенной выборки, использовался отбор на основе предсказательной переменной нейронного классификатора ProbNNk. В качестве порогового значения в номинальном подходе было выбрано $\text{ProbNNk} = 0,1$. Данное значение позволяет эффективно разделить реконструированные треки на те, что были вызваны прохождением пиона и те, что были вызваны прохождением каона. Однако использование другого порогового значения может привести к другой функции, описывающей распределение событий с неверной идентификацией, и, следовательно, к другому значению R_K . В качестве альтернативного значения было выбрано $\text{ProbNNk} = 0,9$. Распределение относительных невязок R_K для описанного альтернативного подхода представлено на 4.11 справа снизу.

Результаты альтернативных параметризаций представлены на Рис. 4.12.

4.6.2 Систематические погрешности обработки пренебрегаемых фонов

В номинальной стратегии параметризации сигнального набора данных два компонента – каскадные фоны с очарованными адронами и резонансный канал с чармонием $\psi(2S)$ – исключаются из рассмотрения ввиду пренебрежимо малого числа событий. В данном разделе рассмотрены систематические эффекты, вызванные данным решением.

Пренебрежение распадом $B \rightarrow \psi(2S)[\rightarrow e^+e^-]X$

Ввиду плохого разрешения при измерении основанной на трековой информации q_{track}^2 для электронных каналов пренебрежимо небольшое число событий $B \rightarrow \psi(2S)[\rightarrow e^+e^-]X$ может попасть в сигнальную область. Число событий рассчитано на основе численного моделирования $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, измеренных вероятностей распадов для частично реконструированных каналов и долей рождения B мезонов $f_{(u,d,s)}$. Количественная оценка, произведенная указанным методом, составляет 5 ожидаемых событий на весь сигнальный набор данных. Для уменьшения числа степеней свободы параметризующей распределение по инвариантным массам функции данный компонент был исключен из рассмотрения в номинальной стратегии. Альтернативная стратегия для оценки систематического эффекта данного подхода включает

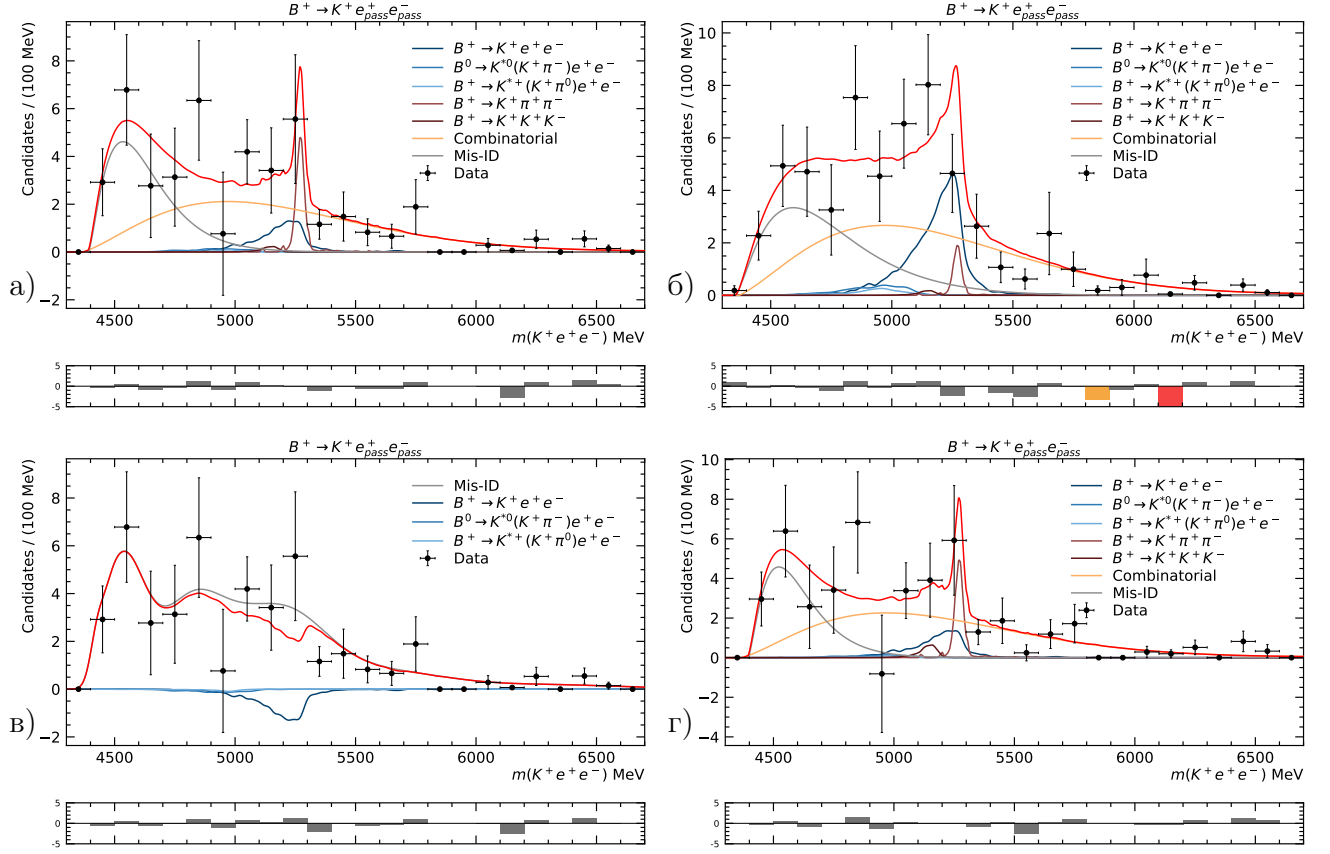


Рисунок 4.12 – Параметризация распределения весов переноса данных обращенного отбора для случаев а) номинальной модели, б) варьирования определения области обращенного отбора, в) при использовании альтернативной KDE-модели и г) варьировании критерия отбора по ProbNNk

в себя введение дополнительной модели для параметризации соответствующего компонента. Распределение относительных невязок R_K , полученное при добавлении указанной модели, представлено на Рис. 4.13б.

4.6.3 Параметризация распределения инвариантных масс сигнала $B^+ \rightarrow K^+e^+e^-$

Сигнальный пик, используемый для параметризации распределения событий редкого электронного канала, представляет собой сумму моделей Crystal Ball (4.21) и функций Гаусса, чьи параметры вычисляются подгонкой к моделированным распределениям. При измерении R_K все параметры, влияющие на форму модели, фиксируются. Следовательно, любая ошибка в подогнанных параметрах может привести к сдвигу измеренного значения R_K . Для оценки систематических эффектов параметризации распределения было произведено измерение R_K с использованием альтернативной модели. В качестве альтернативной модели использовалась параметризация моделированного распределения методом ядерной

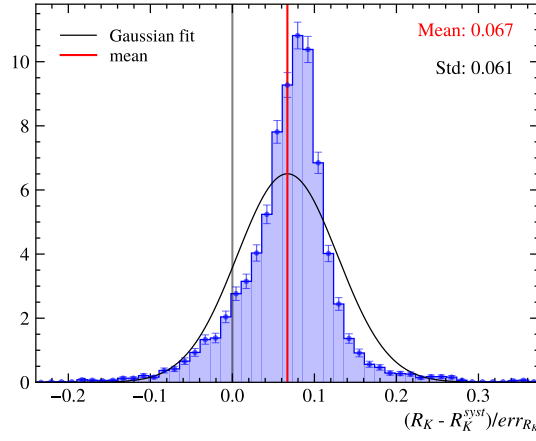


Рисунок 4.13 – Распределение относительных невязок R_K , связанных с пренебрежением вкладом событий резонансных распадов $\psi(2S)$ в сигнальной области

оценки плотности. При этом для оценки возможных сдвигов, связанных с ограниченностью размера выборки моделирования, был применен метод бутстрап. Наконец, альтернативный подход не включает в себя применение поправочной процедуры смазывания распределений для введения эффекта детекторного разрешения. Результирующее распределение относительных невязок R_K представлено на Рис. 4.14.

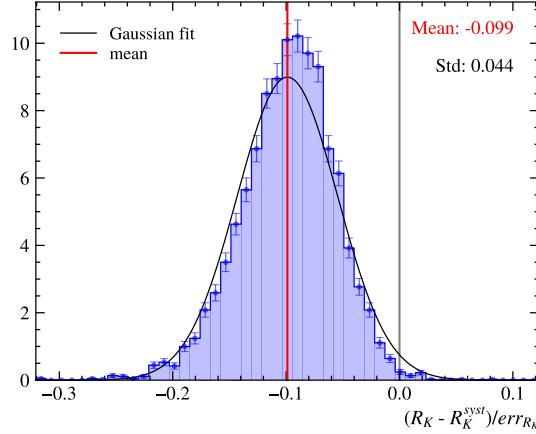


Рисунок 4.14 – Распределение относительных невязок R_K , связанных с использованием метода ядерной оценки плотности для параметризации моделированного распределения и эффектами отсутствия размытия последнего

4.6.4 Систематические погрешности, связанные с расчетом эффективностей

Для каждого источника систематической погрешности, связанной с эффективностью, выполнялось отдельное комбинированное измерение $r_{J/\psi}$ и $R_{\psi(2S)}$. В качестве количественной оценки систематической погрешности использовалось стандартное отклонение для всех

возможных комбинаций или относительная погрешность между номинальным и альтернативным сценарием. Аналогичная процедура использовалась для оценки систематических эффектов от определения эффективностей на измеренное значение R_K . В таблице 17 представлены все значения измеренных систематических погрешностей.

Таблица 17 – Список исследованных систематических погрешностей расчета эффективностей отбора для величин $r_{J/\psi}$, $R_{\psi(2S)}$ и R_K в процентных единицах

Наблюдаемая	$r_{J/\psi}$	$R_{\psi(2S)}$	R_K
Систематический эффект	Погрешность в %		
Объем мод. и калиб. выборок	0,30	0,44	1,86
Схема группирования для кин. поправок	3,17	0,24	0,72
Калиб. гистограммы L0	1,96	0,15	0,21
Смещения калибровки идентификации	1,71	0,19	0,25
Разрешение по импульсу и q^2	3,18	0,18	0,32
Косв. показатели загрузки детектора	1,06	0,07	0,20
Эффективности трекинга	1,93	0,02	0,09
Разложение идентификации	0,25	0,19	0,15
М.-н. подход: группирование по q^2	—	—	0,08
М.-н. подход: модель q^2	—	—	0,55
М.-н. подход: разрешение по q^2	—	—	0,16
Полная погрешность	5,64	0,43	2,15

Используются сокращения: «мод.» – моделированный, «калиб.» – калибровочный, «кин.» – кинематический, «косв.» – косвенный, «м.-н.» – модельно-независимый

Систематические эффекты введения процедуры смазывания распределений

В качестве консервативной количественной оценки эффектов, связанных с поправками моделированного разрешения детектора, было произведено вычисление значения R_K на данных, не подвергнутых данной процедуре. Наибольшее относительное различие составляет 0,32 %, как указано в таблице 17. В случае отбора событий резонансного канала за счет критерия на значение q^2 вместо q_{track}^2 , соответствующий систематический эффект составляет 2,7 %.

4.7 Перекрестные проверки

Интегральные отношения $r_{J/\psi}$ и $R_{\psi(2S)}$, определенные согласно (4.6) и (4.8), соответственно, представлены в таблице 18. Они получены на основе результатов параметризации контрольных распределений. Эффективности реконструкции и отбора событий рассчитаны согласно номинальной процедуре с введением всех поправок. Интегральные отношения были рассчитаны для двух случаев: для распределений событий, прошедших отбор по переменной q_{track}^2 (номинальная стратегия анализа) и для распределений событий, прошедших стандартный отбор по переменной q^2 (стратегия, использовавшаяся при измерении R_K в области центральных значений q^2). Приведенные величины $r_{J/\psi}$ сопровождаются только систематической погрешностью, преобладающей для данной наблюдаемой. Измерения $R_{\psi(2S)}$ сопровождаются статистической и систематической погрешностями.

Таблица 18 – Интегральные значения $r_{J/\psi}$ и $R_{\psi(2S)}$

Год	$r_{J/\psi} (q^2)$	$r_{J/\psi} (q_{\text{track}}^2)$	$R_{\psi(2S)} (q^2)$	$R_{\psi(2S)} (q_{\text{track}}^2)$
2011	$1,040 \pm 0,085$	$1,060 \pm 0,090$	$1,029 \pm 0,029 \pm 0,009$	$1,011 \pm 0,035 \pm 0,006$
2012	$1,078 \pm 0,059$	$1,083 \pm 0,064$	$0,961 \pm 0,020 \pm 0,011$	$1,012 \pm 0,025 \pm 0,004$
2016	$1,054 \pm 0,065$	$1,054 \pm 0,078$	$0,976 \pm 0,013 \pm 0,010$	$0,970 \pm 0,018 \pm 0,006$
2017	$1,000 \pm 0,039$	$0,989 \pm 0,050$	$1,001 \pm 0,015 \pm 0,010$	$0,981 \pm 0,019 \pm 0,005$
2018	$1,008 \pm 0,043$	$1,000 \pm 0,050$	$1,008 \pm 0,014 \pm 0,010$	$1,012 \pm 0,018 \pm 0,005$
Сумма	$1,001 \pm 0,049$	$0,997 \pm 0,055$	$1,000 \pm 0,007 \pm 0,009$	$1,002 \pm 0,009 \pm 0,004$

Для дополнительной проверки согласия между экспериментальными данными и численным моделированием $K^+ J/\psi(\ell^+ \ell^-)$ было измерено дифференциальное отношение $r_{J/\psi}$ в зависимости от ряда кинематических характеристик продуктов распада. Результаты подтвердили корректность проведенных проверок.

4.8 Результаты

Формула для вычисления R_K модельно-независимым методом:

$$R_K = \underbrace{\frac{1}{r_{J/\psi}} \cdot \sum_i s\mathcal{W}_i \cdot w_\varepsilon^i(q^2)}_C \cdot \frac{1}{N(K^+ e^+ e^-)} = \frac{C}{N(K^+ e^+ e^-)}, \quad (4.33)$$

где $N(K^+ e^+ e^-)$ – выход редкого электронного канала из параметризации (Рис. 4.15б). Индекс суммирования i обозначает номер кандидата редкого мюонного события с весовым параметром $s\mathcal{W}_i$ алгоритма *sWeight* и весом относительной эффективности $w_\varepsilon^i(q^2)$. Параметр C

является скаляром, включающим в себя всю информацию об эффективностях, выходах резонансных каналов и выходе редкого мюонного канала (Рис. 4.15а). Статистическая погрешность параметра C является проявлением конечных размеров наборов данных, используемых для вычисления эффективностей и выходов каналов. Систематические погрешности C измерялись путем рассмотрения альтернативных процедур вычисления входящих параметр компонент. Значение C составило $198,9 \pm 3,7 \pm 2,1$, где первая погрешность статистическая, а вторая – систематическая. В предположении лептонной универсальности $R_K = 1$, параметр C соответствует ожидаемому выходу редкого электронного канала $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$.

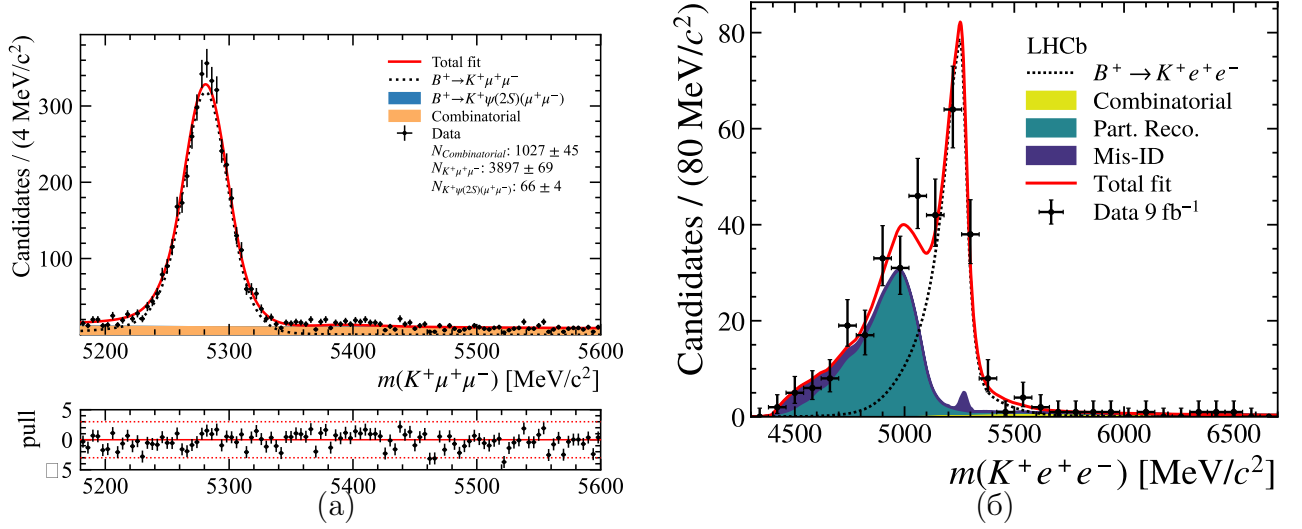


Рисунок 4.15 – Параметризация экспериментального распределения редкого канала а) мюонной и б) электронной моды

При параметризации распределений для получения R_K , параметр C ограничен нормальным распределением с шириной, равной полной погрешности. Такой подход позволяет перевести погрешности C в погрешности R_K . Для выделения статистических погрешностей R_K , было построено сечение функции правдоподобия при ограничении C на статистическую погрешность. Полученный вид сечения представлен на Рис. 4.16 серой пунктирной параболой. Полученное сечение функции правдоподобия для комбинированной статистической и систематической погрешности R_K представлено на 4.16 черной параболоподобной линией. Систематическая погрешность может быть вычислена, как $\sigma_{syst.}^2 = \sqrt{\sigma_{total}^2 - \sigma_{stat.}^2}$.

Результат параметризации распределения событий редкого электронного канала по инвариантной массе представлен на 4.15. Полученное значение R_K составляет

$$\begin{aligned} R_K &= 1,079_{-0,092}^{+0,106}(\text{стат.})_{-0,040}^{+0,044}(\text{сист.}) = \\ &= 1,079_{-0,100}^{+0,114}(\text{стат.} + \text{сист.}), \end{aligned} \quad (4.34)$$

что согласуется с лептонной универсальностью Стандартной модели в пределах 1σ .

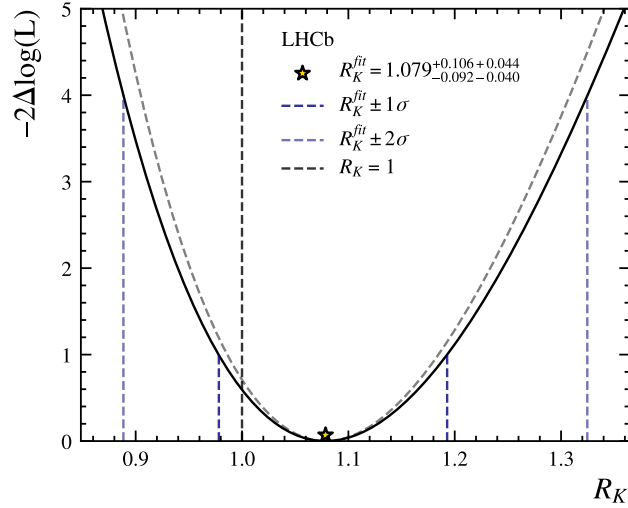


Рисунок 4.16 – Профиль правдоподобия измерения R_K

4.9 Выводы к четвертой главе

Отношение вероятностей распадов R_K , характеризующее сохранение лептонной универсальности в редких полулептонных распадах B мезонов, является одним из оптимизированных параметров, наилучшим образом подходящих для поиска проявлений эффектов НФ. Несмотря на первоначальные отчеты о наблюдении аномальных отклонений в измерении отношения, последние результаты ЛHCb указывают на сохранение лептонной универсальности в области $q^2 \in [1,1; 6,0]$ ГэВ²/с⁴. Измеренное в ходе диссертационного исследования отношение R_K в области значений $q^2 > 14,3$ ГэВ²/с⁴ также подтверждает выполнение предсказаний СМ. Выполненные исследования в области поправок к моделированию, оценке систематических погрешностей и измерению фоновых вкладов позволили провести как можно более точное измерение R_K . Это проявляется в отношении статистических и систематических погрешностей измерения: $\sim 2,5 : 1$. Дальнейшие проверки требуют увеличения статистики экспериментальных данных. В этой связи многообещающими выглядят будущие исследования, использующие данные третьего ЛHCb.

Глава 5. Реконструкция и параметризация распределений инвариантных масс

$$B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$$

Как было описано в разделе 2.3, поиск эффектов НФ в адронных распадах B -мезонов затруднителен ввиду значительных погрешностей, сопровождающих теоретические вычисления в рамках КХД [109]. По этой причине особый интерес оптимизированные параметры, погрешности при расчете которых могут быть уменьшены или нивелированы. К таковым относятся предложенные в работах [14; 110] L -параметры: отношения продольно поляризованных мод распадов $\bar{B}_{d,s}^0 \rightarrow K^{(*)0} \bar{K}^{(*)0}$ (обзор L -параметров приведен в разделе 2.3). Они могут быть исследованы как в подходе $SU(3)$ симметрии, так и в подходе факторизации КХД. Поскольку часть данных распадов, включая $\bar{B}_{d,s}^0 \rightarrow K^0 \bar{K}^{(*)0}$, ранее не наблюдались в эксперименте, измерения их вероятностей вызывают особый интерес. Определение характеристик данных каналов также позволит улучшить претенциозность теоретических расчетов параметров CP -асимметрии, что актуально для проверки СМ.

Поскольку в проводимом исследовании не использовались алгоритмы мечения аромата b -кварка в составе $B_{(s,d)}^0$ мезона (b -tagging), далее используется запись $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$, подразумевающая $B_{(s,d)}^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 K^*(892)^0 + K_S^0 \bar{K}^*(892)^0$.

Распады $B_s^0 \rightarrow K^{*0} K_S^0$ наблюдались в эксперименте LHCb в данных 2011 года (сеанс 1). Распад $B^0 \rightarrow K^{*0} K_S^0$ не наблюдался экспериментально, однако коллаборациями LHCb [23] и BaBar [145] были установлены верхние пределы его вероятности. При этом подобное конечное состояние $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 h^+ h'^-$, где h, h' - K или π , было исследовано экспериментом LHCb в инклюзивном измерении. Наиболее точные измерения относительных ширин распадов $B_{s,d}^0 \rightarrow K^{*0} K_S^0$ согласно [33]:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^0 + K^*(892)^0 \bar{K}^0) &< 9.6 \cdot 10^{-7}; \\ \mathcal{B}(B_s^0 \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^0 + K^*(892)^0 \bar{K}^0) &= (2.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-5}. \end{aligned}$$

Предложенное исследование распада $B_{s,d}^0 \rightarrow K^{*0} K_S^0$ использует объединенный набор данных LHCb первого и второго сеансов работы БАК. Целью анализа является уточнение измеренных вероятностей распадов и исследование отношений вероятностей для продольных компонент распадов B_s^0 и B^0 мезонов.

5.1 Стратегия измерения

Ввиду относительно малой статистики данных по распаду $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 h^+ h'^-$ в области инвариантных масс $m(h^+ h'^-) \sim m(K^{*0})$, в анализе используется упрощенная процедура

рассмотрения конечного состояния. Вместо амплитудного анализа с изучением структуры диаграммы Далица, в условиях статистических ограничений выборок возможно использование квази-двухчастичного подхода, в котором резонансный распад $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$ является сигналом, а S -волна $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ – фоном. Для разделения этих компонент используется параметризация двумерного массового распределения $m(K_S^0 K^+ \pi^-) \times m(K^+ \pi^-)$.

Исучаемые вероятности распадов измеряются в отношении к нормировочной величине, в качестве которой выступает вероятность преобладающего распада $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Данный распад хорошо изучен, а его вероятность $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ на два порядка превосходит $\mathcal{B}[B^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)]$ и сопоставима с $\mathcal{B}[B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)]$. В таком случае, искомые параметры могут быть выражены следующей формулой:

$$\frac{\mathcal{B}(B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0})}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)} = \frac{f_d}{f_{d,s}} \cdot \frac{\varepsilon_{B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-}^{geom}}{\varepsilon_{B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}}^{geom}} \cdot \frac{\varepsilon_{B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-}^{sel}}{\varepsilon_{B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}}^{sel}} \times \frac{\varepsilon_{B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-}^{PID}}{\varepsilon_{B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}}^{PID}} \cdot \frac{N_{B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-}}{N_{B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}}}, \quad (5.1)$$

где $f_{d,s}$ – доли фрагментации b кварка в B^0 и B_s^0 мезоны соответственно; ε^{geom} – геометрическая область чувствительности детектора ЛНСб; ε^{sel} – комбинированная эффективность триггера, реконструкции событий, предварительной фильтрации и оффлайн отбора событий; ε^{PID} – эффективность идентификации частиц; $N_{channel}$ – выход канала.

Стратегия отбора событий включает в себя применение пороговых критериев и многомерных классификаторов. Основными источниками фона при рассмотрении трехчастичного массового спектра $m(K_S^0 K \pi)$ являются случайные комбинации треков, фон от состояний с неверно идентифицированным кандидатом (события $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 \pi_{\rightarrow K^+}^+ \pi^-$ и $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K_{\rightarrow \pi^+}^+ K^-$), частично-реконструированные фоны. Каждый из фоновых вкладов обсуждается более подробно в соответствующем разделе. Эффективности отбора рассчитываются моделированием соответствующих каналов.

5.1.1 Рассматриваемые каналы

В приведенном анализе исследуются резонансные моды $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0} (\rightarrow K^+ \pi^-)$. Экспериментальное исследование каналов с короткоживущим нейтральным каоном K_S^0 является более предпочтительным, чем исследование каналов с долгоживущим K_L^0 . Это обусловлено временем жизни K_L^0 : $\tau(K_L^0) = (5,099 \pm 0,021) \times 10^{-8}$ с [33]. Нейтральная частица с таким временем жизни не регистрируется детекторным комплексом ЛНСб и может наблюдаться только как потерянная энергия. Короткоживущий каон K_S^0 , напротив, распадается в объеме трекинговой системы ЛНСб, что позволяет реконструировать его как смещенную вершину

пары противоположно заряженными треков пионов-кандидатов. Каждый из двух пионных треков принадлежит одной из категорий, описанных в разделе 3.2. В качестве пригодных для дальнейшего анализа отбираются те события, в которых пионные треки являются длинными (long, L) или послемагнитными (downstream, D). Таким образом, после реконструкции треков могут быть выделены три категории K_S^0 -кандидатов:

- Послемагнитный-послемагнитный (DD): K_S^0 -кандидат, реконструированный из пары послемагнитных треков-кандидатов, идентифицированных как пионы;
- Длинный-длинный (LL): K_S^0 -кандидат из пары длинных пионных треков;
- Послемагнитный-длинный (DL или LD): K_S^0 -кандидат из пары пионных треков, один из которых является послемагнитным, а второй – длинным;

Ввиду систематических сложностей работы с двумя треками разных категорий (а также их малой статистикой), события с K_S^0 типа LD и DL не рассматривались в данном исследовании. Первый сегмент треков категории L регистрируется локатором вершин VELO, что значительно улучшает разрешение по импульсу для них и разрешение по инвариантной массе для их комбинаций (K_S^0 - и B -кандидатов). Однако, большинство K_S^0 (время жизни $\tau(K_S^0) = (8,954 \pm 0,004) \times 10^{-11}$ с [33]) распадается вне детектора VELO. Ввиду этого статистический объем данных с K_S^0 категории DD в два раза превышает объем данных категории LL.

События нормировочного канала $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ также подразделяются на категории LL и DD по типу пионных треков, используемых при реконструкции K_S^0 -кандидата.

