

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Лазарева Татьяна Валерьевна

**Исследование выходов адронов, содержащих
тяжелые кварки, в ультрарелятивистских
столкновениях в эксперименте ALICE на
Большом Адронном Коллайдере**

Научная специальность 1.3.15. Физика атомных ядер
и элементарных частиц, физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Жеребчевский Владимир Иосифович
кандидат физико-математических наук

Санкт-Петербург
2022



Содержание

Введение	4
Глава 1 Исследования процессов адронизации сильновзаимодействующей материи	17
1.1 Квантовая хромодинамика, партонная модель	18
1.2 Теорема факторизации	19
1.3 Моделирование процессов, возникающих при взаимодействии частиц в физике высоких энергий	21
1.4 Обзор экспериментальных данных	23
Глава 2 Эксперимент ALICE на Большом Адронном Коллайдере	28
2.1 Основные детекторные системы эксперимента ALICE	28
2.2 Реконструкция треков и вершин	34
2.3 Модернизация Внутренней Трековой Системы ALICE	35
Глава 3 Исследование радиальной зависимости в адронных струи, содержащих тяжелые кварки	43
3.1 Стратегия анализа экспериментальных данных	43
3.2 Исследование радиальных зависимостей адронных струй, содержащих D^0 -мезон	48
3.3 Исследование радиальных зависимостей адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион	61
3.4 Основные результаты исследования радиальных зависимостей адронных струй	69
Глава 4 Изучение корреляций частиц, содержащих тяжелые кварки	74
4.1 Реконструкция D^0 -мезонов	74
4.2 Анализ данных	75
Глава 5 Исследования Монолитных Активных Пиксельных Сенсоров для модернизированной Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE	81

5.1	Исследование рабочих характеристик детекторных модулей внешних и средних слоев Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE	82
5.2	Основные результаты исследований характеристик пиксельных сенсоров.....	90
Заключение		92
Список литературы		95
Благодарности		104
Приложение А Верификация процедуры развертки		105
A.0.1	Верификация процедуры развертки для струй, содержащих D^0 -мезон.....	105
A.0.2	Верификация процедуры развертки для струй, содержащих Λ_c^+ -барион	107
Приложение Б Исследование систематических ошибок		109
B.0.1	Вариации параметров анализа данных для струй, содержащих D^0 -мезон.....	109
B.0.2	Вариации параметров анализа данных для струй, содержащих Λ_c^+ -барион	116

Введение

Сильное взаимодействие является одним из четырех фундаментальных взаимодействий в природе. Согласно Стандартной модели физики элементарных частиц, сильное взаимодействие отвечает за связь кварков и глюонов внутри нуклонов и других адронов. Глюон считается калибровочным бозоном данного взаимодействия и является его переносчиком. Сильное взаимодействие возникает, когда кварки начинают обмениваться глюонами. Кварки и глюоны не наблюдаются в свободном состоянии из-за явления конфайнмента, предсказываемого квантовой хромодинамикой, однако, в первые микросекунды рождения вселенной кварки и глюоны могли находиться в свободном состоянии и образовывать особый вид ядерной материи, так называемую кварк-глюонную плазму (КГП).

В лабораторных условиях КГП может быть образована и исследована при значительных плотностях или температурах материи, которые достигаются в ультрарелятивистских столкновениях пучков тяжелых ионов (ядра свинца, ускоренные на Большом Адронном Коллайдере могут достигать энергии 2.76 ТэВ/нуклон) в коллайдерных экспериментах. Столкновения тяжелых ионов позволяют достичь достаточного объема КГП для наблюдения эффектов взаимодействия частиц в среде КГП. Однако, для того, чтобы отделить эффекты, возникающие только в среде КГП, от эффектов, возникающих при взаимодействии частиц в вакууме, необходимо рассмотреть меньшие сталкивающиеся системы – протонные и протон-ядерные столкновения, в которых КГП не образуется в достаточном объеме.

С другой стороны, исследования ядерных процессов, возникающих при столкновениях протон-протон (pp) или протон-свинец (p-Pb) необходимы также для изучения ряда задач квантовой хромодинамики (КХД) в вакууме и эффектов холодной ядерной материи (процессы, протекающие при

столкновении релятивистских пучков до образования горячей КГП).

Образование адронов, содержащих тяжелые кварки (тяжелые ароматы), в столкновениях ультрарелятивистских ядер дает возможность исследовать свойства сильновзаимодействующей материи. В отличие от кварков up (u) и down (d), более тяжелые кварки (strange (s), charm (c), beauty (b)) не присутствуют в качестве валентных кварков в начальном состоянии, но они могут рождаться в ходе ультрарелятивистских столкновений. На ранних стадиях таких столкновений, тяжелые кварки могут рождаться в жестких (пертурбативных) процессах партонного рассеяния при взаимодействии пары глюонов или пары валентных кварков (например, $gg \rightarrow c\bar{c}$, $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$) и посредством возбуждения аромата (например, $gs \rightarrow gc$, $qs \rightarrow qc$). Тяжелые ароматы также могут рождаться в результате последующей партонной эволюции при расщеплении глюонов (например, $g \rightarrow c\bar{c}$). Эти процессы являются доминирующими при рождении тяжелых ароматов с высоким поперечным импульсом (p_T). При низких поперечных импульсах p_T образование тяжелых ароматов происходит путем непертурбативных процессов [1, 2].