Канал $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ выступает в роли дополнительной контрольной моды и позволяет улучшить понимание распределений неверно идентифицированных фонов.

5.1.2 Стратегия исследования вслепую

Поскольку распад $B^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$ не наблюдался в более ранних исследованиях эксперимента LHCb, данное состояние исследуется вслепую. Исследование вслепую подразумевает как визуальное скрывание соответствующей области распределения событий по инвариантным массам, так и запрет на получение информации о выходе канала и всех зависящих от него параметров. Следует обратить внимание на то, что сигнальные распады B^0 и B_s^0 мезонов легко разделяются в трехчастичном спектре инвариантных масс $m(K_S^0 K \pi)$: $m_{B_s^0} - m_{B^0} = 87,28$ МэВ/ c^2 [33], но не в двухчастичном распределении $m(K \pi)$. По этой причине вся сигнальная область распределения $m(K \pi)$ визуальным образом скрыта.

Области распределения инвариантных масс справа ($m > 5320$ МэВ/ c^2) от пика $B^0 \rightarrow K_S^0 K^*$ не скрываются, поскольку включают в себя ранее наблюдавшийся канал $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^*$,

являющейся хорошей контрольной модой ввиду совпадающего конечного состояния. Еще правее ($m > 5450$ МэВ/ c^2) располагается континуум комбинаторных событий.

Области распределения инвариантных масс слева ($m < 5240$ МэВ/ c^2) от пика $B^0 \rightarrow K_S^0 K \pi$ не скрываются, поскольку представляют собой преимущественно события частично-реконструированных фоновых компонент. Форма и число последних определяется непосредственно из экспериментальных данных.

Иллюстрация скрытой области распределения инвариантных масс в сигнальных данных представлена на Рис. 5.1. Она представляет собой вырезанный прямоугольник в двумерном распределении в координатах $m(K_S^0 K \pi) \times m(K \pi)$. Полоса с центром $m(K_S^0 K \pi) \sim 5370$ МэВ/ c^2 соответствует распадам B_s^0 . Пик с координатами $m(K_S^0 K \pi) \sim 5370$ МэВ/ c^2 и $m(K \pi) \sim 900$ МэВ/ c^2 соответствует распаду $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^*$

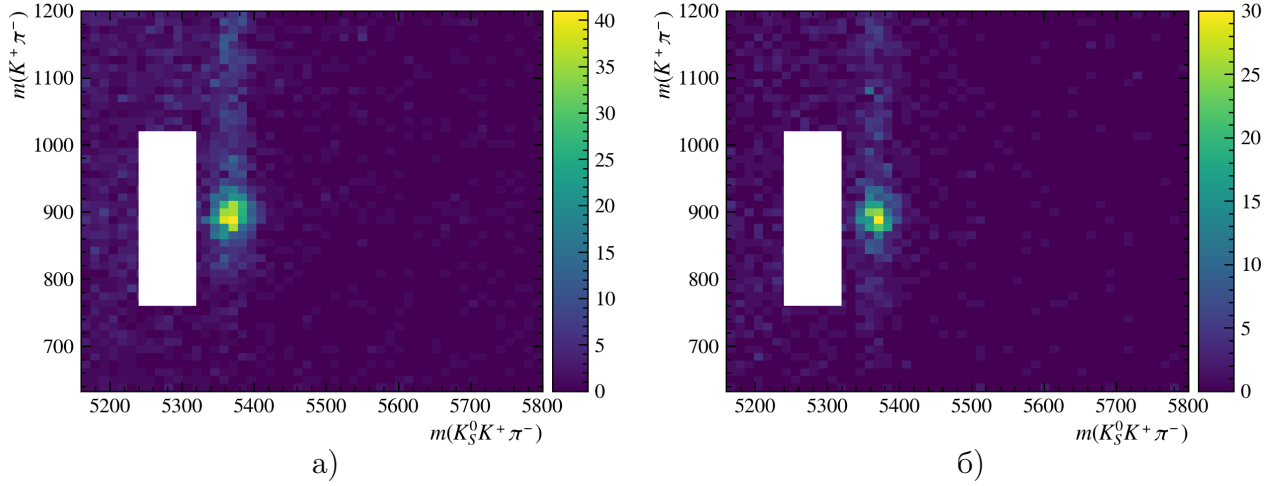


Рисунок 5.1 – Двумерные распределения инвариантных масс событий $B \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ в данных LHCb второго сеанса категорий DD (а) и LL (б) после полного отбора

5.2 Данные и численное моделирование

5.2.1 Данные

В ходе работы исследовались данные pp -соударений, собранные экспериментом LHCb во время первого (2011-2012) и второго (2015-2018) сеансов работы БАК. Интегральная светимость полного набора данных составляет $\mathcal{L} \approx 9$ фб $^{-1}$. Подробная информация о по-годовой статистике набора приведена в таблице 10 раздела 3.1.

5.2.2 Численное моделирование

Численное моделирование событий актуальных каналов выполнялось с настройками, наиболее точно передающими условия набора соответствующих экспериментальных данных.

Все наборы были произведены с использованием программного пакета GAUSS коллаборации LHCb версии Sim09. События генерировались с равномерным распределением в квадратной диаграмме Далица. Количество событий в каждом из наборов для определенной полярности дипольного магнита и года набора данных приведено в таблицах 19 (для первого сеанса) и 20 (для второго сеанса). Для каждого из наборов указана использованная версия GAUSS. Настройки численного моделирования представлены в таблице 21.

Таблица 19 – Наборы моделированных данных первого сеанса LHCb

Канал	2011 Sim09f		2012a Sim09f		2012b Sim09f	
	MD	MU	MD	MU	MD	MU
$B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	1'145'934	1'024'558	1'118'117	1'260'028	1'009'270	1'000'177
$B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$	1'097'056	1'393'779	1'093'774	1'029'548	1'000'748	1'001'588
$B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	1'090'089	1'232'656	1'009'452	1'181'179	1'005'393	1'002'828
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	1'381'239	1'086'745	1'107'872	1'025'546	1'035'152	1'029'250
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$	1'159'799	1'150'884	1'261'310	1'129'587	1'002'846	1'027'273
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	1'124'732	1'131'317	1'004'502	1'204'447	1'066'764	1'076'761

Таблица 20 – Наборы моделированных данных второго сеанса LHCb

Канал	2015 Sim09e		2016 Sim09e		2017 Sim09h		2018 Sim09h	
	MD	MU	MD	MU	MD	MU	MD	MU
$B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	2'055'032	2'008'492	2'001'287	2'001'205	2'047'030	2'013'872	2'003'225	2'007'150
$B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$	2'017'345	2'001'073	2'004'882	2'000'835	2'026'293	2'019'889	2'069'974	2'002'150
$B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	2'004'600	2'003,133	2'031'373	2'007'537	2'029'900	2'045'425	2'001'631	2'100'602
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	2'042'502	2'006'784	2'011'125	2'023'340	2'287'076	2'039'002	2'163'560	2'045'473
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$	2'045'297	2'136'559	2'001'293	2'004'224	2'015'320	2'000'437	2'004'205	2'056'433
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	2'002'461	2'004'447	2'013'167	2'003'733	2'050'728	2'145'405	2'007'248	2'142'297

Заметим, что моделирование 2012 года разбито на два набора: 2012a и 2012b. Это связано с тем, что во время технической остановки в конце июня 2012 года в топологические линии триггера программного уровня HLT2 были внесены изменения, значительно повышающие его эффективность по отношению к событиям с K_S^0 категории DD. Обыкновенно при настройке параметров численного моделирования используется единственная конфигурация триггера (ТСК, см. раздел 3.4), наилучшим образом соответствующая условиям набора экспериментальных данных на протяжении данного периода (года). Поскольку в данном случае

Таблица 21 – Критерии фильтрации моделирования для численного Монте-Карло генератора RUTHIA8 и генератора распада EVTGEN

Условие	Комментарий
Генерируемый $B_{(s,d)}^0$	
$p_T(B) > 1500 \text{ МэВ}/c$	Поперечный импульс B
Заряженные дочерние адроны от $B_{(s,d)}^0$ ($h^\pm$)	
$0,010 < \theta(h^\pm) < 0,400$	$h^\pm$ в области чувствительности
$1,8 < \eta(h^\pm) < 5,0$	Псевдобыстрота $h^\pm$.
$3,0 \text{ ГэВ}/c < p(h^\pm) < 150 \text{ ГэВ}/c$	Полный импульс $h^\pm$
Дочерний K_S^0 от распада $B_{(s,d)}^0$	
$2 < \eta(K_S^0) < 5$	K_S^0 в области чувствительности
<code>ksTT = GVEV & (GFAEVX (GVZ, 1.e+10)<240*cm)</code>	Вершина распада K_S^0 корректна
Дочерние пионы от K_S^0 ($\pi^\pm$)	
$1,6 < \eta(\pi^\pm) < 5,2$	Псевдобыстрота $\pi^\pm$.
$2,0 \text{ ГэВ}/c < p_{\text{tot}}(\pi^\pm) < 150 \text{ ГэВ}/c$	Полный импульс $\pi^\pm$
<code>bothPI = 2 == GNINTREE(('pi+' == GABSID))</code>	Распад $K_S^0 \rightarrow \pi^\pm$ осуществлен корректно

один ТСК не может адекватно описывать условия триггера всего года, моделирование было выполнено в виде двух отдельных выборок с разными ТСК. Выборка 2012a соответствует экспериментальному набору до технической остановки, выборка 2012b – после.

5.3 Отбор событий

В данном разделе описываются критерии, использовавшиеся для подавления фона в сигнальном наборе данных. Фоновые компоненты подразделяются на три категории: фон от неверной идентификации треков, фон от частично-реконструированных событий и фон от случайной комбинации треков. Подробное описание каждого из источников приведено ниже.

5.3.1 Источники фонов

Комбинаторный фон

Комбинаторный фон представляет собой набор событий, не имеющих физического значения и являющихся результатом ошибочной комбинации треков на этапе применения алгоритмов реконструкции. Для исследования событий комбинаторного фона и разработки методов его

подавления рассматривается область нефизичных инвариантных масс: $m > m_{B_s^0} + \sigma$, где σ включает в себя естественную ширину пика и эффекты уширения, связанные с ограниченным разрешением детектора. Подавление комбинаторного фона осуществляется при помощи специально обученного классификатора.

Частично-реконструированный фон

События частично-реконструированного фона представляют собой неполные комбинации треков от распадов b -адронов типа $H_b \rightarrow K_S^0 h^+ h'^- Y$, где заряженный или нейтральный трек Y был упущен при реконструкции. К таковым относятся:

1. Распады с промежуточным очарованным мезоном типа $B^+ \rightarrow D^0(K_S^0 h^+ h'^-) h'^+$ или $B^+ \rightarrow D^*(D^0(K_S^0 h^+ h'^-) \pi^0) h'^+$, где $h, h' \in K, \pi$. События данных каналов могут попасть в наборы как сигнального конечного состояния $K_S^0 K \pi$, так и контрольных событий $K_S^0 \pi \pi$. В первом случае в спектре двухчастичного состояния $K \pi$ частично-реконструированная компонента оказывается нерезонансной подложкой;

2. Резонансные распады без очарованного промежуточного мезона, события которых формируют пик в трехчастичном и в двухчастичном спектрах. К таковым относится, в частности, $B_s^0 \rightarrow K^*(K^\pm \pi^\mp) K^*(K_S^0 \pi^0)$, формирующий пики в распределениях событий с сигнальными кандидатами $K_S^0 K \pi$. Для нормировочного канала $K_S^0 \pi \pi$ характерен вклад от резонансного распада $B^0 \rightarrow K^*(K_S^0 \pi^0) \rho^0(\pi^\pm \pi^\mp)$;

3. Частично-реконструированные резонансные и нерезонансные распады с потерянным фотоном γ . Данные компоненты характерны для конечного состояния $K_S^0 \pi \pi$. К первым относится распад $B^0 \rightarrow K_S^0 \eta'(\rho^0 \gamma)$, ко вторым – $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \gamma$;

Каскадные фоны

В данном исследовании к каскадным фонам относятся процессы распадов прелестных адронов в конечное состояние $K_S^0 K^+ \pi^-$ и $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ с промежуточным очарованным состоянием. Такие последовательные переходы V_{cb} и могут образовывать пик в спектре инвариантных масс.

Процессы, относящиеся к каскадным фонам, подразделяются на две категории в зависимости от наличия неверно идентифицированных кандидатов. При этом один и тот же процесс может быть отнесен к различным категориям в зависимости от рассматриваемого конечного состояния. Так, при рассмотрении сигнального конечного состояния $K_S^0 K^+ \pi^-$ процесс $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 \pi^+) K^-$ является каскадным фоном с верной идентификацией частиц. При рас-

смотреии нормировочного конечного состояния $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ тот же процесс $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 \pi^+) K^-$ является каскадным фоном при условии ошибки $K_{\rightarrow \pi}^-$. В таблице 22 приведены все рассмотренные источники каскадных фонов, способные проявиться в спектре инвариантных масс рассматриваемых конечных состояний при условии правильной идентификации, а также однократной и двукратной ошибок реконструкционной гипотезы.

Таблица 22 – Рассмотренные источники каскадных фонов

Конечное состояние	Без ошибок	Одна ошибка	Две ошибки
$K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	$B^0 \rightarrow D^0(K^\mp \pi^\pm) K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 \pi^+) K^-$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 K^+) \pi^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 \pi^+) K^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 K^+) \pi^-$	$B^0 \rightarrow D^0(K^\mp K^\pm) K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^0(\pi^\mp \pi^\pm) K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 K^+) K^-$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 \pi^+) \pi^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 K^+) K^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 \pi^+) \pi^-$ $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c(K_S^0 p) \pi$ $B^0 \rightarrow \psi_{c\bar{c}}(\pi^\pm \pi^\mp) K_S^0$ $B^0 \rightarrow \psi_{c\bar{c}}(K^\pm K^\mp) K_S^0$	$B^0 \rightarrow \psi_{c\bar{c}}(\mu^\pm \mu^\mp) K_S^0$
$K_S^0 \pi^\pm \pi^\mp$	$B^0 \rightarrow D^0(\pi^\mp \pi^\pm) K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 \pi^+) \pi^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 \pi^+) \pi^-$ $B^0 \rightarrow \psi_{c\bar{c}}(\pi^\pm \pi^\mp) K_S^0$	$B^0 \rightarrow D^0(K^\mp \pi^\pm) K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 \pi^+) K^-$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 K^+) \pi^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 \pi^+) K^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 K^+) \pi^-$ $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c(K_S^0 p) \pi$	$B^0 \rightarrow D^0(K^\mp K^\pm) K_S^0$ $B^0 \rightarrow D^+(K_S^0 K^+) K^-$ $B_s^0 \rightarrow D_s^+(K_S^0 K^+) K^-$ $B^0 \rightarrow \psi_{c\bar{c}}(K^\pm K^\mp) K_S^0$ $B^0 \rightarrow \psi_{c\bar{c}}(\mu^\pm \mu^\mp) K_S^0$

Фоны с неверной идентификацией частиц

Поскольку линии триггера и предварительной фильтрации были оптимизированы для получения событий всех шести возможных $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 h^+ h'^-$ состояний ($h, h' \in K, \pi$), события $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ и $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ также могут вносить вклад в сигнальный спектр при ошибке идентификации $K \leftrightarrow \pi$. Более того, та же ошибка позволяет сигнальным событиям оказаться фоном в контрольном наборе данных. По этой причине события с единичной и двойной ошибкой идентификации $K \leftrightarrow \pi$ далее называются перекрестными фонами. Несмотря на то, что сигнальная компонента спектра $K_S^0 K^+ K^-$ не рассматривается в данном анализе, процессы $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ также отнесены к перекрестным фонам. Подчеркнем, что пере-

крестные фоны не образуют пиковой структуры в распределении инвариантных масс двух треков $m(K^+\pi^-)$.

Помимо перекрестных процессов, список источников фона с неверной идентификацией частиц включает в себя события с ошибкой при реконструкции нейтрального каона-кандидата K_S^0 по двум пионным трекам $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. В качестве фоновой компоненты выступают процессы $\Lambda \rightarrow p_{\rightarrow\pi^+}\pi^-$.

5.3.2 Последовательность отбора

Критерии отбора сигнальных событий применяются в оформленной последовательности. Общий алгоритм отбора состоит из следующих шагов:

1. Реконструкция и предварительная фильтрация. Предварительная фильтрация включает в себя наиболее общие требования, применяющиеся в онлайн-режиме и позволяющие значительно уменьшить объем анализируемой информации.
2. Специализированный отбор, включающий в себя:
 - а) Выбор категорий триггерных линий всех уровней, с оптимальным соотношением количества сигнальных и фоновых событий;
 - б) Наложение требований на реконструированные треки и распадные вершины кандидатов $B_{(s,d)}^0$ и K_S^0 , позволяющих снизить долю комбинаторного и частично-реконструированного фонов;
 - в) Наложение вето-требований на инвариантные массы дочерних адронов $K_S^0 h^+ h'^-$ в различных массовых гипотезах для h, h' с целью удаления каскадных процессов;
 - г) Наложение критериев на переменные идентификации частиц;
 - д) Выделение окна инвариантных масс трехчастичных состояний.
3. Обучение и применение многомерных классификаторов для подавления событий комбинаторного фона;
4. Выделение резонансной области в распределении инвариантных масс двух треков.

5.3.3 Предварительная фильтрация

Предварительная фильтрация осуществляется посредством реконструкции треков в гипотезе $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 h^+ h'^-$ с наложением критериев отбора. Для уменьшения затрат вычислительных мощностей, онлайн-реконструкция рассматривает адронную пару $h^+ h'^-$ в единственной гипотезе $\pi^+ \pi^-$. Идентификация частиц не используется. Последующая упрощенная оффлайн-реконструкция позволяет рассмотреть те же события с другими массовыми гипотезами $h^+ h'^-$. Линии фильтрации различаются в зависимости от сеанса набора данных и от

категории пионных треков, формирующих кандидат K_S^0 (LL и DD).

Все линии фильтрации накладывают ограничение на количество треков в событии (не более 250 L-треков) и исключают события, не имеющие хотя бы одной определенной первичной вершины.

Кандидаты K_S^0 формируются из пары треков заряженных пионов. Для формирования K_S^0 , треки должны иметь импульс не менее 2 ГэВ/с и удовлетворять требованию на минимальную величину $\min(\chi_{IP}^2)$ при подгонке прицельного параметра трека по отношению к соответствующей первичной вершине (зависит от категории кандидата K_S^0). Значение χ^2 дистанции ближайшего приближения пионных треков к любым другим не должно превышать установленный порог. Ввиду повышенного качества реконструкции, пионные L-треки также должны удовлетворять критериям на поперечный импульс $p_T > 250$ МэВ/с и классификатор трека-духа $prob_{ghost} < 0,5$.

Сформированный кандидат K_S^0 должен иметь импульс $p > 6$ ГэВ/с (только для случая формирования из пары D-треков), массу близ известной $m_{K_S^0}^{PDG}$ [33], удовлетворительное качество реконструкции вершины $\chi^2 < 12$, а также характеризоваться наличием удаленной вершины распада $\chi_{FD}^2 > 50$, 80 (для DD и LL соответственно).

Треки кандидатов дочерних заряженных адронов $h^\pm$ (в гипотезе $\pi^\pm$) также должны удовлетворять ряду требований. В первую очередь, это критерии на качество реконструкции трека $\chi^2/n.d.f < 4$ и классификатор трека-духа $prob_{ghost} < 0,5$. Полный импульс треков ограничен $p(h^\pm) < 100$ ГэВ/с. Линии фильтрации данных первого сеанса включают в себя дополнительные пороговые ограничения на поперечный импульс $p_T(h^\pm) > 250$ МэВ/с и минимальную величину $\min(\chi_{IP}^2)(h^\pm) > 4$ при подгонке прицельного параметра трека. Данные требования исключены из линий второго сеанса.

Комбинация K_S^0 -кандидата и заряженных адронных треков формирует B -кандидат. Перед осуществлением подгонки вершины кандидата, выполняется отбор по характеристикам самой комбинации. Отбор включает в себя пороговые требования на комбинированный поперечный импульс $p_T(B)$ и сумму поперечных импульсов дочерних кандидатов $p_T(K_S^0) + p_T(h^+) + p_T(h^-)$, критерий на наличие хотя бы двух дочерних частиц с высоким импульсом, ограничение на инвариантную массу комбинации и на χ^2 дистанции ближайшего приближения треков. Дополнительно, линии фильтрации первого сеанса включают в себя требование на прицельный параметр комбинации по отношению к первичной вершине дочерней частицы B с наибольшим значением p_T .

После комбинирования дочерних кандидатов и осуществления подгонки вершины, выполняется последний шаг фильтрации: наложение требований на B -кандидат. Критерии

включают в себя пороговые требования на поперечный импульс $p_T(B)$ и угол $DIRA$ между направлением трека B и направлением векторной суммы треков дочерних частиц. Качество подгонки B контролируется отбором по χ^2 подгонок вершины распада B , прицельного параметра по отношению к первичной вершине и длины пробега. Производится проверка разделения вершины распада кандидата B и вершины распада кандидата K_S^0 .

Полный список требований предварительной фильтрации кандидатов представлен в таблицах 23 и 24 для первого и второго сеансов набора данных соответственно.

После процедуры подгонки кандидата B и выполнения предварительной фильтрации, создаются дополнительные копии событий с тремя нерассмотренными массовыми гипотезами: $K_S^0 K^\pm \pi^\mp$ и $K_S^0 K^+ K^-$. Последние используются при изучении фонов. Древо распада повторно подгоняется с учетом обновленных массовых гипотез, что позволяет обновить все актуальные переменные. Во время повторной параметризации накладываются дополнительные ограничения кандидатов: масса K_S^0 устанавливается на номинальное значение, а в качестве вершины рождения B устанавливается соответствующая первичная вершина. Это позволяет уточнить инвариантную массу трехчастичных состояний и уменьшить эффекты разрешения детектора по импульсу треков.

5.3.4 Отбор сигнальных событий

Отбор сигнальных событий включает в себя дополнительные, более строгие требования, обеспечивающие эффективное подавление фонов.

Общие требования включают в себя условие на изоляцию вершины B -кандидата, более строгий пороговый критерий на разделение вершин распада B и K_S^0 , а также фидуциарный критерий на импульс дочерних частиц. Дополнительные требования выбраны таким образом, чтобы привести в соответствие наборы первого и второго сеансов после фильтрации. Подробный список критериев приведен в таблице 25.

Подавление каскадных фонов

Вето-критерии на каскадные фоны разработаны с использованием возможности произвести корректную реконструкцию инвариантной массы промежуточных состояний для выбранных массовых гипотез конечных треков. Данная процедура была реализована при помощи программного пакета LAURA++ [146]. Удаление каскадных фонов, таким образом, сводится к перебору возможных массовых гипотез с нулем, одной или двумя ошибками идентификации, и вето областей близ номинальных масс возможных промежуточных частиц: $|m_{reco} - m_{H_c}^{PDG}| > \Delta \text{ МэВ}/c^2$, где m_{reco} – реконструированная масса трех треков, m^{PDG} –

Таблица 23 – Критерии использованных линий предварительной фильтрации сеанса 1

Шаг отбора	Кандидат(ы)	StrippingB2KShhDDLLine	StrippingB2KShhLLLine
DaughterCuts	K_S^0	$p(K_S^0) > 6,0 \text{ ГэВ}/c$ $ m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}} < 30,0 \text{ МэВ}/c^2$ $\chi_{\text{vtx}}^2(K_S^0) < 12,0$ $\chi_{\text{FD}}^2(K_S^0) > 50,0$	- $< 20,0 \text{ МэВ}/c^2$ то же $> 80,0$
	Продукты K_S^0	$p(\pi^\pm) > 2,0 \text{ ГэВ}/c$ $\min \chi_{\text{IP}}^2(\pi^\pm) > 4$ - $\text{DOCA } \chi^2 \text{ продуктов } K_S^0 < 25$ - -	то же > 9 $p_T(\pi^\pm) > 250 \text{ МэВ}/c$ то же $\chi^2/\text{ndf} \text{ трека} < 4,0$ $\text{prob}_{ghost} < 0,5$
	$h^\pm (\pi^\pm)$	$\chi^2/\text{ndf} \text{ трека} < 4,0$ $\text{prob}_{ghost} < 0,5$ $p_T(h^\pm) > 250 \text{ МэВ}$ $\min \chi_{\text{IP}}^2(h^\pm) > 4$	то же то же то же то же
CombinationCut	Комбинация	$p_T(B) > 1000,0 \text{ МэВ}$ $p_T(K_S^0) + p_T(h^+) + p_T(h^-) > 4,2 \text{ ГэВ}/c$ хотя бы 2 продукта с $p_T > 0,8 \text{ ГэВ}/c$ $(4,0 < m_{K_S^0 hh} < 6,2) \text{ ГэВ}/c^2$ $\text{AVAL_MAX}(\text{MIPDV}(\text{PRIMARY}), \text{PT}) > 0,05$ $\text{DOCA } \chi^2 \text{ любой пары продуктов} < 5$	то же $> 3,0 \text{ ГэВ}/c$ то же то же то же то же
MotherCut	B	$p_T(B) > 1,5 \text{ ГэВ}/c$ $\chi_{\text{vtx}}^2(B) < 12,0$ $\text{DIRA}(B) > 0,999$ $\min \chi_{\text{IP}}^2(B) < 6,0$ расстояние пролета B от любой ПВ $> 1,7 \text{ мм}$ $\chi_{\text{FD}}^2(B) > 50$ $\chi_{\text{IP}}^2(h^+) + \chi_{\text{IP}}^2(h^-) > 50$	то же то же $> 0,9999$ $< 8,0$ $> 1,0 \text{ мм}$ то же -

значение массы частицы H_c из данных PDG [33]. Величина Δ определялась исходя из разрешения детектора ЛHCб по инвариантным массам и естественной ширины резонансов в каскаде. Набор критериев для рассмотренных каскадных мод представлен в таблице 26.

Таблица 24 – Критерии использованных линий предварительной фильтрации сеанса 2

Шаг отбора	Кандидат(ы)	StrippingB2KShh_DD_Run2_OS_Line	StrippingB2KShh_LL_Run2_OS_Line
TriggerCuts	HLT1	Hlt1TrackMVADecision	то же
		Hlt1TwoTrackMVADecision	то же
		Hlt1IncPhiDecision	то же
	HLT2	Hlt2Topo[2,3,4]BodyDecision	то же
		HLT2IncPhiDecision	то же
DaughterCuts	K_S^0	$p(K_S^0) > 6,0 \text{ ГэВ}/c$	–
		$ m_{\pi^+\pi^-} - m_{K_S^0}^{\text{PDG}} < 30,0 \text{ МэВ}/c^2$	$< 20,0 \text{ МэВ}/c^2$
		$\chi_{\text{vtx}}^2(K_S^0) < 12,0$	то же
		$\chi_{\text{FD}}^2(K_S^0) > 50,0$	$> 80,0$
	Продукты K_S^0	$p(\pi^\pm) > 2,0 \text{ ГэВ}/c$	то же
		$\min \chi_{\text{IP}}^2(\pi^\pm) > 4$	> 9
		–	$p_T(\pi^\pm) > 250 \text{ МэВ}/c$
		$\chi^2(\text{DOCA}) \text{ продуктов } K_S^0 < 25$	то же
	$h^\pm (\pi^\pm)$	–	$\chi^2/\text{ndf} < 4,0$
		–	$prob_{ghost} < 0,5$
		$\chi^2/\text{ndf} < 4,0$	то же
		$prob_{ghost} < 0,5$	то же
CombinationCut	Комбинация	$p_T(B) > 1,0 \text{ ГэВ}/c$	то же
		$p_T(K_S^0) + p_T(h^+) + p_T(h^-) > 4,2 \text{ ГэВ}/c$	$3,0 \text{ ГэВ}/c$
		хотя бы 2 продукта с $p_T > 0,8 \text{ ГэВ}/c$	то же
		$(4,0 < m_{K_S^0 hh} < 6,2) \text{ ГэВ}/c$	то же
		DOCA χ^2 любой пары продуктов < 5	то же
MotherCut	B	$p_T(B) > 1,5 \text{ ГэВ}/c$	то же
		$\chi_{\text{vtx}}^2(B) < 12,0$	то же
		$\text{DIRA}(B) > 0,999$	то же
		$\chi_{\text{FD}}^2(B) > 5$	то же
		$z_{\text{vtx}}(K_S^0) - z_{\text{vtx}}(B) > 15 \text{ мм}$	то же
		$\chi_{\text{IP}}^2(\pi^\pm) < 6$	–
		$\chi_{\text{IP}}^2(h^+) + \chi_{\text{IP}}^2(h^-) > 50$	–

Идентификация частиц

Для идентификации частиц и подавления фонов от нежелательных конечных состояний ($K_S^0 K^+ K^-$, $K_S^0 \pi^+ \pi^-$, $K_S^0 \pi^+ \bar{p}$ и прочих) используются дополнительные критерии. В качестве переменных идентификации применяются разницы логарифмов функции правдоподобия, получаемые на основании детекторных систем RICH и калориметрического комплекса DLL_K и DLL_p (см. формулу (3.3) раздела 3.3). Для подавления конечных состояний с неверно иден-

Таблица 25 – Список общих критериев отбора данных

Критерий	Описание
$\chi^2_{IsoVtx}(B) > 4$	Изоляция вершины B
$z_{vtx}(K_S^0) - z_{vtx}(B) > 30$ мм	Разделение вершин K_S^0 и B
$3000 \leq p(h^\pm) \leq 100000$	Фидуциарный критерий
$p_T(h^\pm) \geq 250$	Минимальный p_T продуктов K^{*0}
$\min(\chi^2_{IP}(h^\pm)) > 4$	Минимальный IP χ^2 продуктов K^{*0}

Таблица 26 – Вето-критерии каскадных фонов с промежуточными очарованными частицами

Канал распада очарованной частицы	Критерий отбора
$J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-$	$ m_{reco} - m_{J/\psi}^{PDG} > 48$ МэВ/ c^2
$J/\psi \rightarrow K^+K^-$	$ m_{reco} - m_{J/\psi}^{PDG} > 48$ МэВ/ c^2
$\chi_c \rightarrow \pi^+\pi^-$	$ m_{reco} - m_{\chi_c}^{PDG} > 48$ МэВ/ c^2
$\chi_c \rightarrow K^+K^-$	$ m_{reco} - m_{\chi_c}^{PDG} > 48$ МэВ/ c^2
$D^0 \rightarrow \pi^+K^-$	$ m_{reco} - m_{D^0}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$D^0 \rightarrow K^+K^-$	$ m_{reco} - m_{D^0}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$ m_{reco} - m_{D^0}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$D^+ \rightarrow K_S^0K^+$	$ m_{reco} - m_{D^+}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$D^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$	$ m_{reco} - m_{D^+}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$D_s^+ \rightarrow K_S^0K^+$	$ m_{reco} - m_{D_s^+}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$D_s^+ \rightarrow K_S^0\pi^+$	$ m_{reco} - m_{D_s^+}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2
$\Lambda_c \rightarrow K_S^0p$	$ m_{reco} - m_{\Lambda_c}^{PDG} > 30$ МэВ/ c^2

тифицированными мюонами используется бинарный параметр isMuon. Список критериев на переменные идентификации представлен в таблице 27.

В качестве альтернативного набора переменных идентификации в эксперименте LHCb доступен нейросетевой классификатор ProbNN_h, где h – частица-кандидат. ProbNN_h представляет собой выход классификатора, оценивающего тип трека для гипотез $h \in \{p, \pi^\pm, K^\pm\}$ в области нормировки $[0; 1]$. Проведенное исследование показало, что критерии, основанные на ProbNN_h, менее эффективны при отборе треков $K^+\pi^-$ дочерних частиц B -кандидата. По этой причине в номинальной стратегии отбора для этих треков используются DLL_h.

Дополнительным источником фона с ошибочной идентификацией частиц являются процессы с переходом $\Lambda \rightarrow p_{\rightarrow\pi^+}\pi^-$. Комбинация треков $p_{\rightarrow\pi^+}\pi^-$ может быть ошибочно реконструирована как K_S^0 . Для подавления данного фона была составлена комбинация каскад-

Таблица 27 – Требования отбора по переменным идентификации частиц

Заряженные дочерние адроны от распада $B_{(s,d)}^0$		
Критерий на π^+	Критерий на K^-	Описание
IsMuon = 0	IsMuon = 0	Удаление μ
$DLL_{K\pi} < 0$	$DLL_{K\pi} > 5$	Идентификация $K^\pm$
$DLL_{p\pi} < 10$	$DLL_{p\pi} - DLL_{K\pi} < 10$	Идентификация p
Заряженные пионы от распада K_S^0		
Критерий на π^+ и π^-		Описание
$\text{ProbNN}_\pi(\pi^\pm) \times (1 - \text{ProbNN}_p(\pi^\pm)) < 0,3$		Идентификация p

ного вето и критерия на идентификационные переменные ProbNN_h . Идентификационный критерий для удаления событий с $\Lambda \rightarrow p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ представлен в таблице 27. Данный критерий применялся только по отношению к событиям, где инвариантная масса треков пионов от K_S^0 в гипотезе одной ошибки идентификации $p \rightarrow \pi^+$ составляла $m(\pi_{\rightarrow p}^\pm \pi^\mp) \in [1095; 1125]$ МэВ/ c^2 . Эффективность критерия иллюстрируется диаграммами Арментероса-Подольянского до и после его применения (Рис. 5.2а и Рис. 5.2б). События $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ представляют собой полосы в области $|\alpha| \approx 0,7$.

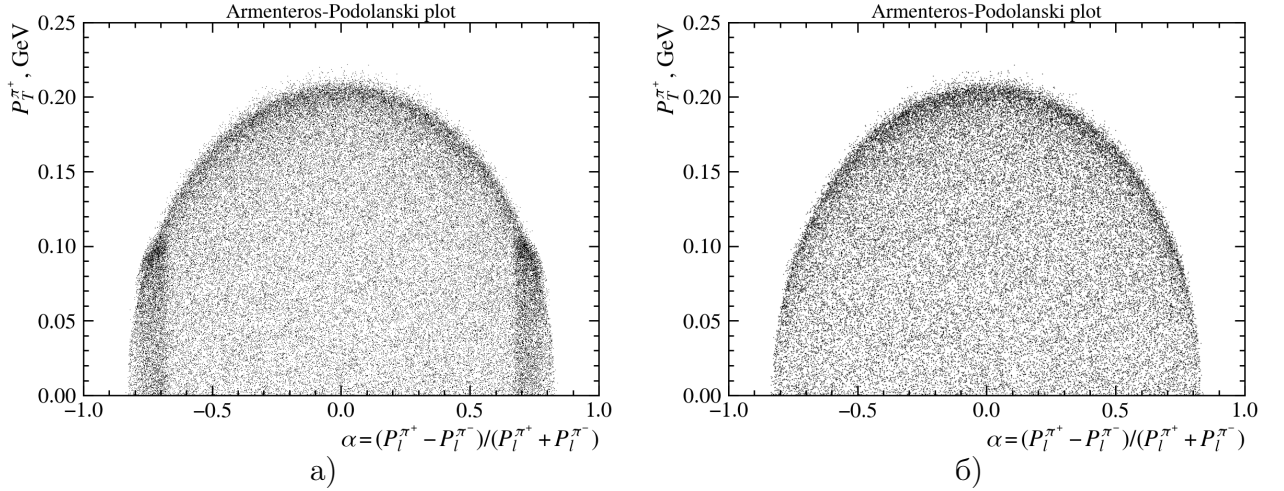


Рисунок 5.2 – Диаграммы Арментероса-Подольянского для $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ в данных второго сеанса категории DD а) до и б) после применения критерия против $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

Выделение области инвариантных масс

Ключевой задачей исследования является разделение резонансного канала распада $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}(892)(K^+\pi^-)$ и S -волны $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^+\pi^-$. Для его реализации необходимо выполнить параметризацию двумерного распределения инвариантных масс для спектров трехчастичных и двухчастичных состояний $m(K_S^0 K\pi) \times m(K\pi)$. Выбранные области спектров представлены в таблице 28. Окно инвариантной массы трех треков $m(B)$ одинаково для сигнального и нормировочного каналов.

Таблица 28 – Области параметризаций спектров инвариантных масс

Инвариантная масса	Выделенная область (МэВ/ c^2)
$m(B)$	5100 – 5800
$m(K\pi)$	633 – 1200

Выбор области спектра инвариантной массы трехчастичных состояний $m(B)$ продиктован следующим набором условий. Во-первых, рассматриваемая область спектра должна полностью включать в себя массовые пики, принадлежащие B^0 и B_s^0 мезонам. Во-вторых, её нижняя граница должна позволять провести удовлетворительную параметризацию вкладов от частично-реконструированных фонов. Наконец, область событий с массой $m > m_{B_s^0}$ должна включать в себя достаточно событий, чтобы параметризовать спектр комбинаторных событий с высокой точностью. Выбранная область $m(K\pi)$ включает в себя массовый пик резонанса $K^{*0}(892)$, но исключает вклад от более высокоэнергетических состояний наподобие $K^{*0}(1430)$.

Выбор конфигурации триггера

Отбор событий на этапе триггера осуществлялся комбинацией требований полной цепи аппаратных и программных линий L0, HLT1 и HLT2. Производится отбор конфигураций с лучшим отношением «сигнал-фон».

Среди категорий событий, прошедших аппаратный триггер L0, наибольший интерес представляют две. Категория L0Hadron_T0S включает в себя события, сохраненные триггером в связи с наличием сигнала-подобного адронного кандидата L0Hadron (см. раздел 3.4.1). К таковым относятся кластеры энерговыделений в адронном калориметре, ассоциированные с каонным или пионными треками. Другие кластеры или треки сигнального события также могут вызвать срабатывание триггера. В таком случае событие попадает в одну из катего-

рий триггера независимо от сигнала `LOCandidate_TIS` в зависимости от того, какой кандидат вызвал срабатывание линии.

Наиболее репрезентативной линией триггера программного уровня HLT1 для событий первого сеанса является `Hlt1TrackAllL0Decision`. Этот триггер сохраняет события, обладающие смещенной вторичной вершиной, ассоциированной с треком с высоким поперечным импульсом $p_T > 1,6 \text{ ГэВ}/c^2$. Изменения, внесенные в алгоритмы HLT1 перед вторым сеансом набора данных, позволили использовать более продвинутые линии триггера, основанные на многомерных классификаторах. К таким относится `Hlt1[Two]TrackMVADecision`, осуществляющая поиск треков, способных образовать смещенную вторичную вершину. Только события категории TOS по отношению к линиям HLT1 используются в анализе.

Уровень HLT2 включает в себя полную реконструкцию события, что позволяет задействовать топологические линии триггера [147]. Они включают в себя пороговые требования на минимальный импульс треков в VELO, а также качество реконструкции треков и их прицельного параметра по отношению к первичной вершине. Производится комбинирование треков в n -частичные «прото-кандидаты» с наложением дополнительных фильтров. Используя в первом сеансе линии `Hlt2TopoNBodyBBDTDecision` затем отбирают образованные $n = 2, 3, 4$ -частичные вершины при помощи специализированных ансамблей деревьев решений - Bonsai Boosted Decision Tree (BBDT). В качестве признаков для деревьев решений используется сумма поперечных импульсов входящих треков $\Sigma|p_T|$, наименьший поперечный импульс входящих треков p_T^{min} , масса прото-кандидата m , масса с поправкой на потерянный поперечный импульс дочерних частиц m_{cor} , расстояние наибольшего сближения треков, а также два параметра качества подгонки трека прото-кандидата. В данных второго сеанса схожую роль выполняют линии `Hlt2TopoNBodyDecision`, использующие многомерные классификаторы на основе деревьев решений для отбора реконструированных событий. Все отобранные события должны относиться к категории TOS.

Полный список выбранных линий триггера представлен в таблице 29. Триггерные линии одного уровня объединяются логическим ИЛИ, различных уровней – логическим И.

5.3.5 Классификатор для подавления комбинаторного фона

Комбинаторные события являются преобладающим источником фона. Образованные при реконструкции из случайных треков кандидаты B , K_S^0 и K^{*0} в общем случае могут иметь любую инвариантную массу. Эта особенность комбинаторных событий позволяет выделить их из общего набора экспериментальных данных путем отбора физически недоступной области инвариантных масс. В данном исследовании все события с инвариантной массой трех

Таблица 29 – Список триггерных линий аппаратного уровня L0 и программного уровня HLT1 и HLT2, используемых для отбора событий

Год	Линии L0	Линии HLT1	Линии HLT2
2011	B_L0HadronDecision_TIS B_L0ElectronDecision_TIS B_L0PhotonDecision_TIS B_L0MuonDecision_TIS B_L0DiMuonDecision_TIS B_L0HadronDecision_TOS	B_Hlt1TrackAllL0Decision_TOS	B_Hlt2Topo[2,3,4]BodyBBDTDecision_TOS B_Hlt2Topo[2,3,4]BodySimpleDecision_TOS
2012	То же, что 2011	То же, что 2011	B_Hlt2Topo[2,3,4]BodyBBDTDecision_TOS
2015	То же, что 2011, и B_L0MuonEWDDecision_TIS B_L0JetElDecision_TIS B_L0JetPhDecision_TIS	B_Hlt1TrackMVADecision_TOS B_Hlt1TwoTrackMVADecision_TOS	B_Hlt2Topo[2,3,4]BodyDecision_TOS
2016	То же, что 2015	То же, что 2015	То же, что 2015
2017	То же, что 2011, и B_L0MuonEWDDecision_TIS	”	”
2018	То же, что 2017	”	”

треков $m(K_S^0 K^+ \pi^-) > 5425 \text{ МэВ}/c^2$ отнесены к комбинаторному фону.

Для разделения событий распада $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$ и случайных комбинаций треков использовался многомерный классификатор на основе ансамбля деревьев решений с градиентным бустингом BDT. Для обучения и проверки BDT были сформированы выборки меченных данных. В качестве выборки с меткой «0» (фон) использовалось 50 % экспериментальных данных, прошедших всю цепочку отбора и удовлетворяющих условию $m(K_S^0 K^+ \pi^-) > 5425 \text{ МэВ}/c^2$. В качестве выборки с меткой «1» (сигнал) использовалось 50 % полного набора продуктов моделирования $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$, прошедших всю цепочку отбора. Вторая половина событий применялась для обеспечения независимой проверки. Для осуществления классификации всех событий было обучено идентичное BDT с заменой ролей выборок. Для обучения классификаторов использовался пакет XGBOOST [20] языка программирования Python. Для каждого из двух сеансов работы LHCb и для каждого из наборов по категории треков пионов, формирующих кандидат K_S^0 (LL и DD), были обучены специализированные пары классификаторов (с учетом смены ролей выборок суммарно 8 BDT).

Признаки, используемые в задаче классификации, должны отвечать двум критериям:

1. Признаки не должны коррелировать с инвариантной массой кандидатов. Это усло-

вие является прямым следствием метода отбора выборок для обучения классификаторов: выборка фоновых событий ограничена $m(K_S^0 K^+ \pi^-) > 5425 \text{ МэВ}/c^2$; выборка сигнальных событий включает в себя только продукты моделирования, и потому ограничена сравнительно узкими пиками у $m_{B_S^0}$ и m_{B^0} . При корреляции признаков с $m(K_S^0 K^+ \pi^-)$, BDT использует эти особенности выборок для классификации;

2. Распределения признаков сигнальных и фоновых событий должны значительно различаться. Степень различия определялась визуальным осмотром распределений.

Признаки были разделены на классы в зависимости от принадлежности к кандидату B и K_S^0 . Среди кинематических параметров кандидата B были выбраны его поперечный импульс $p_T(B)$ и псевдобыстрота $\eta(B)$. Особенности реконструкции трека B и его вершин для истинных и комбинаторных событий позволяют выделить четыре характерных признака: статистическая значимость χ^2 подгонки прицельного параметра B , χ^2 расстояния пробега B , χ^2 подгонки вершины распада B , а также угол направления вектора B по отношению к суммарному вектору его дочерних частиц. Вершина распада B -кандидата должна быть изолирована, поэтому параметры изоляции могут обладать значительной ценностью для классификации. В качестве параметров изоляции использовалось отклонение статистической значимости χ^2 подгонки вершины и инвариантной массы B при условии добавления одного или двух дополнительных треков для каждого из L-треков события. Дополнительными параметрами с визуально заметными различиями являются конические асимметрии кандидатов. Коническая асимметрия определяется как асимметрия между характеристикой кандидата (например, p_T) и суммой характеристик всех треков в конусе с растровым углом 1,5 рад вокруг трека частицы:

$$A(x) = \frac{x(B) - x(\sum_{\text{cone}} \text{tracks})}{x(B) + x(\sum_{\text{cone}} \text{tracks})}. \quad (5.2)$$

Параметры кандидата K_S^0 также используются в качестве признаков. При этом следует обратить внимание, что ввиду разного качества реконструкции L- и D-треков пионов, формирующих кандидат K_S^0 , признаки, используемые при обучении классификаторов для событий категорий LL и DD не обязаны полностью совпадать. Так, например, псевдобыстрота $\eta(K_S^0)$ используется при обучении BDT для классификации событий обеих категорий, в то время как распределения поперечного импульса $p_T(K_S^0)$ в LL-событиях комбинаторного фона и моделированного сигнала визуально неразличимы. Также в качестве признаков использовались параметры качества реконструкции трека и вершины кандидата K_S^0 и конические асимметрии. В отличие от характеристик кандидата B , параметры изоляции K_S^0 не обладают достаточной ценностью для классификации.

Кинематические параметры заряженных дочерних адронов от распада B -мезона ($K^+\pi^-$ для сигнала и $\pi^+\pi^-$ для нормировочного канала) коррелируют с инвариантной массой кандидата B и потому не могут использоваться для классификации. Однако их сумма свободна от корреляции, что позволяет использовать ее в качестве признака.

Полный список признаков представлен в таблице 30. Используются сокращения: «ПВ» – первичная вершина, «ВР» – вершина распада.

Проверка классификатора

Процесс обучения классификатора контролируется так называемыми гиперпараметрами. Гиперпараметры влияют на предсказательную силу (добротность) классификатора и на степень его переобучения. Алгоритм обучения XGBOOST наиболее чувствителен к следующим гиперпараметрам: число деревьев в ансамбле `n_estimators`, максимальная глубина `max_depth`, размер шага при обновлении параметров классификатора `learning_rate`. В качестве оптимальных значений были выбраны `n_estimators = 650`, `max_depth = 3`, `learning_rate = 0,025`.

Для оценки мощности классификатора была построена кривая ошибок (Receiver Operating Characteristic, ROC). Кривая ошибок показывает, какая доля фоновых событий будет отвергнута классификатором для данной эффективности по отношению к сигнальным событиям. Площадь под кривой ошибок (AuC, Area under Curve) принимает значения от 0,5 (для случайной классификации «броском монетки») до 1 (для идеального классификатора). Примеры полученных кривых ошибок и площадей под ними представлены на Рис. 5.3.

В дополнение к оценке мощности классификатора была выполнена проверка на переобучение. Оценка степени смещения предсказания классификатора ввиду особенностей выборки обучения производилась с использованием независимой проверочной выборки. Классификатор был применен по отношению к обоим выборкам, после чего были построены гистограммы предсказательной переменной. Визуальный осмотр гистограмм позволяет убедиться в их сходстве, что указывает на отсутствие смещения оценки из-за переобучения. Это подтверждается проведенной проверкой критерия согласия Колмогорова. Распределения параметра классификации CombBDT для обучающей и проверочной выборок представлены на Рис. 5.4.

Поиск порогового значения параметра классификации CombBDT для подавления комбинаторного фона производился путем оптимизации показателя добротности. В качестве показателя добротности был выбран критерий Punzi [148], используемый, когда вероятность

Таблица 30 – Список признаков для классификаторов

Параметр	Описание	Набор
$p_T(B)$	Поперечный импульс B	Оба
$\eta(B)$	Псевдобыстрота B	Оба
$\log_{10}(\chi^2_{IP}(B))$	χ^2 прицельного параметра B относительно его ПВ	Оба
$\log_{10}(\chi^2_{VD}(B))$	χ^2 длины пробега B относительно его ПВ	Оба
$\log_{10}(DIRA(B))$	Косинус угла направления B	Оба
$\log_{10}(\chi^2_{EV}(B))$	χ^2 трека B относительно его ВР	Оба
$\log_{10}(\chi^2_{IsoVtxOneTr}(B))$	Изоляция вершины B	Оба
$\log_{10}(\chi^2_{IsoVtxTwoTr}(B))$	Изоляция вершины B	Оба
$\chi^2_{IsoVtxMassOneTr}(B)$	Изоляция вершины B	Оба
$\chi^2_{IsoVtxMassTwoTr}(B)$	Изоляция вершины B	Оба
$p^{asym}(B)$	Коническая асимметрия p B (1,5 рад)	Оба
$p_T^{asym}(B)$	Коническая асимметрия p_T B (1,5 рад)	Оба
$\Delta\eta^{asym}(B)$	Коническая асимметрия $\Delta\eta$ B (1,5 рад)	Оба
$\Delta\phi^{asym}(B)$	Коническая асимметрия $\Delta\phi$ B (1,5 рад)	Оба
$p_T(K_S^0)$	Поперечный импульс K_S^0	DD
$\eta(K_S^0)$	Псевдобыстрота K_S^0	Оба
$\log_{10}(\chi^2_{IP}(K_S^0))$	χ^2 прицельного параметра K_S^0 относительно его ПВ	LL
$\log_{10}(\chi^2_{VD}(K_S^0))$	χ^2 длины пробега K_S^0 относительно его ПВ	LL
$\log_{10}(DIRA(K_S^0))$	Косинус угла направления K_S^0	LL
$\log_{10}(\chi^2_{EV}(K_S^0))$	χ^2 трека K_S^0 относительно его ВР	Оба
$p^{asym}(K_S^0)$	Коническая асимметрия p K_S^0 (1,5 рад)	DD
$p_T^{asym}(K_S^0)$	Коническая асимметрия p_T K_S^0 (1,5 рад)	DD
$\Delta\eta^{asym}(K_S^0)$	Коническая асимметрия $\Delta\eta$ K_S^0 (1,5 рад)	Оба
$\Delta\phi^{asym}(K_S^0)$	Коническая асимметрия $\Delta\phi$ K_S^0 (1,5 рад)	Оба
$\log_{10}(\Sigma\chi^2_{IP}(h^\pm))$	Сумма χ^2 прицельных параметров $h^\pm$ относительно их ПВ	Оба

распада сигнального канала неизвестна или известна со значительными погрешностями:

$$F_{Punzi} = \frac{\varepsilon_{sig}}{\frac{a}{2} + N_{bkg}} \quad (5.3)$$

где ε_{sig} – эффективность отбора по отношению к сигнальным событиям, N_{bkg} – ожидаемый выход фоновых (комбинаторных) событий, a – статистическая значимость наблюдения в чис-

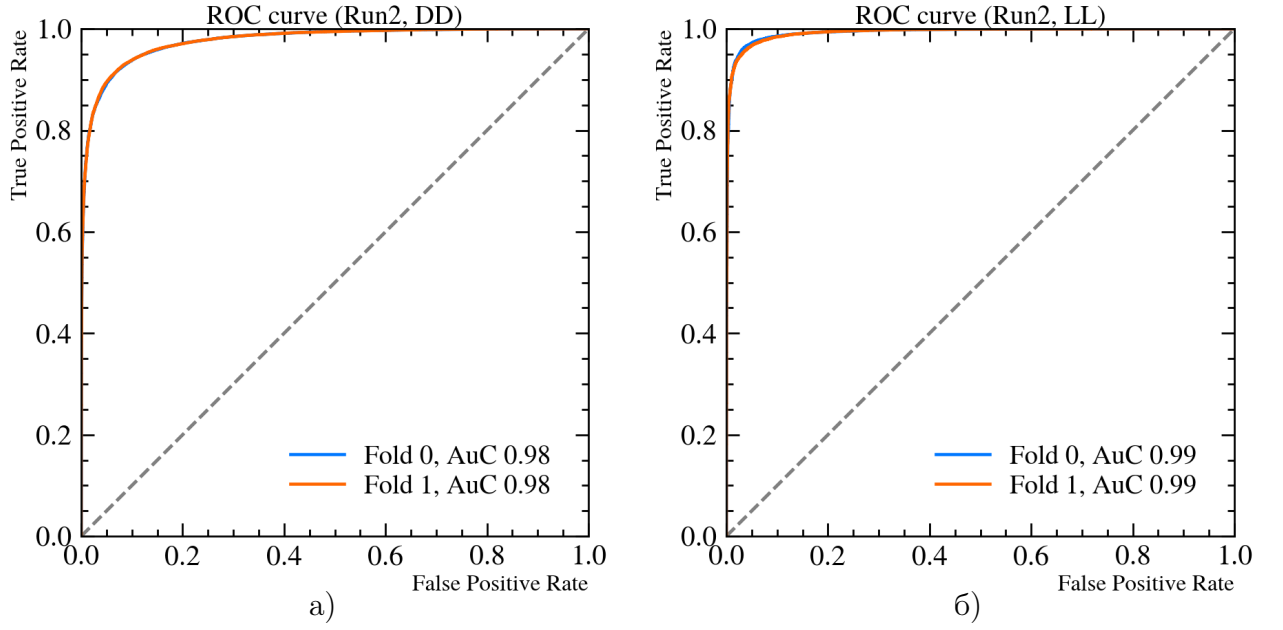


Рисунок 5.3 – Кривые ошибок для классификаторов, обученных на данных а) категории DD, б) категории LL сеанса 2

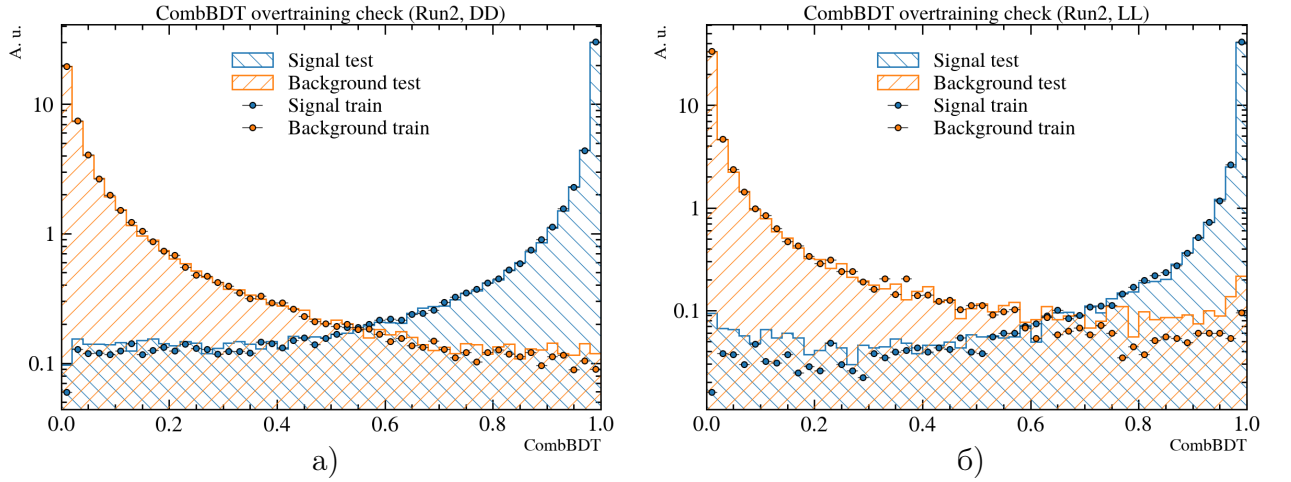


Рисунок 5.4 – Распределения предсказательной переменной классификатора для обучающей и проверочной выборки на основе данных категорий а) DD, б) LL сеанса 2

лах стандартных отклонений σ . Значение параметра a было выбрано равным 5. Оптимизация производилась итерационным проходом по отрезку $\text{CombBDT} \in [0; 1]$. Эффективность отбора ε_{sig} вычислялась на основе моделированных сигнальных выборок путем подсчета числа событий после применения порогового критерия на данном шаге итерации. Ожидаемое число фоновых событий N_{bkg} оценивалось из параметризации распределения инвариантных масс событий $K_S^0 K^+ \pi^-$ в области $m(K_S^0 K^+ \pi^-) > 5425 \text{ МэВ}/c^2$, экстраполяции параметризующей модели в сигнальную область и последующего интегрирования.