Стоит отметить, что тяжелые, в частности, очарованные кварки образуются на ранней стадии формирования КГП и большая их часть не претерпевает изменений при эволюции среды. Редкие превращения с изменением аромата возможны при взаимодействиях кварка в среде, в результате теплового рождения или распада [2]. Таким образом, тяжелые кварки несут информацию о всем процессе развития среды и их зачастую используют в качестве инструмента исследований вплоть до малых импульсов ($p \approx 0$).

В экспериментах по столкновению частиц высоких энергий изучаются продукты адронизации тяжелых кварков. В качестве методов исследования фрагментации тяжелых кварков можно использовать корреляции наблюдаемых, а также проводить исследования функции фрагментации адронных струй, возникающих при рождении тяжелых кварков.

Измерения с адронными струями, содержащими тяжелые кварки, дают прямой доступ к начальной кинематике партонов и могут обеспечить дополнительные ограничения на потерю энергии тяжелыми кварками [3]. Исследования pp-столкновений необходимы для определения параметров

образования и фрагментации тяжелых кварков в вакууме, что является естественным ориентиром для интерпретации результатов столкновений тяжелых ионов, в которых существенное влияние оказывает горячая ядерная материя, а именно процессы взаимодействия с КГП. Однако в событиях с высокой множественностью наблюдаются признаки коллективности, такие как дальнедействующие корреляции [4, 5], повышенный выход странных частиц [6], которые характерны для образования КГП.

Кроме того, недавние результаты, полученные в коллаборации ALICE (A Large Ion Collider Experiment) на Большом Адронном Коллайдере (БАК) показали, что традиционный подход к теоретическому описанию образования тяжелых кварков в pp -столкновениях недостаточно полно описывает спектры адронов, содержащих очарованные кварки [7, 8]. Соответственно, первым этапом исследований процессов адронизации среды становится изучение соответствующих процессов в вакууме, то есть в протон-протонных столкновениях.

В данной работе были проведены исследования процессов рождения адронов, содержащих тяжелые кварки (тяжелые ароматы) в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 13$ ТэВ в эксперименте ALICE на Большом Адронном Коллайдере. Основной задачей работы являлось изучение радиальных зависимостей в адронных струях, содержащих очарованные кварки. Кроме того, были проведены исследования выходов тяжелых ароматов при помощи корреляций, соответствующих парному рождению очарованных D^0 -мезонов.

Диссертация состоит из пяти основных глав, введения, заключения и двух приложений.

В первой главе рассматриваются теоретические аспекты физики частиц, содержащих тяжелые кварки, проводится обзор литературных источников по данной теме и рассматриваются текущие исследования, включая нерешенные проблемы физики тяжелых ароматов и протон-протонных столкновений.

Во второй главе представлено описание эксперимента ALICE на Большом Адронном Коллайдере. Даны характеристики основных детекторных систем эксперимента, методики регистрации и идентификации частиц, а также приводится описание процедуры поиска и реконструкции треков в эксперименте

ALICE. Кроме того, рассматривается проект модернизации Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE.

В третьей главе представлено исследование радиальной зависимости, возникающей в адронных струях, содержащих тяжелые кварки. При анализе данных эксперимента ALICE получены и исследованы радиальные зависимости струй, содержащих D^0 -мезоны и Λ_c -барионы.

В четвертой главе представлены исследования корреляций рождения пар тяжелых кварков. Для набора данных, полученных в эксперименте ALICE была разработана и применена методика анализа рождения пар $D^0\bar{D}^0$ -мезонов. Пары $D^0\bar{D}^0$ -мезонов могут являться продуктами адронизации соответствующих пар очарованных кварков. В свою очередь, парное рождение тяжелых ароматов является одним из ключевых моментов пертурбативной модели КХД и требует экспериментального подтверждения.

В пятой главе представлены результаты исследований Монолитных Активных Пиксельных Сенсоров (МАПС) для модернизированной Внутренней Трековой Системы (ВТС) эксперимента ALICE. Мотивацией к модернизации ВТС являлась низкая скорость сбора и обработки данных и недостаточная эффективность реконструкции треков частиц в ВТС существовавшей во время первого и второго сеансов работы Большого Адронного Коллайдера (до 2018 года включительно). Эти недостатки особенно сильно влияют на регистрацию редких событий и короткопробежных частиц, таких как адроны, содержащие тяжелые кварки. В рамках реализации программы исследований параметров МАПС, были изучены важнейшие характеристики сенсоров, которые помогут расширить диапазон получаемых экспериментальных данных, в том числе в области адронов, содержащих тяжелые кварки. В итоге, использование новой ВТС позволит увеличить статистику измерений, повысить эффективность регистрации короткоживущих частиц и откроет возможности для реализации новой физической программы эксперимента ALICE после запуска БАК в 2022 г.

Отдельные этапы анализа данных также вынесены в приложения А и Б.

Актуальность темы

Исследование выходов продуктов адронизации тяжелых кварков в ультрарелятивистских столкновениях является одним из наиболее эффективных методов изучения свойств сильновзаимодействующей материи. Основными экспериментальными методами физики тяжелых ароматов является исследование корреляций частиц, а также изучение процессов с участием тяжелых кварков в составе адронных струй, которому уделяется основное внимание в данной работе. Подобные исследования как для столкновений протонов, так и для столкновений тяжелых ионов, включены и в действующую, и в будущую физическую программу крупнейших экспериментов физики высоких энергий (ALICE, CMS, STAR). С расширением области исследований в сторону более тяжелых кварков, ставятся под сомнения традиционные модели, описывающие процессы адронизации даже для простейших систем столкновений. Это требует детальных исследований таких процессов и включения новых наблюдаемых, которые могут дополнить существующую информацию и выявить новые механизмы, влияющие на экспериментальные результаты.