При приближении порога $\text{CombBDT} \rightarrow 1$, число комбинаторных событий в области

$m(K_S^0 K^+ \pi^-) > 5425 \text{ МэВ}/c^2$ не позволяло провести адекватную параметризацию распределения инвариантных масс. Для увеличения объема выборки оптимизация CombBDT проводилась без применения критерия на массу двух треков $m(K\pi)$. Полученный при этом выход фона N'_{bkg} умножался на эффективность отбора по $m(K\pi)$ для получения N_{bkg} . Гистограммы эффективностей отбора по отношению к сигнальным событиям и комбинаторному фону с отмеченной точкой оптимального порога представлены на Рис. 5.5.

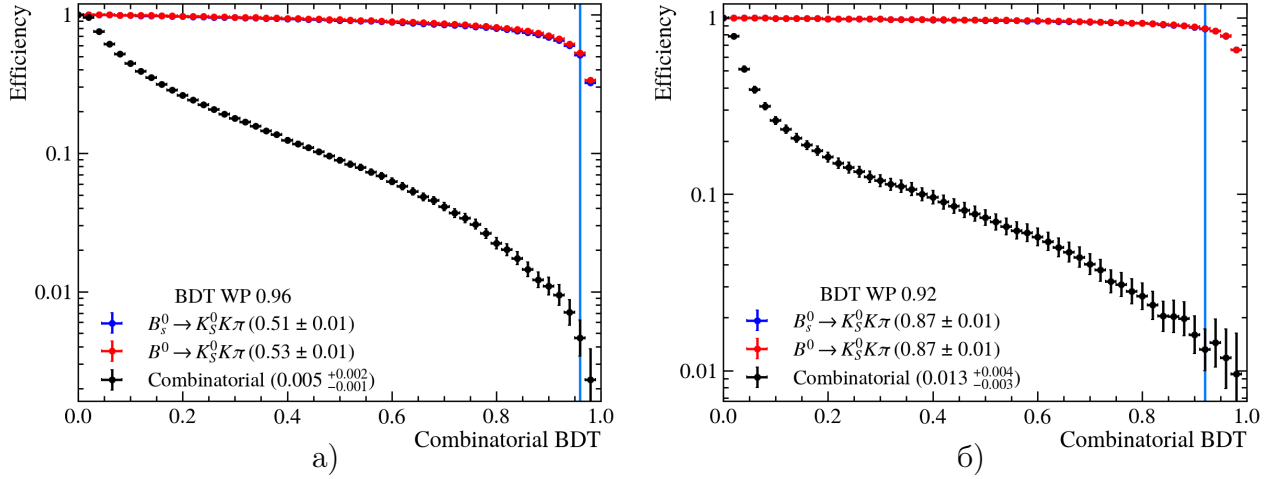


Рисунок 5.5 – Эффективности отбора классификатором по отношению к сигнальным каналам (красный и синий) и комбинаторному фону (черный) в данных категорий а) DD и б) LL второго сеанса. Вертикальная полоса – оптимальный критерий

5.4 Поправки к результатам численного моделирования

5.4.1 Калибровка переменных идентификации частиц

Калибровка идентификации

Соответствие результатов моделирования эксперименту зависит от корректности модели и точности в определении эффектов взаимодействия частиц с детектором. Несмотря на то, что численное моделирование в целом адекватно описывает кинематические параметры распадов, оно обладает некоторой степенью отличия от реальных данных [149]. Поэтому для выполнения оценок на основе моделирования (например, вычисления эффективностей критериев отбора), необходимо проведение процедур поправок. Поправки вводятся как весовые коэффициенты, приписываемые конкретным трекам в событии или самому событию. Весовые коэффициенты вычисляются таким образом, что взвешенные моделированные распределения согласуются с соответствующими распределениями экспериментальных данных.

Одной из наиболее важных характеристик кандидатов в наборах событий эксперимента

LHCb является информация о типе частицы. В то же время, ввиду зависимости эффективности идентификации от загруженности детектора, температуры, давления газа в RICH и прочих флуктуирующих условий эксперимента, моделированная и экспериментальная идентификации могут различаться. Для введения поправок и получения несмещенной оценки эффективности идентификации используются методы, основанные на экспериментальных данных. Эти данные (так называемые калибровочные наборы) отличаются чистотой выборок и возможностью определения типа частицы без использования информации с системы идентификации LHCb, часто при помощи метода «метка-и-зонд». Подробная информация о калибровочных наборах представлена в работах [122] и [150]. Часто используемые калибровочные наборы описаны в таблице 31.

Таблица 31 – Основные распады, используемые в качестве калибровочных наборов данных

Частица	Низкий импульс	Высокий импульс
$e^\pm$	–	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$
$\mu^\pm$	$D_s^+ \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^+$	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$
$\pi^\pm$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$D^* \rightarrow D^0[\rightarrow K^-\pi^+]\pi^+$
$K^\pm$	$D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$	$D^* \rightarrow D^0[\rightarrow K^-\pi^+]\pi^+$
$p^\pm$	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-, \Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$

Введение поправок при помощи PIDCorr

В данном исследовании поправки к моделированным распределениям вводятся при помощи программного инструмента PIDCORR [122]. Данный метод использует по-событийный подход для вычисления поправок. Его преимущество заключается в сохранении корреляций между результатом изначального моделирования x_{MC} и скорректированным параметром идентификации x_{corr} . PIDCORR основан на построении четырехмерной функции плотности вероятности в пространстве поперечного импульса p_T поправочного кандидата, псевдобыстроты η кандидата, множественности треков в событии и рассматриваемого параметра идентификации. Функция плотности вероятности строится методом ядерной оценки плотности с использованием пакета *Meerkat* [151].

Примеры моделированных распределений переменных идентификации до и после введения поправок представлены на Рис. 5.6 и 5.7.

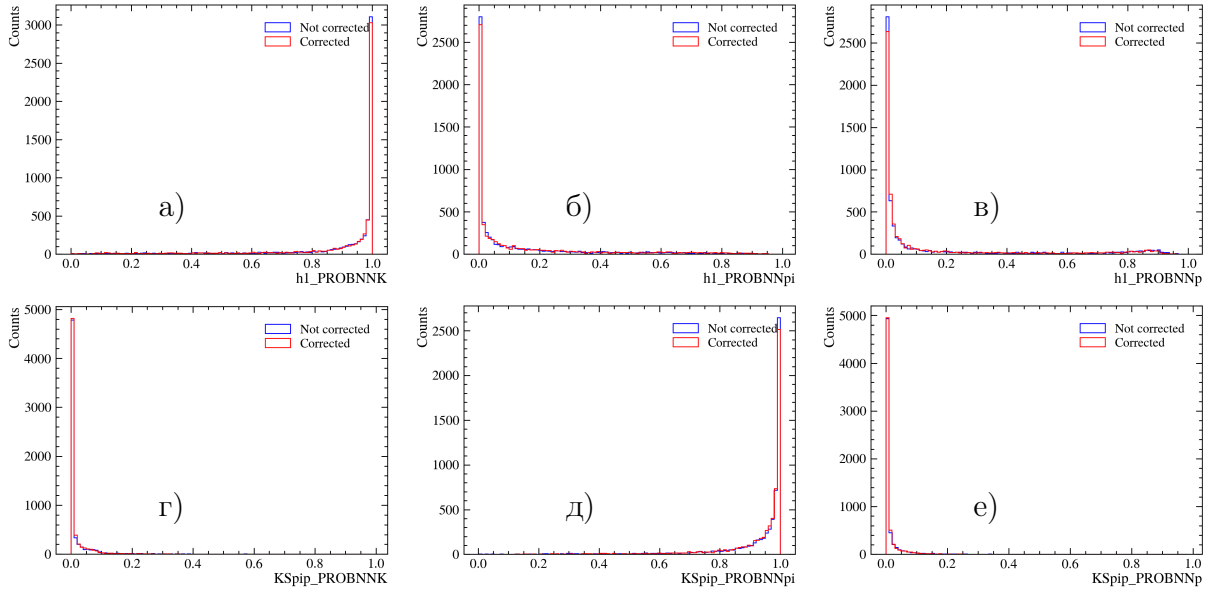


Рисунок 5.6 – Распределения моделированных переменных идентификации $\text{PROBNN}h$ до (синий) и после (красный) введения поправок для кандидата K^- от распада B (а, б, в) и π^+ из $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (г, д, е)

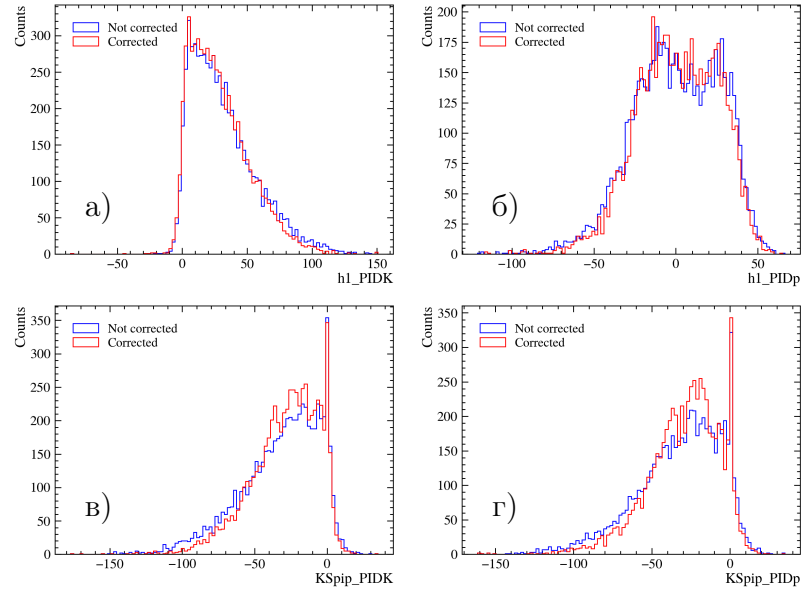


Рисунок 5.7 – Распределения моделированных переменных идентификации $\text{PID}h$ до (синий) и после (красный) введения поправок для кандидата K^- от распада B (а, б) и π^+ из $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (в, г)

5.5 Эффективности отбора

Расчет эффективностей критериев отбора по отношению к сигнальному и нормировочному каналам производился путем применения критериев к продуктам численного моделирования и вычисления числа фильтрованных событий. Значения эффективностей отбора

сигнальных данных представлены в таблицах 32 и 33.

Таблица 32 – Эффективности отбора событий $B^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)[\rightarrow K^+ \pi^-]$ категории DD

Эффективности отбора $B^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)[\rightarrow K^+ \pi^-]$ для моделирования категории DD							
	2011	2012a	2012b	2015	2016	2017	2018
ϵ_{acc} , %	17.705 ± 0.054	17.953 ± 0.046	17.953 ± 0.046	18.821 ± 0.045	18.854 ± 0.046	18.829 ± 0.044	18.828 ± 0.043
ϵ_{strip} , %	7.457 ± 0.051	6.806 ± 0.054	6.718 ± 0.049	2.292 ± 0.023	2.675 ± 0.024	2.498 ± 0.023	2.231 ± 0.022
ϵ_{L0} , %	52.081 ± 0.35	50.538 ± 0.408	47.779 ± 0.377	96.039 ± 0.196	96.755 ± 0.164	95.949 ± 0.189	95.14 ± 0.214
ϵ_{Hlt1} , %	62.306 ± 0.47	57.169 ± 0.569	63.239 ± 0.526	98.838 ± 0.106	98.457 ± 0.12	98.386 ± 0.119	98.217 ± 0.135
ϵ_{Hlt2} , %	23.833 ± 0.522	25.421 ± 0.665	46.667 ± 0.685	96.588 ± 0.185	97.133 ± 0.154	97.261 ± 0.156	97.644 ± 0.161
ϵ_{trig} , %	7.733 ± 0.187	7.344 ± 0.214	14.1 ± 0.264	91.684 ± 0.275	92.531 ± 0.242	91.815 ± 0.258	91.242 ± 0.283
ϵ_{topo} , %	85.358 ± 0.897	83.994 ± 1.13	83.525 ± 0.749	77.713 ± 0.435	76.359 ± 0.408	75.738 ± 0.422	75.101 ± 0.449
ϵ_{veto} , %	97.088 ± 0.494	97.681 ± 0.544	95.839 ± 0.416	94.49 ± 0.27	94.292 ± 0.262	94.425 ± 0.262	94.076 ± 0.282
ϵ_{mass} , %	99.758 ± 0.155	99.559 ± 0.222	99.681 ± 0.141	99.63 ± 0.069	99.746 ± 0.057	99.72 ± 0.064	99.752 ± 0.063
ϵ_{PID} , %	74.073 ± 1.213	75.615 ± 1.454	75.788 ± 0.987	81.059 ± 0.471	81.303 ± 0.436	81.693 ± 0.449	79.697 ± 0.503
ϵ_{cBDT} , %	86.568 ± 1.056	86.569 ± 1.253	83.894 ± 0.961	51.531 ± 0.674	47.609 ± 0.625	51.362 ± 0.644	50.914 ± 0.693
ϵ_{sel} , %	4.113 ± 0.14	3.931 ± 0.159	7.17 ± 0.193	28.062 ± 0.449	25.796 ± 0.405	27.531 ± 0.421	26.178 ± 0.43
ϵ_{total} , %	$5.43 \pm 0.19 \cdot 10^{-2}$	$4.80 \pm 0.20 \cdot 10^{-2}$	$8.65 \pm 0.24 \cdot 10^{-2}$	0.121 ± 0.002	0.13 ± 0.002	0.129 ± 0.002	0.11 ± 0.002

Таблица 33 – Эффективности отбора событий $B^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)[\rightarrow K^+ \pi^-]$ категории LL

Эффективности отбора $B^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)[\rightarrow K^+ \pi^-]$ для моделирования категории LL							
	2011	2012a	2012b	2015	2016	2017	2018
ϵ_{acc} , %	17.705 ± 0.054	17.953 ± 0.046	17.953 ± 0.046	18.821 ± 0.045	18.854 ± 0.046	18.829 ± 0.044	18.828 ± 0.043
ϵ_{strip} , %	2.735 ± 0.031	2.285 ± 0.029	2.314 ± 0.032	1.117 ± 0.016	1.316 ± 0.017	1.155 ± 0.016	0.952 ± 0.014
ϵ_{L0} , %	51.047 ± 0.579	45.991 ± 0.645	49.281 ± 0.699	95.929 ± 0.283	96.848 ± 0.234	95.671 ± 0.29	95.582 ± 0.301
ϵ_{Hlt1} , %	72.017 ± 0.723	73.024 ± 0.844	68.664 ± 0.933	99.296 ± 0.127	99.281 ± 0.123	99.372 ± 0.109	99.399 ± 0.114
ϵ_{Hlt2} , %	64.184 ± 0.905	56.543 ± 1.106	80.838 ± 0.941	98.239 ± 0.191	98.142 ± 0.185	98.277 ± 0.181	98.132 ± 0.215
ϵ_{trig} , %	23.6 ± 0.496	18.988 ± 0.505	27.352 ± 0.622	93.577 ± 0.352	94.366 ± 0.311	93.431 ± 0.347	93.232 ± 0.373
ϵ_{topo} , %	69.352 ± 1.093	63.821 ± 1.432	68.343 ± 1.252	71.33 ± 0.662	69.494 ± 0.624	69.631 ± 0.663	68.938 ± 0.723
ϵ_{veto} , %	95.352 ± 0.616	95.7 ± 0.791	94.26 ± 0.708	94.898 ± 0.385	95.221 ± 0.347	95.062 ± 0.383	94.801 ± 0.401
ϵ_{mass} , %	99.901 ± 0.0	99.613 ± 0.252	99.889 ± 0.111	99.807 ± 0.084	99.863 ± 0.048	99.827 ± 0.077	99.824 ± 0.053
ϵ_{PID} , %	67.974 ± 1.355	68.886 ± 1.788	70.57 ± 1.528	79.572 ± 0.727	80.581 ± 0.647	79.864 ± 0.715	79.746 ± 0.789
ϵ_{cBDT} , %	91.839 ± 0.911	90.479 ± 1.417	87.829 ± 1.285	87.431 ± 0.664	85.241 ± 0.667	86.558 ± 0.676	86.284 ± 0.757
ϵ_{sel} , %	9.739 ± 0.348	7.203 ± 0.329	10.925 ± 0.435	44.042 ± 0.71	42.887 ± 0.651	42.736 ± 0.694	41.93 ± 0.743
ϵ_{total} , %	$4.72 \pm 0.18 \cdot 10^{-2}$	$2.95 \pm 0.14 \cdot 10^{-2}$	$4.54 \pm 0.19 \cdot 10^{-2}$	$9.26 \pm 0.20 \cdot 10^{-2}$	0.106 ± 0.002	$9.29 \pm 0.20 \cdot 10^{-2}$	$7.52 \pm 0.17 \cdot 10^{-2}$

5.6 Модели параметризации

Для получения выходов сигнального канала $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$ и нормировочного канала $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ были разработаны две независимые процедуры параметризации:

1. $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$: двумерная параметризация распределения инвариантных масс трех- и двухчастичных состояний $m(K_S^0 K \pi) \times m(K \pi)$ методом по-событийного максимального правдоподобия;

2. $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$: параметризация одномерного распределения инвариантных масс $m(K_S^0 \pi \pi)$ методом по-событийного максимального правдоподобия.

Обе параметризации производились одновременно для обоих отдельных наборов отобранных событий категорий LL и DD. В качестве инвариантной массы трех треков использовалась масса $m_{\text{DTF}}(B)$ кандидата B мезона после выполнения кинематической подгонки распада.

5.6.1 Модели параметризации $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$

Модель параметризации сигнала

Подгонка параметров моделей осуществляется путём параметризации распределений инвариантных масс моделированных событий, прошедших полный отбор и процедуры поправок. Большинство параметров фиксируются на результаты этой подгонки. Исключение составляют параметры ширины и положения сигнальных пиков, значения которых в эксперименте могут отличаться от моделирования ввиду эффектов разрешения. Сигнальное распределение инвариантной массы $m_{\text{DTF}}(B)$ параметризуется модифицированной функцией Гаусса – двойной моделью Crystal Ball [143] (определена в разделе 4.4.1, ур. (4.21)).

Пример параметризации моделированного распределения описанной параметризацией представлен на Рис. 5.8.

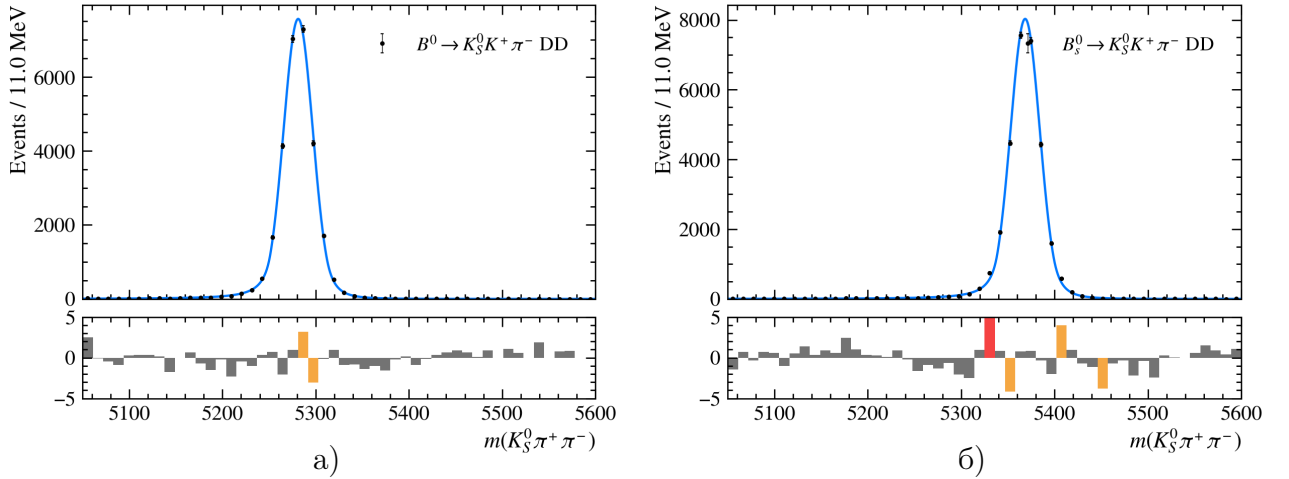


Рисунок 5.8 – Результаты параметризации моделированных распределений распадов а) $B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$, б) $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ в настройках сеанса 2 категории DD

Распределение инвариантной массы $m_{K\pi}$ сигнальных событий описывается релятивистской комплексной амплитудой Брейта-Вигнера для случая единичного спина:

$$R_1(m) = \frac{m_1 \Gamma_1(m)}{(m_1^2 - m^2) - i m_1 \Gamma_1(m)}, \quad (5.4)$$

где зависящая от массы ширина выражается, как

$$\Gamma_1(m) = \Gamma_1 \frac{m_1}{m} \frac{1 + r^2 q_1^2}{1 + r^2 q^2} \left(\frac{q}{q_1} \right)^3. \quad (5.5)$$

Здесь $\Gamma_1 = \Gamma_{K^*0}$ – ширина резонанса (47,3 МэВ/ c^2) [33], $m_1 = m_{K^*0}$ – масса резонанса (895,6 МэВ/ c^2) [33], q – импульс каона в системе покоя K^{*0} после его двухчастичного распада, r – радиус взаимодействия (3,4 ГэВ $^{-1}$):

$$q(m, m_K, m_\pi) = \frac{\sqrt{(m^2 - (m_K + m_\pi)^2)(m^2 - (m_K - m_\pi)^2)}}{2m} \quad (5.6)$$

Инвариантная амплитуда резонанса $M_1(m)$ пропорциональна $R_1(m)$:

$$M_1(m) \sim \frac{m}{q} R_1(m). \quad (5.7)$$

Параметры модели были ограничены для уменьшения числа степеней свободы и увеличения стабильности параметризации:

1. Разность $m_{B_s^0} - m_{B^0} = 87,28$ МэВ/ c^2 установлена равной значению из PDG [33];
 2. Параметры хвостов распределений для B_s^0 и B^0 пропорциональны друг другу: $\alpha, n_{L/R} = \alpha, n_{L/R}(B) \times \alpha, n_{L/R}(\text{tracks})$ где $\alpha_{L/R}(B)$ и $n_{L/R}(B)$ одинаковы для B_s^0 и B^0 , а коэффициенты с подписью tracks определяются индивидуально для категорий LL и DD;
 3. Ширины двойных моделей Crystal Ball связаны друг с другом: $\sigma = \sigma_B \cdot \sigma_{\text{tracks}}$, где $\sigma_B \in (\sigma_{B_s^0}, \sigma_{B^0})$ и $\sigma_{\text{tracks}} \in (\sigma_{DD}, \sigma_{LL})$;
 4. Среднее m_1 и ширина Γ_1 распределения Брейта-Вигера не зависит от источника K^{*0} ;
- Достоверность модели была подтверждена независимой подгонкой параметров на экспериментальных распределениях. Поскольку спектр $m_{K\pi}$ в области сигнального пика визуально скрыт, проверялись только параметры m_1 и Γ_1 . При свободной параметризации их значения согласуются с PDG (см. выше).

Модель нерезонансного $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$

События резонансной и нерезонансной компоненты $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ не могут быть разделены на основе трехчастичного распределения инвариантных масс. По этой причине для параметризации пика от нерезонансных событий в $m(B)$ используется та же модель, что и для описания сигнальной компоненты. Все параметры гауссового ядра моделей совпадают, но параметры хвостов распределений определены независимо. Для описания распределения нерезонансных событий в спектре двухчастичных инвариантных масс используется пороговая функция:

$$L(x) = \begin{cases} m(x - t) & \text{для } x \geq t \\ 0 & \text{для } x < t, \end{cases} \quad (5.8)$$

где t – пороговый параметр, m – положительный параметр наклона.

Модель фоновых вкладов от неверной идентификации частиц

Ошибка идентификации частиц $K \leftrightarrow \pi$ приводит к появлению перекрестных фонов от распадов $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 h h$ в спектре $m(K_S^0 K \pi)$. Поскольку из четырех рассматриваемых мод распада две являются Кабиббо-подавленными, только распады $B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ и $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ вносят сколько-нибудь значимый вклад в общий спектр. Для их параметризации используются двойные модели Crystal Ball. Значения параметров моделей определяются из подгонки к моделированным распределениям инвариантных масс. Выход фоновых процессов определяется из отношений вероятностей распадов и эффективностей идентификации частиц:

$$\frac{N_{B \rightarrow K_S \pi \pi \text{ как } B \rightarrow K_S K \pi}}{N_{B \rightarrow K_S \pi \pi \text{ как } B \rightarrow K_S \pi \pi}} = \frac{\varepsilon_{B \rightarrow K_S \pi \pi \text{ как } B \rightarrow K_S K \pi}^{PID}}{\varepsilon_{B \rightarrow K_S \pi \pi \text{ как } B \rightarrow K_S \pi \pi}^{PID}}, \quad (5.9)$$

$$\frac{N_{B \rightarrow K_S K K \text{ как } B \rightarrow K_S K \pi}}{N_{B \rightarrow K_S \pi \pi \text{ как } B \rightarrow K_S \pi \pi}} = \frac{\varepsilon_{B \rightarrow K_S K K \text{ как } B \rightarrow K_S K \pi}^{PID}}{\varepsilon_{B \rightarrow K_S \pi \pi \text{ как } B \rightarrow K_S \pi \pi}^{PID}} \cdot \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow K_S K K)}{\mathcal{B}(B \rightarrow K_S \pi \pi)} \quad (5.10)$$

Примеры результатов параметризации моделированных распределений перекрестных фонов указанной параметризацией представлены на Рис. 5.9.

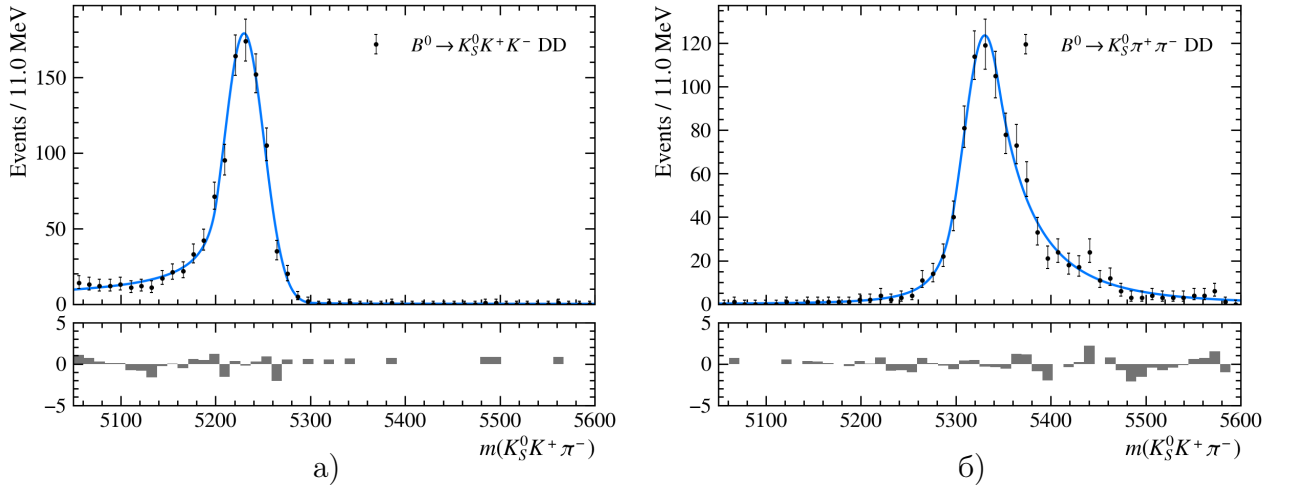


Рисунок 5.9 – Параметризация моделированных распределений распадов а) $B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$, б) $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в настройках второго сеанса категории DD

Модель параметризации частично-реконструированного фона

Вклад от частично-реконструированных фоновых процессов оценивается при параметризации экспериментальных данных. Ввиду наличия процесса $B_s^0 \rightarrow K^{*0}(K^+ \pi^-) K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ среди потенциальных источников частично-реконструированных событий, фон данной категории

может вносить резонансный вклад массовое распределение двухчастичных состояний $m_{K\pi}$. Остальные частично-реконструированные каналы нерезонансны в $m_{K\pi}$.