К таким наблюдаемым можно отнести радиальное расстояние от адрона, содержащего тяжелый кварк до оси адронной струи, образовавшейся при рождении этого адрона. Первое экспериментальное исследование радиальных распределений адронов, содержащих тяжелые кварки, в адронных струях было представлено коллаборацией CMS в работе [9]. Еще одна работа по результатам моделирования радиальных зависимостей в адронных струях для top кварка [10] была опубликована в 2021 году, уже после завершения представленного в данной работе исследования.

Кроме того, в данной работе уделяется внимание и другому методу исследований физики тяжелых ароматов – изучению корреляций рождения пар очарованных мезонов. Была разработана методика анализа рождения пар очарованных мезонов для проверки одной из основных гипотез квантовой хромодинамики (о парном рождении тяжелых кварков). Эта методика может быть применена к данным, которые будут получены после модернизации эксперимента ALICE и после увеличения светимости Большого Адронного

Коллайдере. Экспериментальное исследование парного рождения D^0 -мезона представлено работой [11], в эксперименте ALICE подобное исследование ранее не проводилось.

Одной из основных проблем исследований в области физики тяжелых ароматов является несовершенство существующих методов детектирования, поэтому важнейшим этапом работы являлось исследование пиксельных сенсоров нового поколения, применяемых для модернизации ВТС эксперимента ALICE. Помимо ВТС эксперимента ALICE, введенной в эксплуатацию в 2021 году, такие сенсоры могут быть использованы в трековых системах экспериментов MPD и SPD на российском коллайдере NICA, в Дубне [12]. Кроме того, исследуемые сенсоры могут найти и прикладное применение, например, в компьютерной томографии для диагностики и визуализации опухолевых процессов с высокой точностью.

Разработка и исследования прототипов МАПС для модернизированной ВТС эксперимента ALICE велись с 2012 года [13]. В России, такие исследования проводились в СПбГУ и были опубликованы в работе [14]. В представленной диссертации исследования проводились уже для реальных полномасштабных сборок детекторов, которые были установлены во Внутреннюю Трековую Систему эксперимента ALICE.

Цели и задачи работы

Целью диссертации являлось исследование выходов адронов, содержащих тяжелые кварки, в ультрарелятивистских столкновениях на Большом Адронном Коллайдере. В рамках данного исследования были поставлены и решены следующие задачи:

- Обзор теоретических моделей физики тяжелых ароматов в ультрарелятивистских столкновениях
- Обзор методик исследования механизмов адронизации сильновзаимодействующий материи
- Обзор методик регистрации и реконструкции частиц и потоков частиц (адронных струй) в эксперименте ALICE

- Обзор методик анализа данных в эксперименте ALICE
- Разработка метода анализа радиальной зависимости в адронных струях на основе анализа функции фрагментации адронных струй, содержащих тяжелые ароматы
- Анализ радиальных зависимостей для экспериментальных данных, полученных в эксперименте ALICE в pp-столкновениях в период с 2016 по 2018 год
- Разработка метода исследования рождения пар очарованных мезонов в широком диапазоне поперечных импульсов в эксперименте ALICE
- Исследование детекторных систем на основе Монолитных Активных Пиксельных Сенсоров (МАПС) для внешних слоев модернизированной Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE

Теоретическая и практическая значимость работы

Теоретическая и практическая ценность работы определяется разработкой методики анализа радиальной зависимости в адронных струях, содержащих тяжелые кварки, а также разработкой методики анализа рождения пар очарованных мезонов. Показано, что механизмы образования тяжелых кварков и адронных струях могут оказывать определенное влияние на форму радиальных зависимостей. В итоге, показана значимость исследования радиальных зависимостей в адронных струях для изучения процессов адронизации среды.

Также значимость работы обусловлена исследованиями пиксельных сенсоров нового поколения для модернизированной ВТС эксперимента ALICE. Помимо научной ценности таких сенсоров в рамках физической программы эксперимента ALICE, необходимо отметить возможное практическое применение исследованных сенсоров в прикладных задачах радиационного материаловедения и ядерной медицины.

Научная новизна работы

Впервые получены и исследованы радиальные зависимости в адронных струях содержащих очарованные кварки в эксперименте ALICE. Впервые получены и исследованы радиальные зависимости в адронных струях, содержащих Λ_c^+ -барион. Впервые получено отношение радиальных зависимостей для адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион к струям, содержащим D^0 -мезон.

Положения выносимые на защиту

- Методика анализа радиальной зависимости в адронных струях на основе анализа функции фрагментации струй, в которые входят адроны, содержащие тяжелые кварки
- Результаты анализа данных эксперимента ALICE: радиальные зависимости для струй, содержащих Λ_c^+ -барион и D^0 -мезон, а также отношения этих радиальных зависимостей
- Методика анализа рождения пар очарованных мезонов в эксперименте ALICE
- Результаты исследований сборок МАПС для внешних слоев модернизированной ВТС ALICE: исследование шумовых характеристик детекторов МАПС, исследование функции отклика пиксельных сенсоров при воздействии на них ионизирующего излучения, исследование температурных характеристик сборок детекторов

Личный вклад автора

Все основные результаты были получены лично автором или при совместной работе с другими исследователями. Результаты, представленные в данной работе были включены в Выпускную Квалификационную Работу [15].