Во всех случаях форма распределения частично-реконструированных событий в трех-частичном спектре инвариантных масс может быть удовлетворительно описана сверткой функции ARGUS [152] и нормального распределения, вводящего смазывание спектра для учета эффекта разрешения детектора по импульсу. Функция ARGUS представима в виде:

$$A(x; t, c, p) = \frac{2^{-p} c^{2(p+1)}}{\Gamma(p+1) - \Gamma(p+1, c^2/2)} \cdot \frac{x}{t^2} \left(1 - \frac{x}{t^2}\right)^p \exp \left[-\frac{1}{2} c^2 \left(1 - \frac{x}{t^2}\right) \right], \quad (5.11)$$

где t – параметр верхнего порога функции, фиксируемый на разницу масс B -мезона и нереконструированных частиц; c – параметр кривизны функции; p характеризует степень наклона (падения) в области близ порога.

Спектр двухчастичных состояний $m_{K\pi}$ параметризуется двумя функциями в зависимости от типа частично-реконструированных событий: распределение событий резонансного фона может быть описано релятивистской функцией Брейта-Вигнера для частиц с единичным спином со теми же значениями параметров, что и для сигнального канала. Распределение событий прочих фонов параметризуется пороговой функцией.

Модель параметризации комбинаторного фона

Подгонка параметров модели для комбинаторного фона, осуществляется с использованием прошедших полный отбор экспериментальных данных. В частности, используется выборка событий с инвариантной массой трех треков $m(K_S^0 K \pi) > 5425 \text{ МэВ}/c^2$. Для комбинаторного фона выбрана экспоненциальная модель:

$$f(x; \lambda, x_{min}, x_{max}) = \frac{\exp(\lambda x)}{\int_{x_{min}}^{x_{max}} \exp(\lambda x) dx} \quad (5.12)$$

где λ – степенной параметр, x_{min} и x_{max} – пороговые параметры, позволяющие провести нормировку функции и использовать её для описания плотности вероятности. Значения параметров для спектров категорий LL и DD различны. Распределение двухчастичных инвариантных масс $m_{K\pi}$ для событий комбинаторного фона повторяет типичную нерезонансную структуру и потому описывается пороговой функцией.

Итоговая модель

Компоненты суммарной модели для параметризации двумерного спектра инвариантных масс $m(K_S^0 K \pi) \times m(K \pi)$ представлены в таблице 34.

Таблица 34 – Компоненты модели для параметризации распределения инвариантных масс событий $B \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$

Компонент	Модель в спектре $m(K_S^0 K \pi)$	Модель в спектре $m(K \pi)$
$B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$	Двойной Crystal Ball	Релятивистский Брейт-Вигнер
$B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	Двойной Crystal Ball	Пороговая функция
$B^0 \rightarrow K_S^0 \pi_{\rightarrow K^+}^+ \pi^-$	Двойной Crystal Ball	Пороговая функция
$B^0 \rightarrow K_S^0 K_{\rightarrow \pi^+}^+ K^-$	Двойной Crystal Ball	Пороговая функция
$B_s^0 \rightarrow K^{*0}(K^+ \pi^-) K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$	Модель ARGUS $\times$ Гаусс	Релятивистский Брейт-Вигнер
$B^+ \rightarrow D^0 K^+$	Модель ARGUS $\times$ Гаусс	Пороговая функция
Комбинаторные события	Экспоненциальная функция	Пороговая функция

5.6.2 Модели параметризации $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$

Модель параметризации спектра инвариантных масс трехчастичного конечного состояния $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ во многом повторяет модели для сигнального спектра. По этой причине в данном разделе приведено сокращенное описание со ссылками к вышеописанным моделям.

Модель параметризации сигнала

Для параметризации распределения инвариантных масс сигнальных событий используется двойная модель Crystal Ball. Все ограничения на значения параметров для уменьшения числа степеней свободы модели для сигнала $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}$, также действительны для $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$. Общий вид результатов параметризации моделированных распределений инвариантных масс $B_{(s)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ представлен на Рис. 5.10.

Модель фоновых вкладов от неверной идентификации частиц

Конечное состояние $K_S^0 \pi \pi$ подвержено влиянию четырех основных источников перекрестного фона: $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ и $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$. Первые два процесса подразумевают единичную, а вторые – двойную ошибку идентификации. Проведенные исследования эффективностей отбора позволили заключить, что фон от событий с двойной ошибкой идентификации пренебрежимо мал. По этой причине только компоненты $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ присутствуют в конечной параметризации.

Распределения событий с ошибочной идентификацией были параметризованы двойной функцией Crystal Ball с параметрами, определенными на основе численного моделирования. Результаты параметризации моделированных распределений представлены на Рис. 5.11.

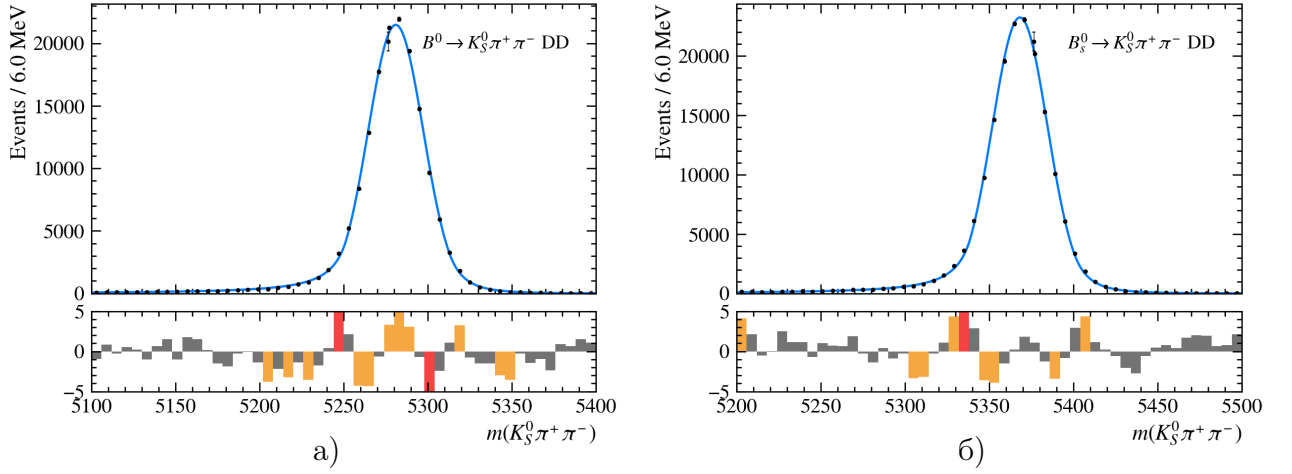


Рисунок 5.10 – Параметризация моделированных распределений распадов а) $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$, б) $B_s^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ в настройках второго сеанса категории DD

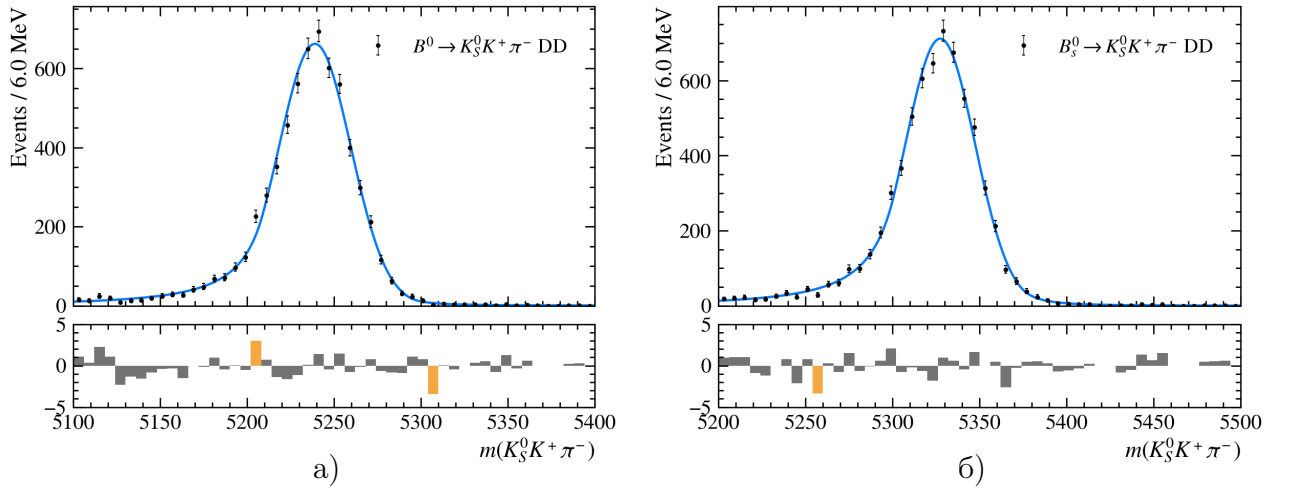


Рисунок 5.11 – Параметризация моделированных распределений распадов а) $B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$, б) $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ в настройках второго сеанса категории DD

Модель параметризации частично-реконструированного фона

Форма распределения частично-реконструированных событий, находящихся слева от резонансов в спектре инвариантных масс $m(K_S^0 \pi \pi)$, может быть описана сверткой функции ARGUS и нормального распределения. Параметры параметризующих функций получены путем подгонки к экспериментальным данным.

Модель параметризации комбинаторного фона

Спектр комбинаторных событий параметризован экспоненциальной моделью. Подгонка степенного параметра λ осуществлялась на основе выборки экспериментальных данных справа от сигнальных резонансов.

Итоговая модель

Компоненты полной модели, параметризующей спектр инвариантных масс нормировочного канала $m(K_S^0 \pi \pi)$, представлены в таблице 35.

Таблица 35 – Компоненты модели для параметризации распределения инвариантных масс событий $B \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$

Компонент	Модель в спектре $m(K_S^0 \pi \pi)$
$B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$	Двойной Crystal Ball
$B^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	Двойной Crystal Ball
$B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$	Двойной Crystal Ball
$B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \gamma$	Модель ARGUS $\times$ Гаусс
$B \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- X$	Модель ARGUS $\times$ Гаусс
Комбинаторные события	Экспоненциальная функция

5.7 Промежуточные результаты и выводы к пятой главе

Результаты параметризации распределений инвариантных масс сигнальных каналов двумерной функцией в проекции на $m(K_S^0 K \pi)$ представлены на Рис. 5.12. Сигнальная область (как и проекция на $m(K \pi)$) скрыта. Распределения относительных невязок позволяют судить о хорошем качестве модели и корректности описания распределения в скрытой области.

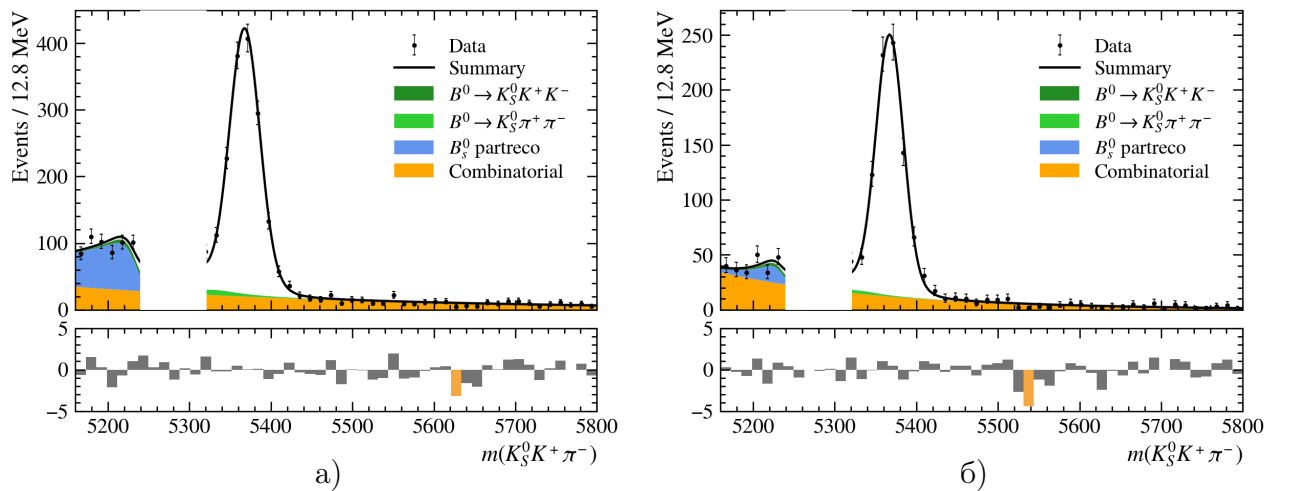


Рисунок 5.12 – Параметризация распределений инвариантных масс сигнальных каналов $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 K^* (892)^0 [\rightarrow K^+ \pi^-]$ данных второго сеанса категории DD (а) и LL (б)

Результаты параметризации распределений инвариантных масс трех треков $m(K_S^0 \pi \pi)$

контрольных каналов представлены на Рис. 5.13. Как можно увидеть по графикам относительных невязок (снизу), параметризующая модель достаточно точно описывает распределение.

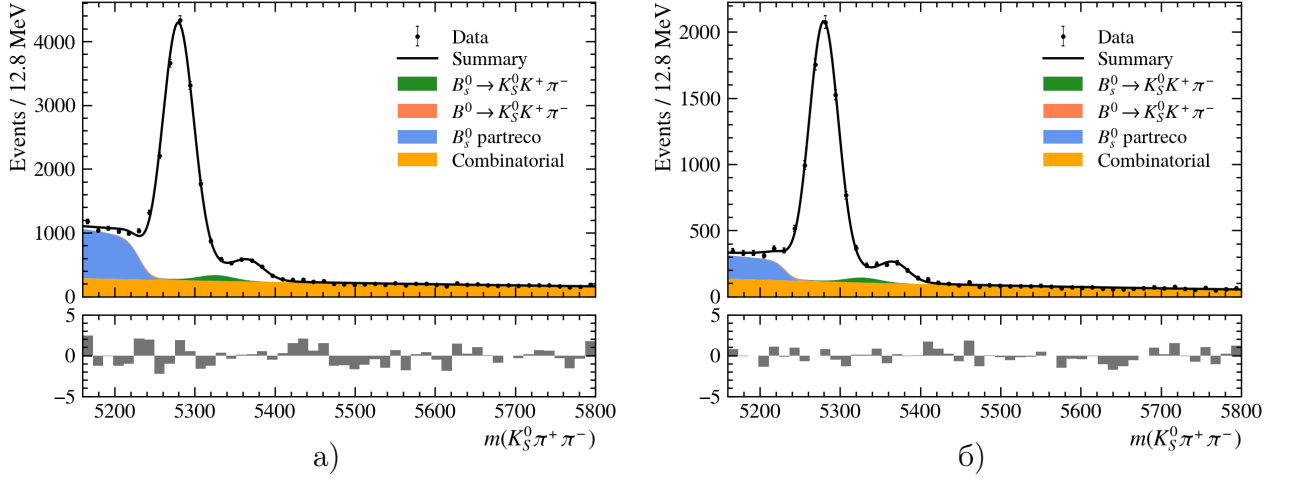


Рисунок 5.13 – Параметризация распределений инвариантных масс контрольных каналов $B_{s,d}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ данных второго сеанса категории DD (а) и LL (б)

5.7.1 Выводы к пятой главе

В представленной работе были исследованы распады $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^- \pi^+$ и $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^- \pi^+$, в конечном состоянии которых присутствуют только адронные треки. Была показана существенная роль идентификации частиц для исследования адронных распадов: перекрестные фоны рода $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 h^+ h'^-$ оказываются одними из наиболее значимых ввиду распределения их событий по инвариантным массам в непосредственной близости у сигнальных пиков. Обученный против комбинаторного фона классификатор показал высокую эффективность, при этом продемонстрирована роль параметров изоляции B и K_S^0 кандидатов для разделения истинных событий и ошибочных комбинаций треков. Результаты параметризации распределений отобранных событий, представленные на Рис. 5.12 и 5.12, согласуется с результатами ранних анализов на меньшей статистике [23].

Продолжение проведенного анализа позволит измерить вероятности распадов каналов $B_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ и величины чувствительных к эффектам НФ L-наблюдаемых [14; 110]. Особый интерес в этом контексте представляют данные третьего периода работы ЛНСб. Расширение объема экспериментальных данных позволит использовать алгоритмы мечения аромата b -кварка в составе $B_{(s,d)}^0$ мезона (b -tagging), чья эффективность составляет $\approx 5\%$ для B^0 [153] и $\approx 2\%$ для B_s^0 [154]. Это, в свою очередь, позволит разделить вклады $\bar{B}_{(s,d)}^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 K^*(892)^0$ и $\bar{B}_{(s,d)}^0 \rightarrow K_S^0 \bar{K}^*(892)^0$, что повышает чувствительность измерения к НФ.

Глава 6. Методические исследования в области анализа данных

6.1 Исследование ECAL в рамках «Upgrade II»

Результаты приведенного в данном разделе исследования опубликованы в работе [155] автора.

Для дальнейшего улучшения чувствительности к вкладам НФ, детектор LHCb поэтапно модифицируется. Первый этап модификации – «Upgrade I» – был выполнен во время длительной остановки после завершения второго сеанса БАК. LHCb в конфигурации Upgrade I способен к эффективному набору данных в условиях повышенной светимости $2 \times 10^{33} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Работа над калориметрической системой проводилась в рамках Upgrade IB (один Б). Этот этап включал в себя замену вычитывающей электроники для работы в бестриггерном режиме. Вторая фаза модификации – «Upgrade II» – запланирована на 2034-2035 год. LHCb в конфигурации Upgrade II должен иметь возможность осуществлять сбор данных на этапе HL-LHC (High Luminosity LHC, БАК высокой светимости) при светимости коллайдера $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [156]. Такое изменение в светимости ($\times 50$ относительно второго сеанса) позволит значительно увеличить статистику и исследовать более редкие события.

Основная задача модернизации калориметра – обеспечение стабильной работы детектора на уровне первого и второго сеансов при значительно более высокой светимости. Технические требования для калориметрической подсистемы Upgrade II диктуются возрастающей нагрузкой и включают в себя повышенную устойчивость к радиации (до 1 МГр для модулей в центральной секции ECAL) [157] и более высокую гранулярность в центральной области для разделения кластеров энерговыделения пространственно близких электромагнитных ливней. Для удовлетворения этих требований проектируются следующие изменения:

- Замена модулей ECAL типа «шашлык» на модули типа «спагетти» (Spaghetti Calorimeter, SPACAL) в центральном сегменте;

- Обновление модулей типа «шашлык» для улучшения временного разрешения;

Указанные изменения требуют детальных исследований, включающих специализированные эксперименты с тестовыми пучками адронов, электронов и мюонов большого энергетического диапазона.

В частности, рассматривался вопрос замены HCAL и установки дополнительного защитного экрана для мюонной системы. Данная модификация может оказать отрицательное влияние на способность эксперимента LHCb к идентификации частиц. Нейронные сети, используемые для классификации кандидатов, включают в себя информацию о разнице

правдоподобий электронной (мюонной) и адронной гипотез, рассчитанную на основе данных HSCAL [122]. Для оценки качества идентификации частиц на основе данных EECAL был проведен эксперимент на тестовых пучках. Он состоял в облучении ячейки EECAL адронными, электронными и мюонными пучками, с последующим анализом данных с задачей классификации пионов и мюонов. Описанное в данном разделе исследование опубликовано в работе [155] автора диссертации.

6.1.1 Экспериментальная установка

Набор экспериментальных данных осуществлялся на линии N8 выведенных пучков ускорителя СПС. Характеристики пучков и использованных моделированных данных представлены в таблице 36.

Таблица 36 – Экспериментальные и моделированные наборы данных

Набор	Тип	Энергия, ГэВ
Мюоны	Данные	150
Смешанные адроны и электроны	Данные	20, 50, 70, 150
Смешанные адроны	Данные	20, 50, 70, 150
Электроны	Моделирование	20, 50, 70, 150
Пионы	Моделирование	20, 50, 70, 150
Мюоны	Моделирование	20, 50, 70, 150

Экспериментальная установка состоит из одного модуля EECAL типа «шашлык», расположенного под углом $3^\circ \times 3^\circ$ в плоскости XY , перпендикулярной к оси пучка z . Перед модулем EECAL расположен пороговый счетчик излучения Вавилова-Черенкова (далее СИЧ). Радиатор СИЧ имеет показатель преломления n , обеспечивающий формирование излучения от пионов и мюонов, но не более тяжелых адронов. Между СИЧ и модулем EECAL расположены три многопроволочные пропорциональные камеры (МПК; Delay Wire Chamber, DWC), для регистрации хитов треков. Перед установкой располагается вводимый тонкий свинцовый фильтр для поглощения электронной компоненты адронных пучков. Схема экспериментальной установки представлена на Рис. 6.1.

Моделирование взаимодействий частиц с электромагнитным калориметром производилась с использованием программного пакета GEANT4 [19] методом Монте-Карло.

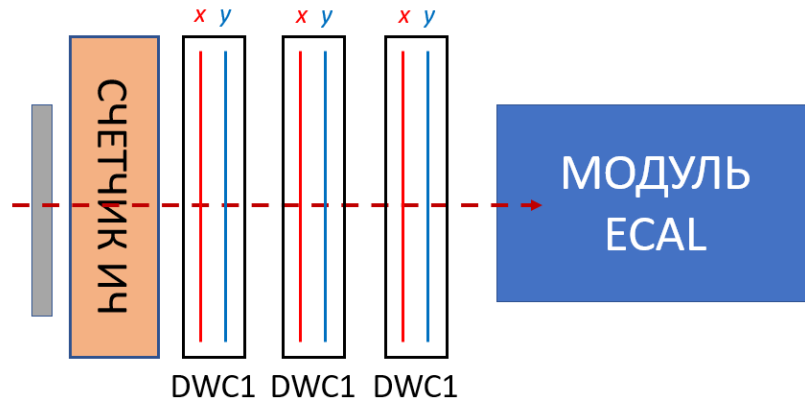


Рисунок 6.1 – Схематическое изображение экспериментальной установки

6.1.2 Стратегия анализа

Отбор событий

Набранные события должны удовлетворять ряду критериев качества. Кластер энерговыведения в ячейке ECAL должен соответствовать треку с не менее чем двумя хитами в системе МПК. Разница между координатами X_i (Y_i), зарегистрированными любыми двумя станциями МПК не должна превышать порогового значения. Проекция координат треков на поверхность модуля калориметра должна находиться в установленной области, определяемой эффективным радиусом Мольера ячейки (Рис. 6.2а) и обеспечивающей оптимальное соотношение между выходом сигнала и потерями энерговыведения ввиду распространения ливня вне ячейки (Рис. 6.2б). Для оптимизации этого критерия использовался усредненный параметр $\hat{E}_{\text{scin}}(x,y)$. $E_{\text{scin}}(x,y)$ является энергией, зарегистрированной сцинтиллятором ECAL, для частицы, чей трек достигает поверхности ячейки ECAL в координатах (x,y) (определяются из данных МПК). Усреднение проводилось по всем прошедшим отбор событиям выборки. Дополнительно, к событиям накладывалось требование на показатели СИЧ: они должны быть выше порога разделения пионной и не-пионной компоненты адронного пучка. Распределение показателей СИЧ по каналам АЦП представлено на Рис. 6.3.

Калибровка энергетической шкалы

В ходе эксперимента было выполнено два сеанса набора данных с на адронных пучках: с введенным свинцовым фильтром и без фильтрации электронной компоненты. Последние наборы использовались для калибровки энергетической шкалы ячейки ECAL и перевода каналов АЦП в единицы энерговыведений в сцинтилляционных слоях ячейки (в МэВ). Для каждого из наборов было построено распределение событий по каналам АЦП ячейки ECAL.

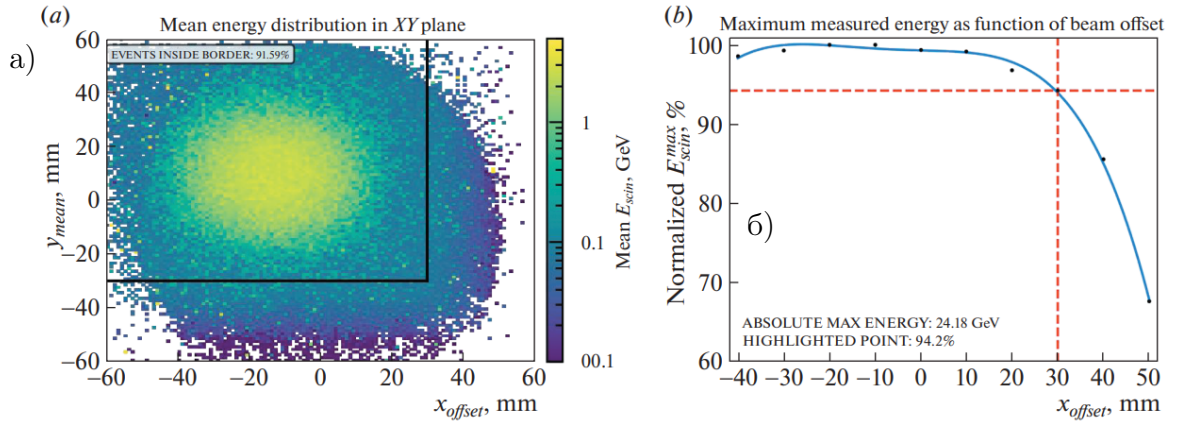


Рисунок 6.2 – Средняя энергия E_{scin} , выделенная пучком адронов $p = 150$ ГэВ/с в модуле ЕСАЛ в плоскости XY поверхности ячейки (а) и её зависимость от координаты x (б)

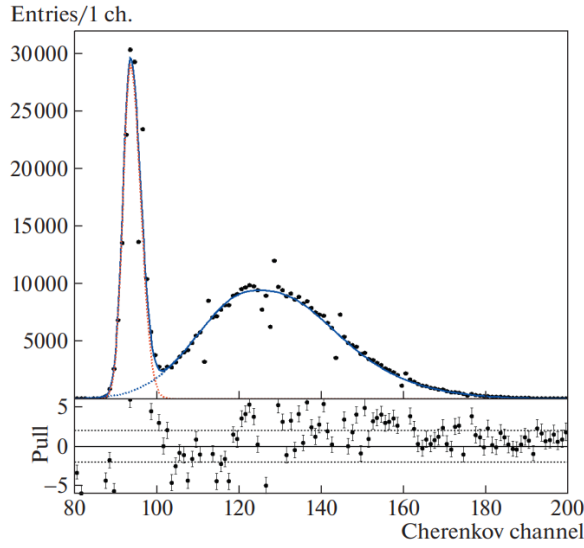


Рисунок 6.3 – Спектр данных с каналов АЦП черенковского счетчика

Пик в области больших номеров каналов, соответствующий полной энергии электронной компоненты, был параметризован функцией Гаусса. Фоновый вклад от ливней, вызванных адронной компонентой пучка, описывался экспоненциальной моделью. Параметр экспоненты λ был получен путем подгонки к распределению по каналам в выделенной области в наборе без электронных событий. Средние значения положения пиков μ и их ширины σ были использованы для вычисления коэффициентов калибровки в предположении полного поглощения энергии вызванного электроном ливня. Пример распределения каналов АЦП для набора с электронной компонентой и его параметризации в области высоких номеров каналов представлен на Рис. 6.4. Для учета систематических эффектов, связанных с возможными различиями поданного на детекторы напряжения, температуры в экспериментальном зале, и прочими неучтенными факторами, были введены поправки. Поправочные коэффициенты

выбраны таким образом, чтобы обеспечить наибольшее согласие положений и ширин пиков минимальной ионизации в рассмотренных наборах данных.

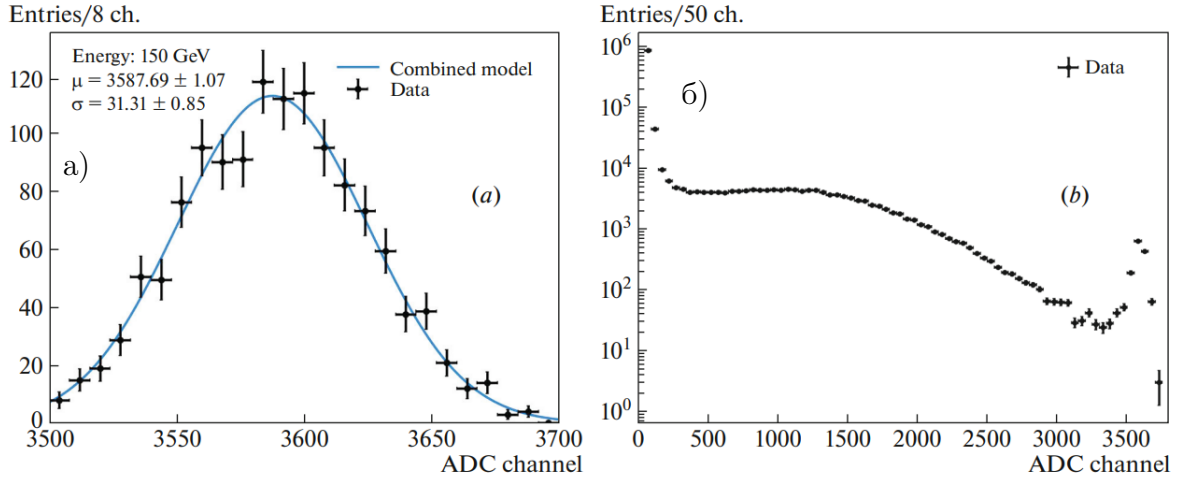


Рисунок 6.4 – Распределение сигналов АЦП каналов ячейки ECAL с пиком в области высоких номеров каналов, обусловленным наличием примеси электронов в адронном пучке (б) и параметризация этого пика (а) для набора данных «адроны 150 ГэВ»

Информация о ширинах σ пиков распределений энерговывделений электронов в ячейке ECAL использовалась для оценки разрешения одинарной ячейки по энергии. Полученные значения для коэффициента энергетической зависимости и постоянного члена кривой разрешения

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(9,1 \pm 0,7) \%}{\sqrt{E}} \oplus (0,42 \pm 0,15) \% \quad (6.1)$$

совпадают в пределах погрешностей с показателями, представленными в проектном документе ECAL [158].

Калибровка энергетической шкалы в моделированных данных была осуществлена по положению пиков энерговывделения электронов. Процедура получения калибровочных точек аналогична калибровке экспериментальных данных с двумя упрощениями: отсутствием вклада фоновых компонент в распределение событий и отсутствием систематических эффектов, связанных с условиями проведения набора данных.

6.1.3 Параметризация энергетического спектра событий

Для параметризации моделированного спектра энерговывделений чистых пионных и мюонных наборов использовалась комбинация распределения Ландау [159] и пары функции Crystal Ball [143] с одинаковыми параметрами среднего значения μ и ширины σ (определена в разделе 4.4.1, ур. (4.21)). Параметризованные распределения представлены на Рис. 6.5.

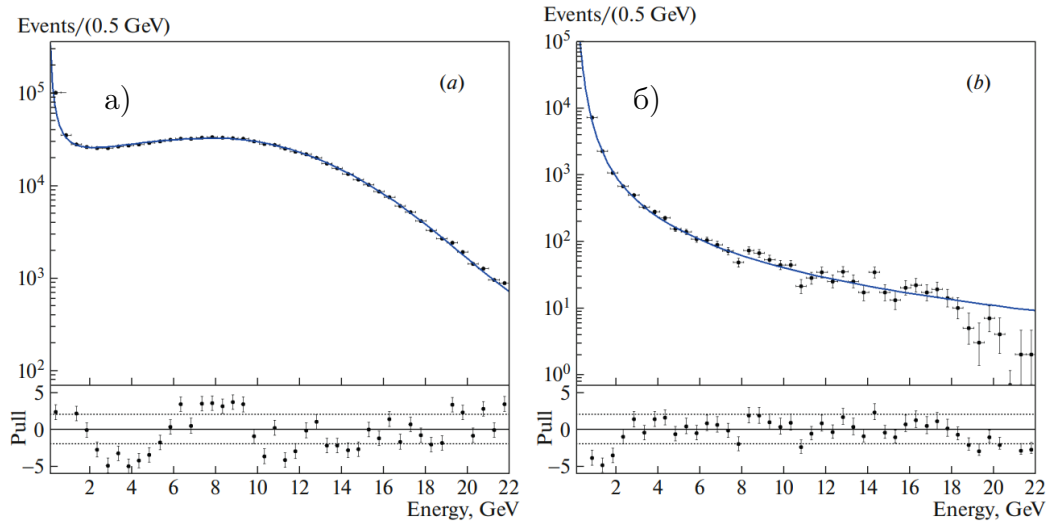


Рисунок 6.5 – Параметризация спектров энерговыделений моделированных событий с мюонами (а) и пионами (б)

Параметризующие модели с подогнанными параметрами далее называются пионной и мюонной в зависимости от того, к какому распределению осуществлялась подгонка. Форма моделей совпадает в области минимальной ионизации, но расходится в области больших энерговыделений. Пионная модель характеризуется вторичным пиком, вызванным поглощением адронных ливней ячейкой ECAL. Взвешенная сумма пионной и мюонной модели использовалась для параметризации энергетического спектра экспериментальных данных. Единственными свободными параметрами при подгонке являлись выходы мюонных и пионных событий (в нормировке на полный интеграл спектра эквивалентно относительным весам моделей). Пример параметризованного распределения представлен на Рис. 6.6.

Полученные выходы далее использовались для определения состава выведенных пучков. Результаты представлены в таблице 37. Как следует из таблицы, адронные тестовые пучки включали в себя значительную долю мюонов, варьирующуюся в зависимости от выбранной энергии пучка. Так, доля мюонов составляет 20,7 % для пучков с импульсом 50 ГэВ/с и возрастает до 60,9 % для пучков с импульсом 150 ГэВ/с. События, не прошедшие отбор по координате трека на поверхности калориметра, не могут быть идентифицированы по частицам. Они отнесены к категории гало пучка. Также наблюдалось различие в распределении плотности частиц разных видов в зависимости от расстояния до центра пучка R .

6.2 Результаты исследования идентификации при помощи ячейки ECAL

В рамках работы, направленной на развитие аппаратной и методологической базы эксперимента ЛНСб, было проведено исследование влияния удаления адронного калориметра

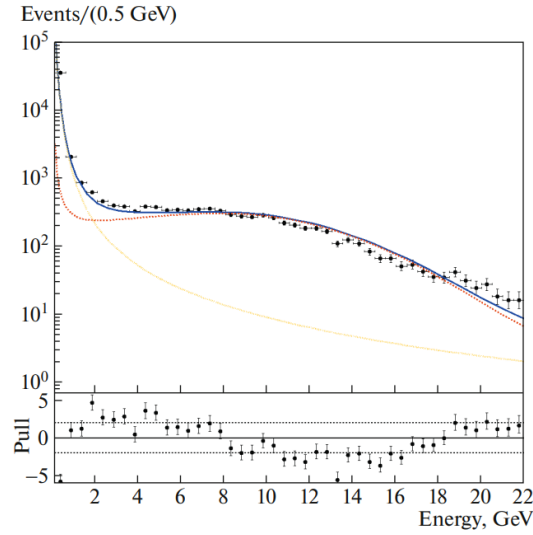


Рисунок 6.6 – Параметризация энергетического спектра событий набора «адроны 150 ГэВ». Зеленая линия – мюонный компонент модели; красная линия – пионный компонент; синяя линия – суммарная модель

Таблица 37 – Состав пучка для каждого из проанализированных наборов данных

Энергия, ГэВ	Мюоны, %	Пионы, %	Каоны и протоны, %	Гало пучка, %
20	$58,8 \pm 2,1$	$13,0 \pm 1,0$	$11,01 \pm 0,03$	$17,26 \pm 0,05$
50	$20,7 \pm 0,4$	$24,1 \pm 0,8$	$46,72 \pm 0,04$	$8,54 \pm 0,03$
70	$26,0 \pm 1,0$	$35,7 \pm 0,6$	$30,018 \pm 0,009$	$8,326 \pm 0,014$
150	$60,9 \pm 0,5$	$2,94 \pm 0,07$	$25,130 \pm 0,021$	$11,107 \pm 0,003$

при обновлении установки в рамках проекта «LHCb Upgrade-II» на способность калориметрической системы к идентификации частиц. При этом был разработан метод онлайн-анализа состава выведенного пучка ускорителя СПС путем численной обработки данных по энерговыделениям частиц в модуле ECAL типа «шашлык», выводу СИЧ и системы МПК. Эффективность разработанного метода успешно продемонстрирована на примере адронных пучков в широком диапазоне энергий (20 – 150 ГэВ).

6.3 Оптимизация отбора редких событий классификатором

Результаты приведенного в данном разделе исследования опубликованы в статье [160] автора.

Исследования в области физики высоких энергий включают в себя процедуру эффективного отбора интересующих «сигнальных» событий из выборки данных, насыщенных сопутствующими «фоновыми» вкладами. Во множестве случаев использование многомерного классификатора позволяет создать набор высокоэффективных критериев разделения собы-

тий [161; 162]. Однако существуют ситуации, характеризующиеся невозможностью обеспечения полного согласия между физическими процессами в основе классифицируемых событий и наборами данных, используемыми для обучения классификатора. Например, при использовании моделированных наборов данных указанные ситуации могут быть вызваны ограниченностью теоретических моделей. Это, в свою очередь, может привести к возникновению систематических эффектов, способных отрицательно повлиять на чувствительность измерений.

В приведенной работе рассмотрен случай прямого поиска гипотетической частицы НФ X с неизвестной массой. Данный сценарий характерен для исследований универсальных экспериментов БАК ATLAS и CMS, а также планируемого эксперимента SHiP. Предполагается, что сечение рождения и относительная вероятность распада частицы X в детектируемое конечное состояние Y известны и моделируемы компьютерной симуляцией. При этом сопутствующие процессы СМ, а также нефизичные фоновые вклады, связанные с реконструкцией событий в экспериментальной установке, являются чрезмерно множественными для генерации доступными вычислительными средствами. Более того, неопределенность в массе искомой частицы X делает невозможным выбор априори свободной от сигнала области спектра инвариантных масс набранных событий. Таким образом, задача выделения чистой выборки фоновых событий является нетривиальной, но в то же время актуальной: выборка фоновых событий используется для определения эффективности реконструкции событий и их отбора, а также в качестве обучающей для классификатора для подавления фоновых вкладов в экспериментальном наборе данных.

Одним из возможных методов получения набора фоновых событий в описанных условиях является выборка малой доли полного набора экспериментальных данных. Число сигнальных событий в такой выборке прямо пропорционально её объему, поэтому достаточно малая выборка может включать только преобладающие фоновые события. Так, в работе [163], посвященной поиску гипотетических тяжелых нейтральных лептонов, авторы используют менее одной тысячной доли от полного набора событий pp соударений с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ интегральной светимостью $41,6 \text{ фб}^{-1}$ зарегистрированных детектором CMS, в качестве фоновой выборки. К редким сигнальным событиям в преобладающей фоновой выборке также можно отнести события ШАЛ (широких атмосферных ливней), рожденных гамма-квантами сверхвысоких энергий, в выборке всех событий ШАЛ, регистрируемых гамма-астрономическими экспериментами. Отношение гамма-событий к событиям, вызванным космическими протонами, может достигать 1:10000 [164].

Альтернативным способом выборки фонового набора данных является метод построе-

ния нерассмотренных областей преобразованием соседних интервалов (Constructing Unobserved Regions by Transforming Adjacent Intervals, CURTAINS) [165].

В работе рассмотрен первый из описанных подходов. Представлено описание исследования, проведенного для случая эксперимента, набор данных которого включает в себя преобладающие события одного рода (фон) и редкие события второго рода (сигнал). Рассмотрены метрики эффективности классификаторов, обученных на наборе фоновых событий с ошибочно идентифицированными сигнальными событиями, в частности, для деревьев решений [166]. Проведено сравнение между метриками работы классификаторов, обученных на «чистых» и «смешанных» фоновых наборах.

6.3.1 Теоретический анализ проблемы

В основе рассматриваемого сценария находится предположение о существовании предсказанного из теоретических соображений или измеренного в предыдущих экспериментах верхнего предела на сечение рождения гипотетической частицы X и относительной вероятности её распада в детектируемое конечное состояние Y . В общем случае, для шага k многоступенчатого алгоритма отбора (может включать в себя триггер эксперимента, реконструкцию событий, последовательное наложение критериев и пр.), верхний предел сигнального выхода в наборе данных может быть выражен согласно

$$N_S^k = L \cdot \sigma(X) \cdot \mathcal{B}(X \rightarrow Y) \cdot \prod_{i=1}^k \epsilon_i, \quad (6.2)$$

где L – интегральная светимость эксперимента, $\sigma(X)$ – верхний предел сечения рождения X в эксперимента, $\mathcal{B}(X \rightarrow Y)$ – вероятность распада X в наблюдаемое состояние Y , ϵ_i – условная эффективность реконструкции и отбора выполненных шагов алгоритма. Интегральная светимость измеряется в эксперименте, условные эффективности могут быть получены при моделировании сигнальных событий на основе теоретических предположений о сечениях редких процессов.

Для поставленной задачи обучения и оптимизации отбора ожидаемый выход сигнала N_S^k (S – signal) может быть рассмотрен, как консервативная оценка абсолютного вклада сигнальной компоненты в набор данных с преобладающими фоновыми событиями. Консервативная оценка относительного вклада сигнала в фоновый набор $r_{S/B}$ (B – background) может быть выражена, как отношение $r_{S/B} = N_S^k / N^k$, где N^k – число событий в наборе данных на момент k -ого шага отбора.

Абсолютный N_S^k и относительный $r_{S/B}$ вклады сигнальной компоненты являются внешними параметрами, влияющими на оптимальный размер фоновой выборки, используемой

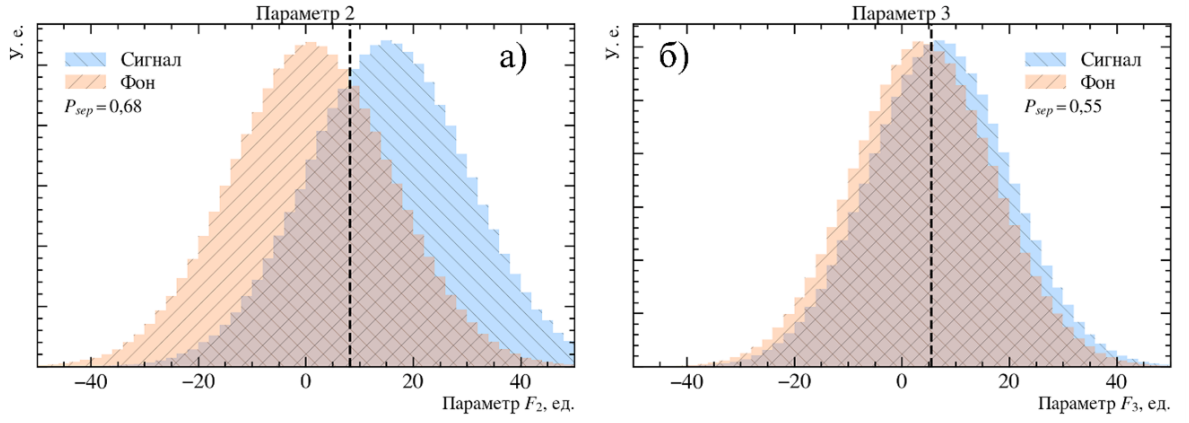


Рисунок 6.7 – Распределения параметров а) F_2 и б) F_3 для сигнальных (синий) и фоновых (оранжевый) событий. Пороговое значение F_{cut} обозначено пунктиром

для обучения и оптимизации отбора. К внешним параметрам также относится разрешающая способность распределений измеренных характеристик сигнальных и фоновых событий. В качестве разрешающей способности (мощности) P_{sep} (separation power) данного параметра F событий примем отношение суммы весов правильно классифицированных S_{true} сигнальных событий к полной сумме весов S_{total} сигнальных событий при проведении границы отбора (cut) в точке равенства сигнального и фонового распределений параметра F_{cut} . Для определенности рассмотрим случай нормального распределения признаков, где средние значения для сигнального и фонового распределения соотносятся согласно $\mu_S > \mu_B$ (Рис. 6.7). Тогда для P_{sep} можем записать

$$P_{sep} = \frac{(S_{true} | F > F_{cut})}{S_{total}}. \quad (6.3)$$

Для набора из N параметров разрешающая способность $\hat{P}_{sep}$ является средним значением разрешающих способностей составляющих параметров. Приведенное определение может быть проиллюстрировано примером распределений параметров с большей (0,68) и меньшей (0,55) разрешающей способностью, приведенным на Рис. 6.7а и 6.7б, соответственно.

Наиболее простой подход для вычисления оптимального размера выборки предполагает вычисление такой доли от полного набора данных, что ожидаемый верхний предел абсолютного вклада сигнальной компоненты N_S^k ограничен пренебрежимо малым значением, к примеру 0,1 событий. В рамках такого подхода возможно построение границ размеров выборок, масштабирующихся по $r_{S/B}$. При этом не учитывается разрешающая способность характеристических параметров в основе классификации. Увеличение размеров выборки, используемой для обучения и оптимизации отбора, может положительно влиять на эффективность, несмотря на соответствующее возрастание доли сигнала фоновой выборке.

6.3.2 Моделирование данных и обучение классификаторов

Для исследования влияния вклада неверно идентифицированных сигнальных событий в фоновую выборку на характеристики классификаторов были проведены обучение и оптимизация ансамбля деревьев решений с бустингом (BDT, Boosted Decision Tree). Выборки для обучения и оптимизации включали в себя десять характеристических параметров (признаков), обозначаемых $F^i (i = 0, \dots, 9)$. Примером признака в эксперименте могут служить энергия частицы, ее поперечный импульс, псевдобыстрота и пр. Параметры сигнальных F_S^i и фоновых F_B^i событий были сгенерированы на основе соответствующих 10-мерных нормальных распределений.

Базовые распределения, соответствующие сигналу и фону, были созданы численными методами моделирования случайных величин с заданными наборами средних и дисперсий распределений для каждой из величин. Использовался алгоритм «random.multivariate_normal» библиотеки NumPy [167] языка программирования PYTHON.

Разница между соответствующими компонентами векторов средних значений распределений характеристических параметров сигнальных и фоновых событий использовалась для контроля разрешающей способности набора $\hat{P}_{sep}$. Средние значения μ_B^i параметров F_B^i для фоновых событий были выбраны из равномерного распределения с пределами $(-8, 8)$. Средние значения μ_S^i соответствующих параметров F_S^i для сигнальных событий были определены посредством заданного сдвига $\mu_S^i = \mu_B^i \pm \Delta^i$.

Было рассмотрено две пары наборов сигнал-фон с различными средними разрешающими способностями. Для набора данных с большим из рассмотренных средним значением разрешающей способности ($\hat{P}_{sep} = 0,588$) значение Δ^i составляло от 2 до 12. Для набора данных с меньшей разрешающей способностью ($\hat{P}_{sep} = 0,541$) Δ^i составляло от 0 до 9. Исследование двух различных пар наборов позволяет произвести сравнение влияния малого вклада сигнальных событий в смешанный фоновый набор для классификаторов разной мощности.

Обучение исследуемых классификаторов контролировалось с помощью единого набора значений гиперпараметров. В частности, для классификаторов типа BDT использовались следующие параметры: максимальная глубина равнялась 3, скорость обучения равнялась 0,3, число циклов бустинга составляло 200.

Для реализации описанных выше условий поиска распадов гипотетической частицы X неизвестной массы была проведена процедура смешивания наборов внутри каждой пары:

1. Было сгенерировано $N^k = 10^6$ фоновых и $N_S^k = 10^3$ сигнальных событий с десятью характеристическими параметрами на основе 10-мерного нормального распределения;

2. $N_S^k = 10^3$ случайных фоновых событий из набора было заменено на сигнальные, что соответствует относительному вкладу $r_{S/B} = 0,1\%$. Данная примесь сигнальных событий в фоне не изменялась на протяжении всего исследования. Все события этого набора были помечены, как фон. Данный набор далее называется смешанным фоном;

3. Для сравнительных исследований был сгенерирован набор из 10^6 фоновых событий. Данный набор далее называется чистым фоном;

4. Для обучения, проверки и оптимизации отбора, был сгенерирован набор из 10^6 сигнальных событий (далее чистый сигнал).

В результате процедуры было получено три набора смоделированных событий (выборка смешанного фона, выборка чистого фона и выборка чистого сигнала) для обоих рассматриваемых значений $\hat{P}_{sep}$.

Включение ошибочно идентифицированных сигнальных событий в смешанные фоновые наборы, используемые для обучения и оптимизации классификаторов, способно привести к систематическому сдвигу при вычислении оптимального критерия отбора, что, в свою очередь, оказывает прямое воздействие на чувствительность к сигналу и эффективность подавления фона. Для получения количественной оценки сдвига в эффективности классификаторов была проведена тренировка и оптимизация на чистом и смешанном наборах фоновых событий, а также чистом наборе сигнальных событий.

Стратегия формирования выборок для обучения и проверок классификаторов из сигнального и фонового набора данных сформулирована ниже. Описанный алгоритм использовался для двух комбинаций наборов с различной средней разрешающей способностью $\hat{P}_{sep}$.

BDT первого набора обучались на смеси фоновых и сигнальных событий в качестве первой выборки и чистых сигнальных событиях в качестве второй. В качестве первого шага были выбраны события из набора смешанного фона для обучения классификатора. Объем выборки варьировался в пределах от 0,1 до 5 % от числа событий в полном наборе (10^6): $f_{train} = 0,1, 0,2, 0,5, 1, 2$ и 5 %. Доля в 0,1 % была выбрана для обеспечения минимального абсолютного вклада сигнальных событий в фоновую выборку (1 сигнальное событие на выборку). Остальные доли были выбраны для исследования влияния увеличенного абсолютного вклада неверно идентифицированного сигнала на работу классификатора.

Далее была выполнена выборка чистых сигнальных событий того же объема (0,1, 0,2, 0,5, 1, 2 и 5 % от полного набора в 10^6) для использования при обучении.

Для тестирования и оптимизации BDT необходимо провести исследования на выборках, не имеющих пересечений с выборками для обучения. С этой целью для каждого классификатора, обученного на выборке размером f_{train} , была выполнена дополнительная независимая

выборка объемом $f_{test} = 0,1, 0,2, 0,5, 1, 2$ и 5% . При этом объем выборки чистых сигнальных событий не варьировался и составлял 20×10^3 событий. События в наборах, использованных для проверки и оптимизации, получили веса на основе ожидаемых долей сигнальных и фоновых событий.

Для BDT второго набора была задействована аналогичная процедура с заменой смешанных фоновых наборов на чистые. Классификаторы второго набора использовались для определения реперных точек при определении сдвигов и систематических эффектов, проявляющихся при обучении и оптимизации на смешанных наборах.

Для каждой из двух комбинаций наборов (чистый фон, смешанный фон и чистый сигнал) с различной разрешающей способностью ($\hat{P}_{sep} = 0,588$ и $\hat{P}_{sep} = 0,541$) и для каждого объема выборок, используемых при обучении и оптимизации отбора ($0,1, 0,2, 0,5, 1, 2$ и 5% из 10^6), было получено по 500 различных BDT, каждое из которых было обучено и оптимизировано на уникальных выборках из наборов соответствующей комбинации. Обучение классификаторов типа BDT производилось с использованием пакета XGBOOST [20] языка программирования PYTHON.

6.3.3 Сравнение метрик обучения классификаторов

В качестве количественной оценки предсказательной мощности обученного классификатора была рассмотрена площадь под кривой ошибок (Receiver Operating Characteristic Area under Curve, ROC AuC). Полученные значения площадей под кривыми ошибок для классификаторов на базе различных наборов параметров, обученных на смешанных и чистых фоновых наборах, представлены на Рис. 6.8 синими и оранжевыми маркерами, соответственно. Для классификаторов с большей разрешающей способностью (Рис. 6.8а) предсказательная мощность возрастает пропорционально относительному объему выборки (f_{train}), используемой для обучения, и достигает плато при $f_{train} = 2\%$. С другой стороны, для классификаторов с меньшей разрешающей способностью (Рис. 6.8б), мощность достигает пикового значения при относительном объеме выборки, соответствующем $0,5\%$ изначального набора данных. Это может быть вызвано как возрастанием абсолютного числа сигнальных событий в смешанном фоне, оказывающим отрицательное влияние на обучение более слабого классификатора, так и увеличением числа значений параметров, относящихся к хвостам распределений с широкой дисперсией. Последнее приводит к большему пересечению распределений параметров сигнальных и фоновых событий и, как следствие, к уменьшению способности классификатора к их различению. Количественный показатель предсказательной мощности классификаторов, обученных на смешанной фоновой выборке, ниже, чем у классификаторов,

обученных на чистых наборах данных.

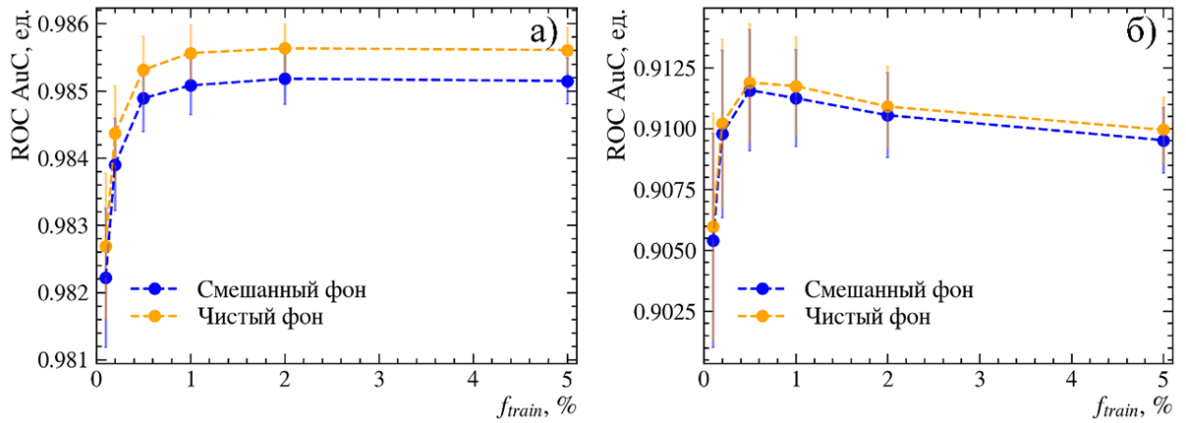


Рисунок 6.8 – Средние величины площади под кривой ошибок для классификаторов, обученных на наборах данных с (а) большей и (б) меньшей разрешающей способностью в зависимости от размеров обучающей выборки

Для исследования возможного эффекта статистического объема контрольных выборок, используемых при построении кривых ошибок, на измеренное значение площади под кривой, была выполнена перекрестная проверка. Как можно увидеть из Рис. 6.9, полученные значения параметра предсказательной мощности классификатора не изменяются в зависимости от объема тестовой выборки для рассмотренных значений f_{test} .