Автором разработана и применена методика исследования радиальных зависимостей в адронных струях. Для данного исследования автором был создан программный код на основе программного обеспечения для исследования

функции фрагментации Λ_c^+ -бариона. Данный код был использован для анализа событий, реконструированных в эксперименте ALICE, содержащих Λ_c^+ -барионы и D_0 -мезоны.

Для исследования парного рождения D_0 -мезонов автором был написан программный код, который был применен для анализа событий, реконструированных в эксперименте ALICE, содержащих D_0 -мезоны.

В рамках изучения характеристик МАПС для модернизированной ВТС эксперимента ALICE лично автором были исследованы и протестированы порядка 70% сборок средних и внешних слоев ВТС. Также автором был сделан вклад в разработку программного обеспечения для исследования характеристик МАПС.

Достоверность полученных результатов

Для полученных результатов анализа экспериментальных данных их достоверность обеспечивается многочисленными обсуждениями всех этапов анализа с международной рабочей группой физики тяжелых ароматов коллаборации ALICE. Для каждого из этапов анализа данных было проведено изучение флуктуаций полученных результатов при изменении параметров исследования. Учет флуктуаций полученных результатов был включен в систематическую ошибку исследований. Для отдельных этапов анализа, по возможности, было проведено сравнение полученных результатов с ранее опубликованными результатами сопоставимых исследований и результатами Монте-Карло моделирования.

Результаты исследования МАПС для модернизированной ВТС эксперимента ALICE подтверждаются как последующими исследованиями ВТС в рамках рабочих смен по введению в эксплуатацию модернизированной ВТС, так и результатами работы ВТС при регистрации столкновений пробных пучков БАК в 2021 году.

Апробация работы

Результаты работы были представлены на международных конференциях и международных совещаниях:

1. T. Lazareva, G.M. Innocenti, V.Kucera, N. Zardoshti, Λ_c^- and D_0 –jets radial displacement, ALICE Physics Forum,
<https://indico.cern.ch/event/1029235/>
2. V. Zherebchevsky, T. Lazareva et. al., Silicon Pixel Detectors for the Inner Tracking System of MPD Experiment at the NICA collider, 75Th International Conference «Nucleus-2020»
3. T.Lazareva, Assembly and Commissioning of the ALICE ITS Upgrade, The 28th International Workshop on Vertex Detectors «Vertex-2019», 13.10.2019 – 18.10.2019, Lopud Island, Croatia
4. T. V. Lazareva, F. F. Valiev, V. I. Zherebchevsky, D. G. Nesterov, G. A. Feofilov, New detector for studying cumulative processes in hadronic collisions , Nucleus-2018, 2–7 Jul. 2018, Voronezh
5. T. V. Lazareva on behalf of the ALICE collaboration, Upgrade of the ALICE Inner Tracking System, Nucleus-2019, 1 – 7 Jul. 2019, Dubna
6. T. Lazareva, V. Zherebchevsky, G. Feofilov, D. Nesterov, N. Maltzev on behalf of the ALICE collaboration, Pixel detectors for experiments at the NICA collider, AYSS-2018, 23 – 27 April 2018, Dubna

Основные результаты анализа данных были одобрены и приняты в качестве официальных результатов эксперимента ALICE [16], и вошли в доклады от имени коллаборации ALICE:

- Gian Michele Innocenti for the ALICE collaboration, Recent experimental open heavy-flavor results, The 19th International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2021), 17–22 May 2021, Online
- Andrea Dubla for the ALICE collaboration, Jet substructure of heavy-flavour tagged jets with ALICE at the LHC, EPS2021 - European Physical Society conference on high energy physics 2021, July 26-30, 2021

Публикации по теме работы ¹:

1. V.I. Zherebchevsky, T.V. Lazareva et al., Experimental investigation of new ultra-lightweight support and cooling structures for the new Inner Tracking System of the ALICE Detector, Journal of Instrumentation 13(08):T08003-T08003 DOI:10.1088/1748-0221/13/08/T08003, 2018
2. M.Deveaux, A.Aduszkiewicz, ..., T.Lazareva et al., The Small Acceptance Vertex Detector of NA61/SHINE, EDP Sciences, Vol. 171. 6 p. 10003. (EPJ Web of Conferences; vol. 171), 2018.
3. T.V. Lazareva et al., A New Detector for Studying Cumulative Processes in Hadronic Collisions, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 83, 9, p. 1155-1160, 2019.
4. V.I. Zherebchevsky, T.V. Lazareva et al., Silicon Pixel Detectors for the Inner Tracking System of the MPD Experiment at the NICA Collider, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2021, Vol. 85, No. 5, pp. 541–547.
5. S. Acharya, D. Adamová, ..., V. Zherebchevsky, T. Lazareva et al. (ALICE collaboration), Measurement of the production of charm jets tagged with D^0 mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, JHEP 08(2019)133
6. S. Acharya, D. Adamová, ..., V. Zherebchevsky, T. Lazareva et al. (ALICE collaboration), Λ_c^+ production and baryon-to-meson ratios in pp and p-Pb collisions $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the LHC, Phys. Rev. Lett. 127 (2021) 202301
7. S. Acharya, D. Adamová, ..., V. Zherebchevsky, T. Lazareva et al. (ALICE collaboration), Observation of a multiplicity dependence in the pT-differential charm baryon-to-meson ratios in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, preprint: arXiv:2111.11948