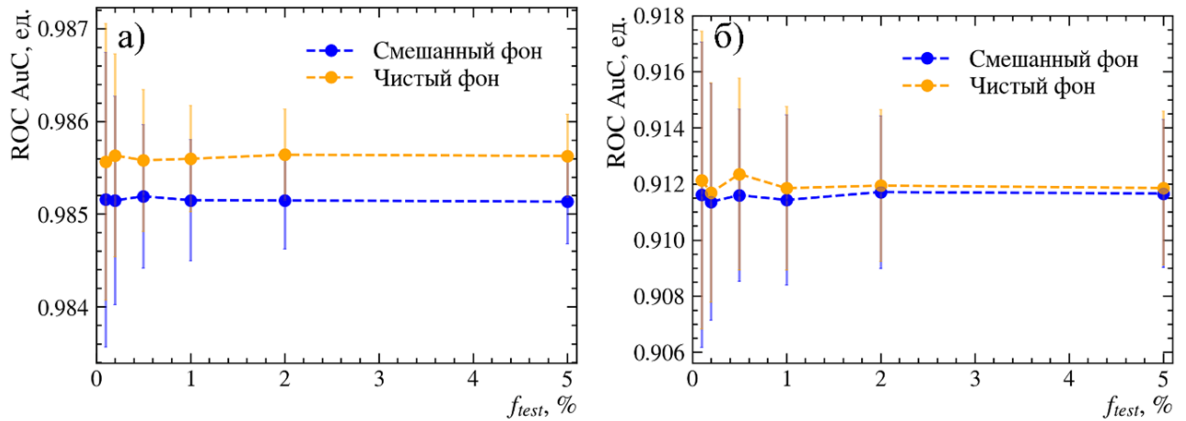


Рисунок 6.9 – Средние величины площади под кривой ошибок (ROC AuC) для классификаторов с (а) меньшей и (б) большей разрешающей способностью в зависимости от относительного объема проверочной выборки f_{test}

6.3.4 Влияние объема тестовой выборки f_{test} на оптимизацию отбора

Для оценки влияния ввода неверно идентифицированных сигнальных событий в выборку, используемую в качестве фона при оптимизации отбора, была проведена процедура оптимизации классификаторов путем выбора границы между классами по оси предсказательной переменной $sBDT$ классификатора (BDT score) (Рис. 6.10). Под предсказательной переменной (классификатором) понимается величина классифицирующей функции, соответствующая значениям вектора параметров данного события и характеризующая вероятность его отнесения к классу «сигнал». BDT оптимизировались на двух парах выборок: «чистый фон-чистый сигнал» и «смешанный фон-чистый сигнал». Выполнялось сравнение характеристик их эффективности: добротности, чувствительности по отношению к сигналу (эффективность отбора сигнальных событий, ϵ_S), коэффициента подавления фона (эффективность отбора фоновых событий, ϵ_B).

Для пояснения используемого в исследовании метода оптимизации, рассмотрим описание базового сценария классификаторов, обученных на выборках объемом $f_{train} = 2\%$ от первоначального набора данных с большей разрешающей способностью. Объем базовой выборки был определен согласно оптимуму графика площадей под кривой ошибок (Рис. 6.8).

Оптимизация отбора основана на нахождении максимума показателя добротности. В рассматриваемом случае в качестве показателя добротности была выбрана статистическая значимость сигнала $S/\sqrt{S+B}$, где S и B – суммы весов сигнальных и фоновых событий соответственно, удовлетворяющих данному критерию по предсказательной переменной классификатора. Коэффициент добротности вычислялся для классификаторов, обученных и оптимизированных на чистых и на смешанных фоновых выборках.

Различие в эффективности оптимизации отбора может быть визуально наблюдаемо при сравнении графиков добротности классификаторов, оптимизированных на конкретных контрольных (независимо подобранных) выборках относительным объемом в 0,1 % (Рис. 6.10а) и 1 % (Рис. 6.10б) от изначального набора данных. Меньший объем выборки (0,1 %), используемой при оптимизации, приводит к увеличению статистической погрешности при измерении показателей добротности. С другой стороны, соответствующее уменьшение в ожидаемом верхнем пределе количества неверно идентифицируемых сигнальных событий $N_S^k \cdot f_{test}$ (то есть абсолютного количества сигнальных событий) в смешанной фоновой выборке приводит к возрастанию степени согласия между добротностью классификаторов, обученных и оптимизированных на смешанных и чистых фоновых наборах. Напротив, в случае обучения и оптимизации на выборке большего объема (1 %) наличие значительного

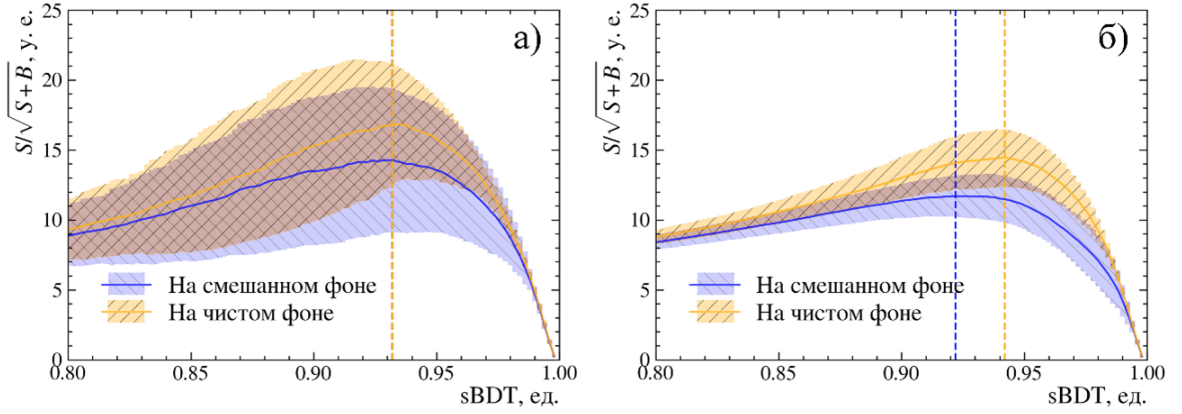


Рисунок 6.10 – Добротность классификаторов, обученных и оптимизированных на наборах «чистый сигнал и смешанный фон» (синий) и «чистый сигнал и чистый фон» (оранжевый). Размер тестовой фоновой выборки: (а) 0,1 % и (б) 1 % от соответствующего набора. Значения $sBDT$, соответствующие максимуму добротности $sBDT = sBDT_{optimal}$ – пунктир

абсолютного количества сигнальных событий в смешанной выборке ухудшает добротность созданных критериев. Дополнительно, можно видеть, что неуничтожимое загрязнение фоновой выборки сигнальными событиями приводит к существенной разнице между величинами наилучших $sBDT$.

На следующем шаге рассмотрим влияние разных объемов тестовых выборок f_{test} на результаты оптимизации. Значения максимальных коэффициентов добротности классификаторов для всех рассматриваемых величин относительных объемов выборок f_{test} представлены на Рис. 6.11. График слева соответствует случаю большей разрешающей способности набора параметров $\hat{P}_{sep} = 0,588$, график справа – меньшему значению разрешающей способности $\hat{P}_{sep} = 0,541$. Классификаторы с большей разрешающей способностью были обучены на выборках объемом $f_{train} = 2\%$ от изначального набора данных. Обучение классификаторов с меньшей разрешающей способностью производилось на выборках объемной долей в $f_{train} = 0,5\%$. Так же, как и для частных случаев $f_{test} = 0,1$ и 1% , представленных на Рис. 6.10, для всего рассматриваемого диапазона объемной доли f_{test} можно видеть, что разница добротностей классификаторов, обученных на чистых и смешанных выборках, минимальна для случаев малых тестовых выборок и увеличивается с ростом их объемов. Абсолютные значения добротности классификаторов с большей разрешающей способностью, выше, чем классификаторов с меньшей разрешающей способностью для всего рассматриваемого диапазона f_{test} . Наблюдаемые максимальные значения показателя добротности уменьшаются пропорционально увеличению объема выборки для оптимизации и достигают плато при

$$f_{test} \approx 2\%.$$

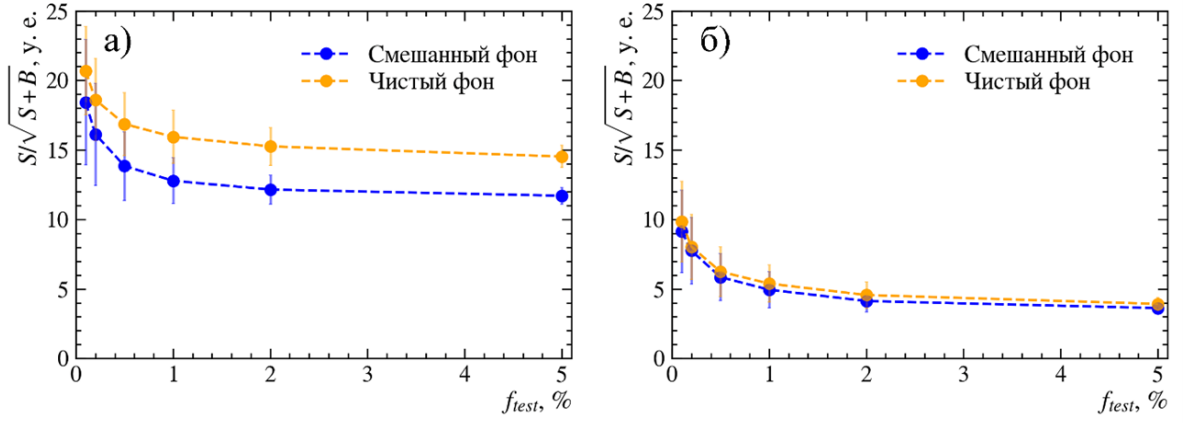


Рисунок 6.11 – Максимальные значения добротности классификаторов с (а) большей и (б) меньшей разрешающей способностью в зависимости от относительного объема проверочной выборки f_{test}

Дополнительно, в ходе исследования была выполнена перекрестная проверка, осуществленная путем оптимизации классификаторов, обученных на фоновых выборках различных объемов. Результаты представлены на Рис. 6.12. Наблюдаемые зависимости максимумов добротности от объема выборки коррелируют с зависимостью показателя предсказательной мощности классификатора, представленной на Рис. 6.8.

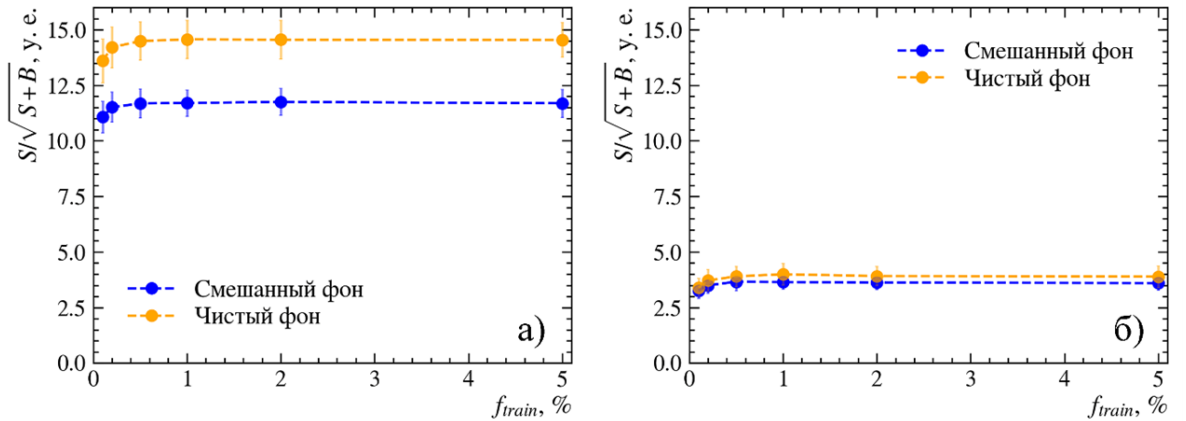


Рисунок 6.12 – Максимальные значения добротности классификаторов с (а) большей и (б) меньшей разрешающей способностью в зависимости от относительного объема выборки для обучения f_{train}

Определим эффективность отбора с использованием критерия классификатора в виде

$$\epsilon_{S(B)} = \frac{S(B)(sBDT > cut)}{S(B)_{total}}. \quad (6.4)$$

Значения предсказательной переменной классификатора $sBDT = sBDT_{optimal}$, соответствующие максимумам показателей добротности, были использованы для вычисления величин чувствительности модельного эксперимента к сигналу ϵ_S и подавлению фона ϵ_B .

На первом шаге расчет эффективностей проводился на основе чистых сигнальной и фоновой выборок с величиной $sBDT_{optimal}$ (т. е. для оптимизированного критерия), на втором шаге – на основе чистой сигнальной и смешанной фоновой выборках. Рассчитанные таким образом значения $\epsilon_{S,B}$ позволяют оценить разницу между истинным (случай «чистый сигнал-чистый фон») и наблюдаемым («чистый сигнал-смешанный фон») оптимальными критериями. Различия в выборках приводят к различиям в эффективностях классификаторов по отношению к сигналу ϵ_S (Рис. 6.13) и фону ϵ_B (Рис. 6.14) для рассматриваемых значений разрешающей способности $\hat{P}_{sep}$. Оптимизация, произведенная на основе выборок меньшего объема, приводит к возрастанию статистической погрешности ϵ_S и ϵ_B , однако средняя эффективность при этом принимает сравнительно лучшие значения. Для классификаторов с большей разрешающей способностью измеренная эффективность по отношению к сигналу ϵ_S (Рис. 6.13а) максимальна в случае $f_{test} = 0,1\%$ и слабо изменяется в рассматриваемом диапазоне. Эффективность по отношению к сигналу ϵ_S классификаторов с меньшей разрешающей способностью (Рис. 6.13б) медленно возрастает в области f_{test} от 1 % до 5 %.

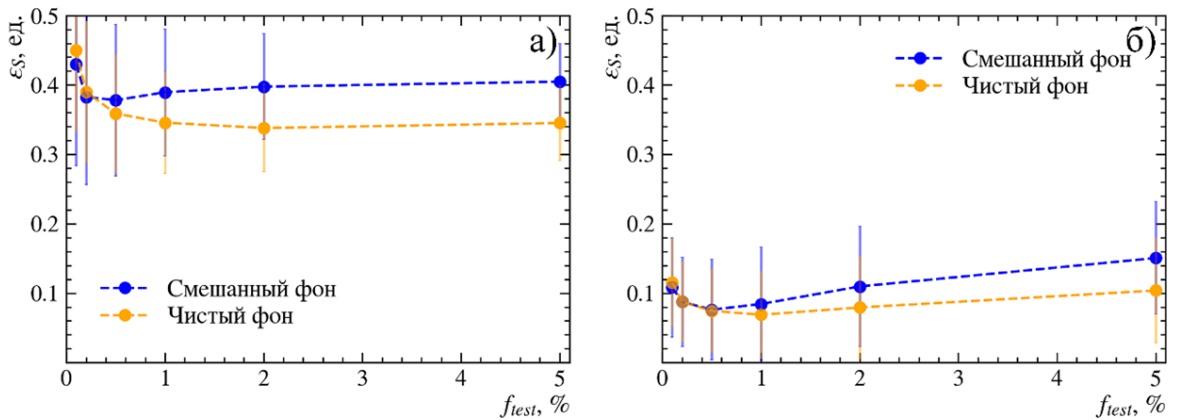


Рисунок 6.13 – Средняя эффективность ϵ_S оптимального критерия отбора на основе классификатора, оптимизированного на наборах данных с (а) большей и (б) меньшей разрешающей способностью в зависимости от относительного объема тестовой выборки f_{test}

Дополнительно следует заметить, что средняя эффективность по отношению к сигналу ϵ_S , полученная на основе выборок ограниченного объема (соответствующего $f_{test} \approx 0,2\%$ и ниже), демонстрирует высокую степень согласия между классификаторами, обученными на чистых и смешанных фоновых выборках.

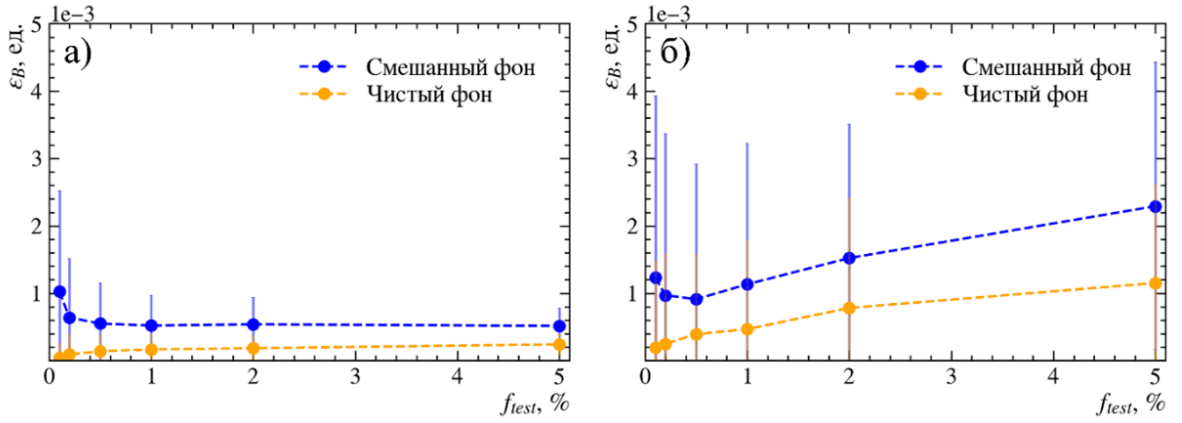


Рисунок 6.14 – Средняя эффективность ε_B оптимального критерия отбора на основе классификатора, оптимизированного на наборах данных с (а) большей и (б) меньшей разрешающей способностью в зависимости от относительного объема тестовой выборки f_{test}

Зависимость измеренной эффективности отбора по отношению к фону ε_B от относительного объема тестовой выборки f_{test} (Рис. 6.14) демонстрирует схожий характер. Основное отличие связано с поведением эффективности ε_B , рассчитанной для случая обучения и оптимизации с использованием чистой фоновой выборки. В то время как в случае смешанного фона эффективность составляет $\varepsilon_B \approx 0,1 \%$ для относительного объема $f_{test} = 0,1 \%$, при использовании выборки чистого фона того же объема эффективность ε_B приближается к нулю (полное подавление фона).

Это может быть объяснено наличием неверно идентифицированных сигнальных событий в смешанной фоновой выборке, используемой при оптимизации. Так, подобные сигнальные события, неверно помеченные как фон (относительный вклад которых составляет $r_{S/B} = 0,1 \%$), могут быть отброшены только при более строгом (более высоком), неоптимальном пороговом значении предсказательной переменной $sBDT$. Следовательно, эти события могут быть рассмотрены как минимальный уровень фона. Наличие этого минимального фона вкупе с различиями, обусловленными обучением классификаторов на чистой и смешанной фоновой выборках, могут объяснить систематический сдвиг в пороговом значении предсказательной переменной $sBDT_{optimal}$, что, в свою очередь, приводит к изменению измеренных значений эффективностей ε_S и ε_B .

6.4 Результаты исследования оптимизации отбора редких событий при помощи BDT

В выполненном исследовании была рассмотрена проблема обучения и оптимизации классификатора для отбора редких событий в присутствии неопределенного преобладающего

фона. Данная задача актуальна для случая поиска редких распадов гипотетической частицы X неизвестной массы в выборке событий, состоящей, в основном, из фоновых процессов. На данном этапе исследования рассматривался случай фиксированного относительного вклада сигнальных событий в смешанные фоновые выборки $r_{S/B} = 0,1\%$. В дальнейшем планируется рассмотреть эффекты, связанные с варьированием величины относительного вклада.

Результаты исследования показали, что использование выборки с пренебрежимо малым числом сигнальных событий (0,1 % для рассмотренного набора данных, что соответствует ожиданию в одно сигнальное событие в смешанной фоновой выборке) не является оптимальным. Увеличение относительного объема фоновой выборки, используемой при обучении классификатора, приводит к повышению его мощности, оценка которой производилась путем вычисления площади под кривой ошибок классификатора. Для классификаторов, обученных на наборах событий с параметрами с большей разрешающей способностью, увеличение объема тестовой выборки для обучения слабо влияет на метрики эффективности. Классификаторы с меньшей предсказательной мощностью обладают относительно малой разницей в метриках при обучении на чистых и смешанных выборках фоновых событий. С другой стороны, при оптимизации отбора небольшие выборки выглядят более предпочтительными. Поскольку решение об объеме выборки для задач обучения и оптимизации производится на основе предположения о «худшем сценарии» – количество сигнальных событий в наборе соответствует оценке высшей границы – возможна итеративная процедура. После более точного измерения сечения процессов с искомым сигналом в анализе, возможно произвести исследование с улучшенными оценками оптимальных объемов выборок.

Заключение

Результаты и выводы

Данное диссертационное исследование посвящено поиску эффектов новой физики в петлевых распадах B мезонов. Как было описано в главе 2, современные исследования в данной области сосредоточены на измерении «оптимизированных параметров»: экспериментальных параметров, чьи теоретические предсказания наименьшим образом подвержены влиянию систематических погрешностей, связанных с применением непертурбативных вычислений КХД.

Основным экспериментальным результатом, полученным в ходе данной работы, является измерение отношения вероятностей R_K полулептонных распадов $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$ и $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$, характеризующее выполнение симметрии лептонной универсальности СМ, в области инвариантных масс лептонной пары $q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4$. Полученное значение составило

$$\begin{aligned} R_K(q^2 > 14,3 \text{ ГэВ}^2/c^4) &= 1,079^{+0,106}_{-0,092}(\text{стат.})^{+0,044}_{-0,040}(\text{сист.}) = \\ &= 1,079^{+0,114}_{-0,100}(\text{стат.} + \text{сист.}). \end{aligned} \quad (6.5)$$

Проведенное измерение было впервые выполнено на данных эксперимента адронного коллайдера и является самым точным определением величины R_K в области инвариантных масс выше чармониевых резонансов. Совместно с измерением $R_{K(*)}$, опубликованным в работе [87], оно указывает на согласие экспериментальных наблюдений и теоретических предсказаний СМ: лептонная универсальность сохраняется в переходах $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$.

В процессе работы над данным измерением диссертантом были решены следующие задачи:

- Разработка и реализация программного алгоритма введения поправок к моделированным распределениям для учета влияния разрешения детекторной установки на размытие и сдвиг измеряемых импульсов треков. Были установлены параметры «смазывающих» нормальных распределений $\mu \in (-38, 0; 1, 5)$ и $\sigma \in (0, 8; 45, 0)$ в зависимости от года набора данных и числа кластеров энерговывделений в калориметре, восстановленных как фотоны тормозного излучения электронного трека-кандидата. Измеренный систематический эффект, связанный с применением поправочной процедуры, составил 3,18 % от контрольного отношения $r_{J/\psi}$, 0,18 % от контрольного параметра $R_{\psi(2S)}$ и 0,32 % от величины R_K .

- Определение (измерение выхода и параметризация формы распределения инвариантных масс реконструированного B^+ мезона) вклада фона от процессов с однократной и

двукратной неверной идентификацией частиц типа $K^\pm \rightarrow e^\pm$ и $\pi^\pm \rightarrow e^\pm$ в общий набор данных эксперимента LHCb по распаду $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$. Величина систематической погрешности, связанной с учетом и обработкой данных каналов, составляет 0,22 % от величины статистической погрешности R_K , что является одним из наиболее значимых вкладов в общую оценку систематической погрешности выполненного измерения.

— Измерение вклада фона от резонансной инклюзивной моды $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+ X$ в общую структуру спектра реконструированных событий распада $B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-$: оценка выхода событий входящих в моду каналов и создание модели для описания формы вклада инклюзивной компоненты в спектр инвариантных масс реконструированных B^+ мезонов. Измеренный систематический эффект, связанный с моделированием данного вклада, составляет 6,7 % от величины статистической погрешности R_K .

В качестве перспективных оптимизированных параметров возможно рассматривать предложенные авторами работ [14; 110] L -параметры, состоящие из отношения вероятностей адронных распадов нейтральных $B_{(d,s)}^0$ мезонов $B_{(d,s)}^0 \rightarrow M_1 M_2$, отношения долей продольно поляризованных компонент тех же распадов и отношения множителей их фазового пространства. Вычисление L -параметров требует экспериментального измерения вероятностей распадов $\bar{B}_{(d,s)}^0 \rightarrow K^{(*)0} \bar{K}^{(*)0}$. В связи с этим была выполнена оценка возможности измерения относительных вероятностей распадов $B_{s,d}^0 \rightarrow K^0 K^*(892)^0$ в данных эксперимента LHCb. При этом были решены следующие задачи:

— Разработка алгоритма отбора событий резонансного канала $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 K^*(892)^0$ и $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ из объединенного набора данных $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 hh'$ эксперимента LHCb при энергиях pp -соударений 7, 8 и 13 ТэВ. Продемонстрирована эффективность адронного триггера LHCb для выделения интересующих распадов.

— Обучение и оптимизация классификатора BDT для подавления фоновых вкладов от случайных комбинаций треков при реконструкции событий $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 hh'$. Были определены наиболее эффективные классифицирующие характеристики событий (в частности, конические асимметрии импульсов и псевдобыстроты треков). Эффективность оптимального критерия отбора на основе применения классификатора составила 51 % (87 %) по отношению к сигналу и 0,5 % (1,3 %) по отношению к фону для двух рассмотренных наборов событий.

— Определение моделей параметризации распределений инвариантных масс реконструированных B мезонов. Полученные результаты для контрольного канала $B_{(d,s)}^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ находятся в согласии с прошлыми результатами коллаборации LHCb.

В рамках работы по развитию аппаратной и методологической базы эксперимента LHCb, определено влияние отклика модуля электромагнитного калориметра на идентифи-

кацию адронов. Проведена калибровка энергетической шкалы ячейки электромагнитного калориметра с использованием электронной примеси адронных пучков. Выполнена оценка разрешения ячейки по энергии, полученные величины коэффициента энергетической зависимости $(9,1 \pm 0,7) \%$ и постоянного члена кривой разрешения $(0,42 \pm 0,15) \%$ совпадают в пределах погрешностей со значениями, представленными в проектном документе ЕСАL. Разработан метод анализа состава выведенного пучка ускорителя СПС на основе данных по энерговыделениям в модуле электромагнитного калориметра LHCb типа «шашлык», отклику порогового черенковского счетчика и системы с многопроволочных камер. Эффективность разработанного метода успешно продемонстрирована на примере адронных пучков в широком диапазоне энергий (20 – 150 ГэВ).

Наконец, выполнен анализ особенностей использования классификаторов типа BDT для отбора редких событий в условиях неопределенного преобладающего фона. Результаты показали, что эффективность основанного на BDT отбора не зависит от абсолютного вклада сигнальных событий в фоновую выборку при рассматриваемом уровне относительного смешивания сигнального и фонового наборов данных (1:1000).

Благодарности

По результатам работы я хочу выразить свои искренние благодарности. В первую очередь выражаю благодарность своему научному руководителю к.ф.-м.н. Холоденко Сергею Анатольевичу за постановку интересной и важной задачи, мудрое руководство, общие обсуждения и поддержку в ходе работы.

Профессору, д.ф.-м.н. Голутвину Андрею Игоревичу за предоставленную возможность работать в составе коллаборации LHCb, помощь в научной работе и общую поддержку, а также крайне плодотворные для меня дискуссии.