В 2022 году готовится к публикации статья непосредственно по результатам анализа данных, представленного в данной работе

¹Полный список публикаций в составе коллаборации ALICE: InspireHEP: Tatiana Lazareva

- ALICE collaboration, Measurement of in-jet production of Λ_c baryons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV with radial displacement analysis for Λ_c and D^0 tagged jets

Используемые обозначения и сокращения

ALICE – A Large Ion Collider Experiment

БАК – Большой Адронный Коллайдер

КХД – Квантовая хромодинамика

КГП – Кварк-глюонная плазма

ВТС – Внутренняя Трековая Система

КМОП – Комплиментарная структура металл-оксид-проводник

МАПС – Монолитные Активные Пиксельные Сенсоры

ГЛАВА 1

Исследования процессов адронизации сильновзаимодействующей материи

Адроны, содержащие тяжелые кварки, образуются в столкновениях элементарных частиц и ядер высоких энергий в результате фрагментации соответствующих кварков, возникающих в процессах жесткого рассеяния на ранних стадиях столкновения. В частности, столкновения тяжелых ионов позволяют достичь достаточного объема системы столкновения (рисунок 1.1) для возможности изучения вещества в состоянии деконфайнмента – кварк-глюонной плазмы (КГП) – и процессов его адронизации.

В результате ультрарелятивистского столкновения достигаются экстремально высокие температура и плотность энергии порядка нескольких ГэВ/фм³, в результате чего кварки и глюоны переходят в свободное состояние и почти сразу термализуются в КГП, образуя так называемый файербол. Файербол достаточно быстро расширяется и остывает до критической температуры T_c , после чего кварки и глюоны связываются и образуют адронный газ (рисунок 1.1). В адронном газе происходят неупругие столкновения партонов с изменением ароматов. Далее система охлаждается до температуры химического вымораживания, в этот момент прекращаются неупругие столкновения адронов и адронный состав становится постоянным. Затем, температура достигает кинематического вымораживания, когда упругие столкновения также прекращаются. Именно в таком состоянии, частицы достигают детектора.

Так как большая часть тяжелых кварков рождается в самые первые моменты столкновения, они являются инструментом исследования эволюции системы столкновения в течение всего времени ее существования. Тем не менее, длина распада тяжелых ароматов достаточно мала, и, например, для D^0

мезона, состоящего из очарованного кварка и u антикварка, собственная длина распада $c\tau$ составляет порядка 123 мкм [17]. Поэтому в детекторе могут быть зарегистрированы продукты распада адронов, содержащих тяжелые кварки.

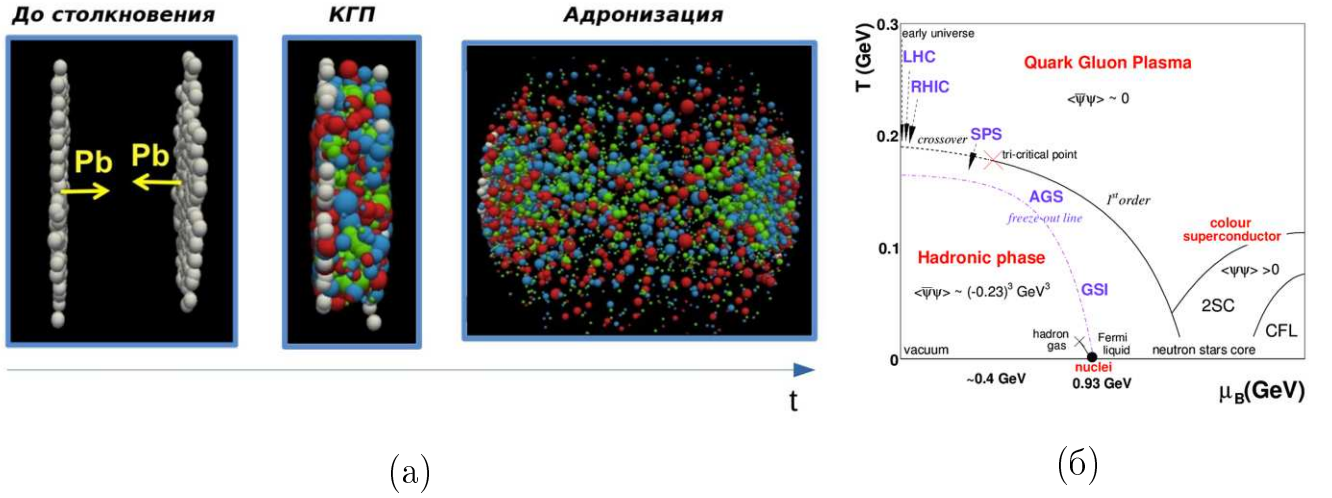


Figure 1.1: (a) Эволюция центрального ультрарелятивистского столкновения ионов свинца; (б) Фазовая диаграмма адронной материи [18]

Следующей важнейшей задачей после регистрации частиц является интерпретация полученных результатов. Успешное описание экспериментальных результатов достигается при помощи пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД).

1.1 Квантовая хромодинамика, партонная модель

Одной из основных целей пертурбативной КХД является описание партонной модели в рамках теории поля. Партонная модель [19, 20] возникла как следствие экспериментальных наблюдений [21, 22, 23], свидетельствующих об эффекте скейлинга. Данный эффект можно объяснить предположив, что в протонах существуют точечные заряженные конститuenty, которые в КХД представляются как морские и валентные кварки. Эти конститuenty не взаимодействуют между собой и имеют пренебрежимо малый поперечный импульс, при этом каждый из них с некоторой вероятностью несет долю импульса составного адрона. В таком случае, сечения адронных процессов при большом переданном импульсе могут быть вычислены через сечения взаимодействия отдельных партонов и их партонные функции распределения. Аккуратное теоретическое описание партонных процессов

позволит уточнить модельные предсказания. Одним из преимуществ описания партонной модели в рамках пертурбативной КХД является возможность описания жестких процессов рождения кварк-антикварковых пар и адронных струй, происходящих в начальные моменты столкновения. Наиболее распространенный теоретический подход к описанию сечений адронных процессов основан на теореме факторизации КХД [24].

1.2 Теорема факторизации

Теорема факторизации предполагает, что среднее время партон-партонного взаимодействия короче, чем время любых взаимодействий партон-адрон на длинной дистанции внутри ядра в состоянии конфайнмента до или после столкновения. Соответственно можно разделить ближние и дальние процессы для вычисления полного сечения рождения адронов. Ближние процессы могут быть описаны в рамках пертурбативной КХД, а дальние процессы могут быть описаны только в непертурбативном режиме. Теорема факторизации предполагает, что сечение рождения адрона в столкновении адронов или ядер, рассчитывается как свертка трех независимых членов: функции распределения входящих партон-ов (PDF), сечения партонного рассеяния, в результате которого рождаются тяжелые кварки, и функции фрагментации (FF), которая параметризует непертурбативную эволюцию тяжелого кварка в заданный вид адрона [18]:

$$d\sigma_{AB \rightarrow h}^{hard} = f_{a/A}(x_a, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_b, Q^2) \otimes d\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_a, x_b, Q^2) \otimes D_{c \rightarrow h}(z, Q^2), \quad (1.2.1)$$

Где:

- $f_{a/A}(x_a, Q^2)$ – функция распределения партона, соответствующее вероятности нахождения партона с ароматом a в сталкивающейся частице A и несущая долю импульса нуклона $x = \frac{p_a}{p_A}$. Партонные функции распределения необходимы для определения партон-ов, участвующих в последующем рассеянии, при этом аналитическое описание с использованием пертурбативной КХД невозможно в связи с широким диапазоном импульсов, включающим мягкую область. Полагая, что функции распределения партона неизменны для всех систем столкновения, для их вычисления используются экспериментальные

данные, в том числе по глубоконеупругому рассеянию, а также уравнения Докшицера-Грибова-Липатова-Альтерелли-Паризи (ДГЛАП) [25, 26, 27, 28] и Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (БФКЛ)[29], которые отражают эволюцию кварковых и глюонных распределений в нуклоне при изменении Q^2 и x ;

- $\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_a, x_b, Q^2)$ – сечение жесткого партонного процесса $a + b \rightarrow c + X$. Так как для жестких процессов с высоким импульсом константа взаимодействия мала, сечение можно вычислить с использованием пертурбативной КХД;
- $D_{c \rightarrow h}(z, Q^2)$ – функция фрагментации соответствующая вероятности фрагментации партона c в адрон h с долей импульса партона $z = \frac{p_h}{p_c}$. Процессы протекающие при фрагментации по определению являются непертурбативными, соответственно их механизм не может быть описан аналитически. Также как и в случае партонных распределений, они определяются из уравнений ДГЛАП и БФКЛ с параметрами извлеченными или экстраполированными из экспериментальных данных.

Схематическое представление применения теоремы факторизации представлено на рисунке 1.2. В левой части диаграммы представлены партонные распределения сталкивающихся адронов, в центре – процесс жесткого партонного рассеяния, а в правой части представлены функции фрагментации двух адронных струй, образованных в результате столкновения.