Профессору Nicola Serra, Patrick Haworth Owen, Jonas Eschle, Davide Lancierini и другим коллегам из группы редких распадов коллаборации LHCb за продуктивное сотрудничество, советы и помощь при освоении инструментария анализа и плодотворные обсуждения работы.

Гузу Юрию Петровичу за помощь в работе над исследованием идентификации частиц с использованием калориметрического модуля LHCb.

Хочу выразить отдельную благодарность профессору кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ им М.В. Ломоносова, д.ф.-м.н. Смирновой Лидии Николаевне за наставничество в начале моего научного пути, за оказанную помощь и непрерывную поддержку.

Использованная литература

1. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [и др.] // Physics Letters B. — 2012. — Т. 716, № 1. — С. 1–29.
2. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / S. Chatrchyan [и др.] // Physics Letters B. — 2012. — Т. 716, № 1. — С. 30–61.
3. Planck2018 results: VI. Cosmological parameters / N. Aghanim [и др.] // Astronomy and Astrophysics. — 2020. — Т. 641. — А6.
4. *Capozziello S., De Laurentis M.* Extended Theories of Gravity // Physics Reports. — 2011. — Т. 509, № 4. — С. 167–321.
5. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G. R.* The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter // Physics Letters B. — 1998. — Т. 429, № 3. — С. 263–272.
6. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos / Y. Fukuda [и др.] // Physical Review Letters. — 1998. — Т. 81, № 8. — С. 1562–1567.
7. *Morrissey D. E., Ramsey-Musolf M. J.* Electroweak baryogenesis // New Journal of Physics. — 2012. — Т. 14, № 12. — С. 125003.
8. *Davidson S., Nardi E., Nir Y.* Leptogenesis // Physics Reports. — 2008. — Т. 466, № 4. — С. 105–177.
9. *Ellis J.* Beyond the Standard Model for Hillwalkers. — 1998. — Электронный ресурс. — Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/9812235>.
10. *Ivanov I. P.* Building and testing models with extended Higgs sectors // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2017. — Т. 95. — С. 160–208.
11. Effective description of general extensions of the Standard Model: the complete tree-level dictionary / J. de Blas [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2018. — Т. 2018, № 3. — С. 109.
12. *Langacker P.* The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons // Reviews of Modern Physics. — 2009. — Т. 81, № 3. — С. 1199–1228.
13. New physics in $b \rightarrow s\ell\ell$ anomalies and its implications for the complementary neutral current decays / F. M. Bhutta [и др.] // Nuclear Physics B. — 2022. — Т. 979. — С. 115763.

14. A new B-flavour anomaly in $B_{d,s} \rightarrow K^{*0} \overline{K}^{*0}$: anatomy and interpretation / M. Algueró [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Т. 2021, № 4. — С. 66.
15. Anatomy of $b \rightarrow c \tau \nu$ anomalies / A. Azatov [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2018. — Т. 2018, № 11. — С. 187.
16. *London D., Matias J. B* Flavor Anomalies: 2021 Theoretical Status Report // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2022. — Т. 72, № 1. — С. 37–68.
17. root-project/root: v6.18/02 / R. Brun [и др.]. — Вер. v6-18-02. — 2019. — Электронный ресурс. — Режим доступа: <https://doi.org/10.5281/zenodo.848818>.
18. The LHCb simulation application, Gauss: Design, evolution and experience / M. Clemencic [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2011. — Т. 331. — С. 032023.
19. Geant4: A simulation toolkit / S. Agostinelli [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Т. 506, № 3. — С. 250–303.
20. *Chen T., Guestrin C.* XGBoost: A Scalable Tree Boosting System // Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining. — ACM, 2016. — С. 785–794.
21. zfit: Scalable pythonic fitting / J. Eschle [и др.] // SoftwareX. — 2020. — Т. 11. — С. 100508.
22. Scikit-learn: Machine learning in Python / F. Pedregosa [и др.] // Journal of Machine Learning Research. — 2011. — Т. 12. — С. 2825.
23. First observation of the decay $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^{*0}(892)^0$ at LHCb / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2016. — Т. 2016, № 1. — С. 12.
24. Amplitude analysis of $B_s^0 \rightarrow K_S^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ decays / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2019. — Т. 2019, № 6. — С. 114.
25. *Brivio I., Trott M.* The standard model as an effective field theory // Physics Reports. — 2019. — Т. 793. — С. 1–98.
26. Rare b decays meet high-mass Drell-Yan / A. Greljo [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2023. — Т. 2023, № 5. — С. 87.
27. Breaking new grounds in flavour universality / R. Aaij [и др.] // CERN Courier - digital edition. — 2025. — Т. 65, № 2. — С. 13–14.
28. *Grossman Y.* Introduction to flavor physics. — 2010. — Электронный ресурс. — Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1006.3534>.

29. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001. — С. 784.
30. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и её расширения. — Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2007. — С. 584.
31. *Griffiths D.* Introduction to elementary particles. — John Willey & Sons, Inc., 1987. — С. 397.
32. Constraint on the matter–antimatter symmetry-violating phase in neutrino oscillations / K. Abe [и др.] // Nature. — 2020. — Т. 580, № 7803. — С. 339–344.
33. Review of particle physics / R. L. Workman [и др.] // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2022. — Т. 2022, № 8. — С. 083C01.
34. *Бейлин В., Верешков Г., Кукса В.* Нейтральные токи с изменением аромата в Стандартной модели и её расширениях с синглетными кварками // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2001. — Т. 32, № 5.
35. *Bauer M., Neubert M.* Minimal Leptoquark Explanation for the R_{D^*} , R_K , and $(g - 2)_\mu$ Anomalies // Physical Review Letters. — 2016. — Т. 116, № 14. — С. 141802.
36. *Buras A. J.* Weak Hamiltonian, CP violation and rare decays // Proceedings, Les Houches Summer School in Theoretical Physics, Session 68: Probing the Standard Model of Particle Interactions. — 1998. — С. 281–539.
37. *Chetyrkin K., Misiak M., Münz M.* Weak radiative B-meson decay beyond leading logarithms // Physics Letters B. — 1997. — Т. 400, № 1/2. — С. 206–219.
38. *Grozin A.* Effective weak Lagrangians in the Standard Model and B decays. — 2013. — Электронный ресурс. — Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1311.0550>.
39. *Petrov A. A., Blechman A. E.* Effective Field Theories. — World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2016. — С. 307.
40. Minimal flavour violation: an effective field theory approach / G. D’Ambrosio [и др.] // Nuclear Physics B. — 2002. — Т. 645, № 1. — С. 155–187.
41. *Wilson K. G.* Non-Lagrangian Models of Current Algebra // Physical Review Journal. — 1969. — Т. 179, № 5. — С. 1499–1512.
42. Symmetries and asymmetries of $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ decays in the Standard Model and beyond / W. Altmannshofer [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Т. 2009, № 01. — С. 019.

43. Short- vs. long-distance physics in $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$: a data-driven analysis / M. Bordone [и др.] // The European Physical Journal C. — 2024. — Т. 84, № 5. — С. 547.
44. Improved theory predictions and global analysis of exclusive $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ processes / N. Gubernari [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2022. — Т. 2022, № 9. — С. 133.
45. Model-independent analysis of the rare B decay $B \rightarrow X_s\ell^+\ell^-$ / S. Fukae [и др.] // Physical Review D. — 1999. — Т. 59, № 7. — С. 074013.
46. *Isgur N., Wise M. B.* Weak transition form factors between heavy mesons // Physics Letters B. — 1990. — Т. 237, № 3. — С. 527–530.
47. Deep-inelastic scattering beyond the leading order in asymptotically free gauge theories / W. A. Bardeen [и др.] // Physical Review D. — 1978. — Т. 18, № 11. — С. 3998–4017.
48. *Hiller G., Krüger F.* More model-independent analysis of $b \rightarrow s$ processes // Physical Review D. — 2004. — Т. 69, № 7. — С. 074020.
49. *Khodjamirian A., Mannel T., Wang Y.-M.* $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ decay at large hadronic recoil // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Т. 2013, № 2. — С. 10.
50. *Detmold W., Meinel S.* $\Lambda_b \rightarrow \Lambda\ell^+\ell^-$ form factors, differential branching fraction, and angular observables from lattice QCD with relativistic b quarks // Physical Review D. — 2016. — Т. 93, № 7. — С. 074501.
51. Long-distance effects in $B \rightarrow K^*\ell\ell$ from analyticity / C. Bobeth [и др.] // The European Physical Journal C. — 2018. — Т. 78, № 6. — С. 451.
52. Heavy-to-light form factors in the final hadron large energy limit of QCD / J. Charles [и др.] // Physical Review D. — 1999. — Т. 60, № 1. — С. 014001.
53. *Beneke M., Feldmann T., Seidel D.* Exclusive radiative and electroweak $b \rightarrow d$ and $b \rightarrow s$ penguin decays at NLO // The European Physical Journal C. — 2005. — Т. 41, № 2. — С. 173–188.
54. *Gubernari N., Dyk D. van, Virto J.* Non-local matrix elements in $B_s \rightarrow K^{(*)}, \phi\ell^+\ell^-$ // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Т. 2021, № 2. — С. 88.
55. Lattice QCD calculation of form factors describing the rare decays $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$ and $B_s \rightarrow \phi\ell^+\ell^-$ / R. R. Horgan [и др.] // Physical Review D. — 2014. — Т. 89, № 9. — С. 094501.
56. *Lyon J., Zwicky R.* Resonances gone topsy turvy - the charm of QCD or new physics in $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$? — 2014. — Электронный ресурс. — Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/1406.0566>.

57. *Beylich M., Buchalla G., Feldmann T.* Theory of $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ decays at high q^2 : OPE and quark–hadron duality // The European Physical Journal C. — 2011. — Т. 71, № 5. — С. 1635.
58. *Buchalla G., Isidori G.* Non-perturbative effects in for large dilepton invariant mass // Nuclear Physics B. — 1998. — Т. 525, № 1/2. — С. 333–349.
59. *Melikhov D., Nikitin N., Simula S.* Rare exclusive semileptonic $b \rightarrow s$ transitions in the standard model // Physical Review D. — 1998. — Т. 57, № 11. — С. 6814–6828.
60. *Godfrey S., Isgur N.* Mesons in a relativized quark model with chromodynamics // Physical Review D. — 1985. — Т. 32, № 1. — С. 189–231.
61. Studying the physics beyond the Standard Model in rare semileptonic B-decay $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ with ATLAS detector : тех. отч. / D. Melikhov [и др.] ; ЦЕРН. — Женева, 1998.
62. QCD Factorization for $B \rightarrow \pi\pi$ Decays: Strong Phases and CP Violation in the Heavy Quark Limit / M. Beneke [и др.] // Physical Review Letters. — 1999. — Т. 83, № 10. — С. 1914–1917.
63. QCD factorization for exclusive non-leptonic B-meson decays: general arguments and the case of heavy–light final states / M. Beneke [и др.] // Nuclear Physics B. — 2000. — Т. 591, № 1/2. — С. 313–418.
64. *Beneke M., Neubert M.* QCD factorization for $B \rightarrow PP$ and $B \rightarrow PV$ decays // Nuclear Physics B. — 2003. — Т. 675, № 1/2. — С. 333–415.
65. QCD factorization in $B \rightarrow K\pi, \pi\pi$ decays and extraction of Wolfenstein parameters / M. Beneke [и др.] // Nuclear Physics B. — 2001. — Т. 606, № 1/2. — С. 245–321.
66. *Bauer C. W., Pirjol D., Stewart I. W.* Proof of Factorization for $B \rightarrow D\pi$ // Physical Review Letters. — 2001. — Т. 87, № 20. — С. 201806.
67. *Blake T., Lanfranchi G., Straub D. M.* Rare B decays as tests of the Standard Model // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2017. — Т. 92. — С. 50–91.
68. Global analysis of $b \rightarrow s\ell\ell$ anomalies / S. Descotes-Genon [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2016. — Т. 2016, № 6. — С. 92.
69. The BABAR detector / B. Aubert [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2002. — Т. 479, № 1. — С. 1–116.

70. The Belle detector / A. Abashian [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2002. — Т. 479, № 1. — С. 117—232.
71. The Belle II Physics Book / E. Kou [и др.] // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2019. — Т. 2019, № 12. — С. 123C01.
72. The LHCb detector at the LHC / A. A. Alves Jr. [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2008. — Т. 3, № 08. — S08005.
73. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2008. — Т. 3, № 08. — S08003.
74. The CMS experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2008. — Т. 3, № 08. — S08004.
75. Test of lepton universality in beauty-quark decays / R. Aaij [и др.] // Nature Physics. — 2022. — Т. 18, № 3. — С. 277—282.
76. Test of lepton universality using $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$ decays / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2014. — Т. 113, № 15. — С. 151601.
77. Test of lepton flavor universality and search for lepton flavor violation in $B \rightarrow K \ell \ell$ decays / S. Choudhury [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Т. 2021, № 3. — С. 105.
78. Direct CP, Lepton Flavor, and Isospin Asymmetries in the Decays $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$ / B. Aubert [и др.] // Physical Review Letters. — 2009. — Т. 102, № 9. — С. 091803.
79. To (b)e or not to (b)e: no electrons at LHCb / M. Algueró [и др.] // The European Physical Journal C. — 2023. — Т. 83, № 7. — С. 648.
80. Test of lepton flavor universality in $B^\pm \rightarrow K^\pm \mu^+ \mu^-$ and $B^\pm \rightarrow K^\pm e^+ e^-$ decays in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / T. Aarrestad [и др.] // Reports on Progress in Physics. — 2024. — Т. 87, № 7. — С. 077802.
81. Differential branching fractions and isospin asymmetries of $B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-$ decays / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Т. 2014, № 06. — С. 133.
82. Measurements of the S-wave fraction in $B^0 \rightarrow K^+ \pi^- \mu^+ \mu^-$ decays and the $B^0 \rightarrow K^*(892)^0 \mu^+ \mu^-$ differential branching fraction / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2016. — Т. 2016, № 11. — С. 047.
83. Bobeth C., Hiller G., Piranishvili G. Angular distributions of $\bar{B} \rightarrow K \bar{\ell} \ell$ decays // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Т. 2007, № 12. — С. 040.

84. *Hiller G., Schmaltz M.* R_K and future $b \rightarrow s\ell\ell$ physics beyond the standard model opportunities // Physical Review D. — 2014. — T. 90, № 5. — C. 054014.
85. *Tanaka M.* Charged Higgs effects on exclusive semi-tauonic B decays // Zeitschrift fur Physik C Particles and Fields. — 1995. — T. 67, № 2. — C. 321–326.
86. *Bordone M., Isidori G., Pattori A.* On the Standard Model predictions for R_K and R_{K^*} // The European Physical Journal C. — 2016. — T. 76, № 8. — C. 440.
87. Measurement of lepton universality parameters in $B^+ \rightarrow K^+\ell^+\ell^-$ and $B^0 \rightarrow K^{*0}\ell^+\ell^-$ decays / R. Aaij [и др.] // Physical Review D. — 2023. — T. 108, № 3. — C. 032002.
88. Measurement of Branching Fractions and Rate Asymmetries in the Rare Decays $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ / J. P. Lees [и др.] // Phys. Rev. D. — 2012. — T. 86, № 3. — C. 032012.
89. Measurement of the Differential Branching Fraction and Forward-Backward Asymmetry for $B \rightarrow K^{(*)}\ell^+\ell^-$ / J.-T. Wei [и др.] // Physical Review Letters. — 2009. — T. 103, № 17. — C. 171801.
90. Test of lepton-flavor universality in $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$ decays at Belle / S. Wehle [и др.] // Physical Review Letters. — 2021. — T. 126, № 16. — C. 161801.
91. Branching fraction measurements of the rare $B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-$ and $B_s^0 \rightarrow f_2'(1525)\mu^+\mu^-$ decays / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2021. — T. 127, № 15. — C. 151801.
92. New observables in the decay mode $\bar{B}_d \rightarrow \bar{K}^{*0}\ell^+\ell^-$ / U. Egede [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2008. — T. 2008, № 11. — C. 032–032.
93. Differential branching fraction and angular analysis of the decay $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2013. — T. 2013, № 08. — C. 131.
94. Angular analysis of the $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$ decay using 3fb^{-1} of integrated luminosity / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2016. — T. 2016, № 02. — C. 104.
95. *Krüger F., Matias J.* Probing New Physics Via the Transverse Amplitudes of $B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K^-\pi^+)\ell^+\ell^-$ at Large Recoil // Physical Review D. — 2005. — T. 71, № 9. — C. 094009.
96. Complete anatomy of $B_d \rightarrow \bar{K}^{*0}(\rightarrow K\pi)\ell^+\ell^-$ and its angular distribution / J. Matias [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2012. — T. 2012, № 4. — C. 104.
97. Implications from clean observables for the binned analysis of $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ at large recoil / S. Descotes-Genon [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2013. — T. 2013, № 1. — C. 48.

98. Measurement of form-factor-independent observables in the decay $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2013. — Т. 111, № 19. — С. 191801.
99. Measurement of CP -averaged observables in the $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$ decay / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2020. — Т. 125, № 1. — С. 011802.
100. *Hurth T., Mahmoudi F.* On the LHCb anomaly in $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Т. 2014, № 4. — С. 97.
101. Angular analysis of the $B^+ \rightarrow K^{*+} \mu^+ \mu^-$ decay / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2021. — Т. 126, № 16. — С. 161802.
102. Angular analysis of $B^0 \rightarrow K^{*0} e^+ e^-$ decays / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2025. — Т. 2025, № 6. — С. 140.
103. Angular analysis of $B_d^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2018. — Т. 2018, № 10. — С. 47.
104. Angular analysis of the $B^0 \rightarrow K^*(892)^0 \mu^+ \mu^-$ decay in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Hayrapetyan [и др.] // Physics Letters B. — 2025. — Т. 864. — С. 139406.
105. Lepton-Flavor-Dependent Angular Analysis of $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ / S. Wehle [и др.] // Physical Review Letters. — 2017. — Т. 118, № 11. — С. 111801.
106. *Hurth T., Mahmoudi F., Neshatpour S.* Global fits to $b \rightarrow s \ell \ell$ data and signs for lepton non-universality // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Т. 2014, № 12. — С. 53.
107. *Altmannshofer W., Straub D. M.* New physics in $b \rightarrow s$ transitions after LHC run 1 // The European Physical Journal C. — 2015. — Т. 75, № 8. — С. 382.
108. Emerging patterns of New Physics with and without Lepton Flavour Universal contributions / M. Algueró [и др.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Т. 79, № 8. — С. 714.
109. *Kagan A. L.* Polarization in $B \rightarrow VV$ Decays // Physics Letters B. — 2004. — Т. 601, № 3/4. — С. 151–163.
110. A new puzzle in non-leptonic B decays / A. Biswas [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2023. — Т. 2023, № 6. — С. 108.
111. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // Journal of Instrumentation. — 2008. — Т. 3, № 08. — S08001.

112. The LHCb Upgrade I / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2024. — Т. 19, № 05. — P05065.
113. LHCb Framework TDR for the LHCb Upgrade II Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era : тех. отч. / R. Aaij [и др.] ; ЦЕРН. — Женева, 2022.
114. LHCb detector performance / R. Aaij [и др.] // International Journal of Modern Physics. — 2015. — Т. 30, № 07. — С. 1530022.
115. Performance of the LHCb Vertex Locator / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Т. 9, № 09. — P09007.
116. Performance of the LHCb Outer Tracker / R. Arink [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Т. 9, № 01. — P01002.
117. Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s}=7\text{ ТэВ}$ in the forward region / R. Aaij [и др.] // Physics Letters B. — 2010. — Т. 694, № 3. — С. 209—216.
118. The LHCb trigger and its performance in 2011 / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2013. — Т. 8, № 04. — P04022.
119. Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2015. — Т. 10, № 02. — P02007.
120. *Frühwirth R.* Application of Kalman filtering to track and vertex fitting // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1987. — Т. 262, № 2. — С. 444—450.
121. Measurement of charged particle multiplicities and densities in pp collisions at $\sqrt{s}=7\text{ ТэВ}$ in the forward region / R. Aaij [и др.] // The European Physical Journal C. — 2014. — Т. 74, № 5. — С. 2888.
122. Selection and processing of calibration samples to measure the particle identification performance of the LHCb experiment in Run 2 / R. Aaij [и др.] // European Physical Journal: Techniques and Instrumentation. — 2019. — Т. 6, № 1. — С. 1.
123. Performance of the LHCb RICH detector at the LHC / M. Adinolfi [и др.] // The European Physical Journal C. — 2013. — Т. 73, № 5. — С. 2431.
124. *Gys T.* The pixel hybrid photon detectors for the LHCb-rich project // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Т. 465, № 1. — С. 240—246.

125. Calibration and performance of the LHCb calorimeters in Run 1 and 2 at the LHC : тех. отч. / C. Abellan Beteta [и др.] ; ЦЕРН. — Женева, 2020.
126. *Guz Y.* The LHCb hadron calorimeter // Journal of Physics: Conference Series / под ред. M. Fraternali, G. Gaudio, M. Livan. — 2009. — Т. 160, № 1. — С. 012054.
127. Performance of the LHCb muon system / A. A. Alves Jr. [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2013. — Т. 8, № 02. — P02022.
128. Performance of the LHCb trigger and full real-time reconstruction in Run 2 of the LHC / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2019. — Т. 14, № 04. — P04013.
129. Software for the LHCb experiment / G. Corti [и др.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2006. — Т. 53, № 3. — С. 1323—1328.
130. *Sjöstrand T., Mrenna S., Skands P.* A brief introduction to PYTHIA 8.1 // Computer Physics Communications. — 2008. — Т. 178, № 11. — С. 852—867.
131. *Lange D. J.* The EvtGen particle decay simulation package // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 2001. — Т. 462, № 1. — С. 152—155.
132. *Golonka P., Was Z.* PHOTOS Monte Carlo: A precision tool for QED corrections in Z and W decays // The European Physical Journal C. — 2006. — Т. 45, № 1. — С. 97—107.
133. Herwig++ physics and manual / M. Bähr [и др.] // The European Physical Journal C. — 2008. — Т. 58, № 4. — С. 639—707.
134. Event generation with Sherpa 2.2 / E. Bothmann [и др.] // SciPost Physics. — 2019. — Т. 7, № 3. — С. 034.
135. Geant4 developments and applications / J. Allison [и др.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2006. — Т. 53, № 1. — С. 270—278.
136. Measurement of the branching fraction ratio R_K at large dilepton invariant mass / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2025. — Т. 2025, № 7. — С. 198.
137. Angular analysis and differential branching fraction of the decay $B_s^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$ / R. Aaij [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2015. — Т. 2015, № 09. — С. 179.
138. LHCb reoptimized detector design and performance: Technical Design Report : тех. отч. / R. Aaij [и др.] ; ЦЕРН. — Женева, 2003. — CERN-LHCC-2003—030.
139. *Needham M.* Electron Reconstruction Studies : тех. отч. / ЦЕРН. — Женева, 2001.
140. *Ball P., Zwicky R.* $|V_{ub}|$ and constraints on the leading-twist pion distribution amplitude from $B \rightarrow \pi \ell \nu$ // Physics Letters B. — 2005. — Т. 625, № 3. — С. 225—233.

141. Measurement of the $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda(1520)\mu^+\mu^-$ differential branching fraction / R. Aaij [и др.] // Physical Review Letters. — 2023. — Т. 131, № 15. — С. 151801.
142. *Hulsbergen W. D.* Decay chain fitting with a Kalman filter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2005. — Т. 552, № 3. — С. 566—575.
143. *Skwarnicki T.* A study of the radiative cascade transitions between the Upsilon-prime and Upsilon resonances : дис. ... канд. физ.-мат. наук / Skwarnicki Tomasz. — Institute of Nuclear Physics, Krakow, 1986. — DESY-F31-86-02.
144. *Barlow R.* Extended maximum likelihood // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1990. — Т. 297, № 3. — С. 496—506.
145. Search for the decay of a B^0 or anti- B^0 meson to $anti-K^{*0}K^0$ or $K^{*0}anti-K^0$ / B. Aubert [и др.] // Physical Review D. — 2006. — Т. 74, № 7. — С. 072008.
146. LAURA⁺⁺: A Dalitz plot fitter / J. Back [и др.] // Computer Physics Communications. — 2018. — Т. 231. — С. 198—242.
147. *Gligorov V. V., Thomas C., Williams M.* The HLT inclusive B triggers : тех. отч. / ЦЕРН. — Женева, 2011. — LHCb-INT-2011-030.
148. *Punzi G.* Sensitivity of searches for new signals and its optimization // Proceedings for Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics, and Cosmology / под ред. L. Lyons, R. Mount, R. Reitmeyer. — 2003. — С. 79.
149. PIDCalib Packages. — 2022. — Электронный ресурс. — Режим доступа: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/PIDCalibPackage>.
150. Calibration samples for particle identification at LHCb in Run 2 : тех. отч. / О. Lupton [и др.] ; ЦЕРН. — Женева, 2016.
151. *Poluektov A.* Kernel density estimation of a multidimensional efficiency profile // Journal of Instrumentation. — 2015. — Т. 10, № 02. — P02011.
152. Measurement of the polarization in the decay $B \rightarrow J/\psi K^*$ / H. Albrecht [и др.] // Physics Letters B. — 1994. — Т. 340, № 3. — С. 217—220.
153. New algorithms for identifying the flavour of B^0 mesons using pions and protons / R. Aaij [и др.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Т. 77, № 4. — С. 238.

154. A new algorithm for identifying the flavour of B_s^0 mesons at LHCb / R. Aaij [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2016. — Т. 11, № 05. — P05010.
155. *Shorkin R. A.* Beam Composition Analysis Using a Single SHASHLIK-Type Calorimeter Module // Physics of Atomic Nuclei. — 2023. — Т. 86, № 6. — С. 1421—1425.
156. Physics case for an LHCb Upgrade II — Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era : тех. отч. / ЦЕРН. — Женева, 2018. — LHCb-PUB-2018—009.
157. *Guz Y.* The Phase 2 Upgrade of the LHCb Calorimeter system // Journal of Instrumentation. — 2020. — Т. 15, № 09. — С. C09046.
158. Upgrade of the monitoring system of LHCb ECAL : тех. отч. / I. Guz [и др.] ; ЦЕРН. — Женева, 2016. — LHCb-PUB-2016—018.
159. *Landau L.* On the energy loss of fast particles by ionization // Journal of Physics (USSR). — 1944. — Т. 8. — С. 201—205.
160. *Шоркин Р. А.* Оптимизация отбора редких событий в присутствии неопределенного преобладающего фона // Краткие сообщения по физике ФИАН. — 2025. — № 9. — С. 56—71.
161. *Lonnblad L., Peterson C., Rognvaldsson T.* Finding Gluon Jets With a Neural Trigger // Physical Review Letters. — 1990. — Т. 65, № 11. — С. 1321—1324.
162. Classification of the hadronic decays of the Z^0 into b and c quark pairs using a neural network / P. Abreu [и др.] // Physics Letters B. — 1992. — Т. 295, № 3/4. — С. 383—395.
163. Search for long-lived heavy neutrinos in the decays of B mesons produced in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Hayrapetyan [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2024. — Т. 2024, № 6. — С. 183.
164. Selection of Gamma Events from IACT Images Using Deep Learning Methods / E. O. Gres [и др.] // Moscow University Physics Bulletin. — 2023. — Т. 78, № 1. — S45—S51.
165. CURTAINS for your sliding window: Constructing unobserved regions by transforming adjacent intervals / J. Raine [и др.] // Frontiers In Big Data. — 2023. — Т. 6. — С. 899345.
166. *Coadou Y.* Boosted Decision Trees // Artificial Intelligence for High Energy Physics. — WORLD SCIENTIFIC, 2022. — С. 9—58.
167. Array programming with NumPy / C. R. Harris [и др.] // Nature. — 2020. — Т. 585, № 7825. — С. 357—362.