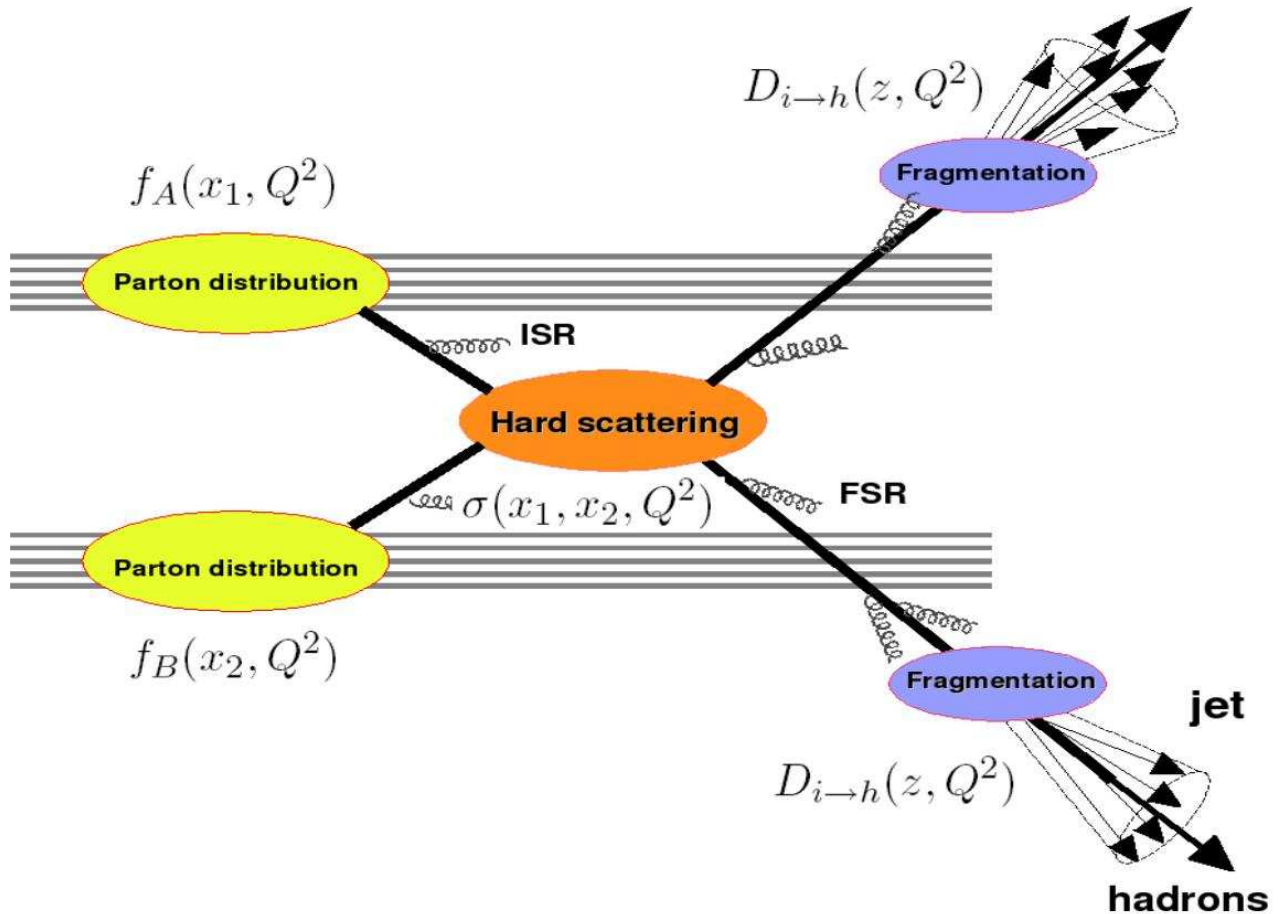


Figure 1.2: Схематическое представление применения теоремы факторизации при формировании двух адронных струй [18]

1.3 Моделирование процессов, возникающих при взаимодействии частиц в физике высоких энергий

Для моделирования процессов в физике высоких энергий используются генераторы событий – специальные программные библиотеки, описывающие рождение, взаимодействие и распады частиц, например в ультрарелятивистских столкновениях. Генераторы событий учитывают как традиционные модели квантовой хромодинамики (пертурбативная КХД, теорема факторизации и т.д.), так и феноменологические модели, хорошо воспроизводящие те или иные эффекты, наблюдаемые в эксперименте. Вероятность того или иного процесса в генераторах событий оценивается по методу Монте-Карло [30]. Наиболее распространенным генератором событий в физике высоких энергий является генератор событий PYTHIA [31]. Пакет

РУТНІА содержит набор теоретических и экспериментальных моделей, описывающих жесткие и мягкие взаимодействия, партонные распределения, партонные ливни в начальном и конечном состояниях, многопартонные взаимодействия, адронизацию, включая полные и парциальные сечения различных процессов.

Генератор событий РУТНІА основывается на лундовской модели фрагментации струны ([32, 33]). Согласно данной модели между носителями цветового заряда, находящимися на расстоянии ~ 1 фм формируется безмассовая струна за счет натяжения линий цветового поля. Традиционно в моделях Монте-Карло рассматривается приближение ведущего цвета, когда один из кварков в финальном состоянии соединен струной с исключительно одним партоном, а каждый глюон, несущий цвет и антицвет соединен с двумя партонами. Обычно подразумевается, что на противоположных концах струны располагается кварк и антикварк.

Генератор событий РУТНІА включает в себя множество подпроцессов, таких как жесткие процессы КХД (Hard QCD), мягкие процессы КХД (Soft QCD), пересоединение цветовых потоков (color reconnection), расталкивание струн (string showing), струнные веревки (string ropes) и др, и, соответственно большое количество свободных параметров. Выделяют отдельные наборы параметров (tunes), оптимизированные в тех или иных условиях. Так, наиболее распространенными наборами являются Monash и Perugia 0 [34, 35] в которых параметры адаптированы для изучения столкновений адронов на БАК. Такие параметры генератора хорошо описывают жесткие процессы. Более мягкие процессы лучше описываются наборами параметров SoftQCD, где при формировании удерживающих потенциалов (струн) учитываются корреляции цветов за пределами приближения основного цвета [36]. При этом, диполи связанных партонов могут рассматриваться как отдельные псевдочастицы, а вероятность формирования определенного $SU(3)$ мультиплет (адрона) определяется путем минимизации потенциальной энергии струны. Основным набором параметров SoftQCD является набор параметров SoftQCD Mode 2, который требует строгое соблюдение принципа причинности для всех диполей.

1.4 Обзор экспериментальных данных

Теоретические расчеты, основанные на теореме факторизации, до сих пор основывались на предположении, что функция фрагментации, которая обычно измеряется в электрон-электронных (электрон-позитронных) столкновениях [37], универсальна для всех систем столкновений и энергий.

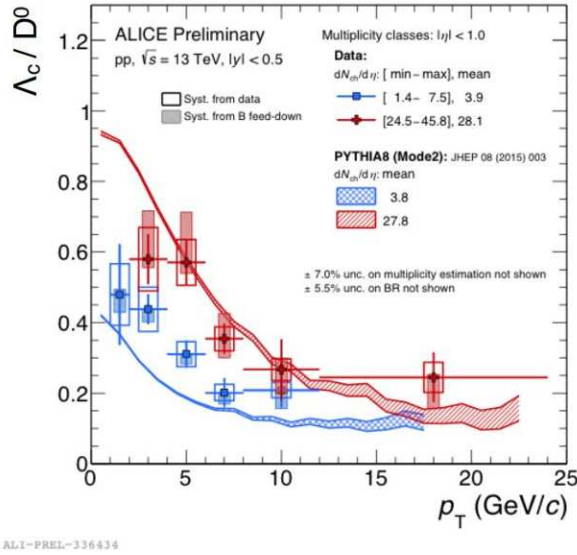
Такого рода расчеты, были проверены в экспериментах на Большом Адронном Коллайдере (БАК). Пертурбативные вычисления следующего-за-ведущим порядка (Next-to-Leading Order) с пересуммированием следующего-за-ведущим логарифма, как было показано в [38, 39, 40, 41], успешно описывают образование странных и очарованных не-странных мезонов, а также их отношения как функцию поперечного импульса и скорости в протон-протонных (pp) столкновениях в широком диапазоне энергий центра масс [2, 42, 43, 44, 45]. Этот широкий набор экспериментов подтвердил обоснованность теоретической базы, принятой для описания образования тяжелых ароматов, и предоставил экспериментальные доказательства того, что процесс адронизации очарованных мезонов в pp-столкновениях может быть описан при помощи функций фрагментации, извлеченных из электрон-электронных (ee) или электрон-протонных (ep) столкновений.

С другой стороны, измеренные сечения рождения Λ_c^+ в pp-столкновениях ставят под сомнение гипотезу об универсальности функции фрагментации для очарованных барионов [7, 8]. Впервые подобная проблема наблюдалась в AuAu столкновениях на RHIC [46, 47], где увеличенное рождение барионов по сравнению с ep и pp столкновениями наблюдалось для отношений выходов π/p и Λ/K_s^0 . Исследование рождения Λ_c^+ -бариона как функции поперечного импульса, проведенное коллаборацией ALICE для pp-столкновений при 5 ТэВ [8], показало увеличение сечения Λ_c^+ по сравнению с теоретическими предсказаниями при низких поперечных импульсах p_T . В качестве теоретических моделей были использованы расчеты, выполненные с помощью PYTHIA 8 в модификации Monash [34], а также расчеты при помощи генератора событий HERWIG 7 [48], также учитывающего модели пересоединения цветов. Оба генератора событий использовали функцию фрагментации очарованных кварков, основанную на измерениях для ee и ep столкновений [38, 39].

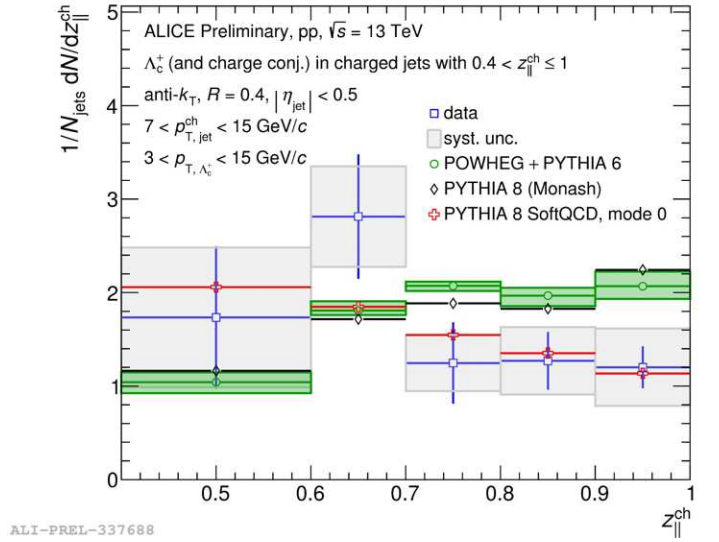
Отношение выходов Λ_c^+ -барионов к D^0 -мезонам, которое было вычислено для выделения эффекта фрагментации, находилось в диапазоне от ~ 0.6 в интервале $1 < p_T < 2$ ГэВ/с до ~ 0.3 для $8 < p_T < 12$ ГэВ/с, в то время как PYTHIA 8 в модификации Monash и HERWIG 7 предсказывали относительно постоянное соотношение $\Lambda_c^+/D^0 \sim 0.1$.

Значительное увеличение отношения Λ_c^+/D^0 по сравнению с теоретическими моделями также наблюдалось для низких множественностей в исследовании интервалов множественности, выполненном коллаборацией ALICE для столкновений при 13 ТэВ [49] (см. Рис. 1.3 (а)).

Этот широкий набор экспериментальных наблюдений предполагает, что механизмы адронизации очарованных барионов в pp-столкновениях отличны от механизмов адронизации очарованных барионов в ee или ер-столкновениях, что ставит под сомнение основную гипотезу теоремы факторизации. Это также подтверждается теоретическими расчетами, которые включают новые механизмы адронизации, выходящие за рамки традиционной фрагментации в вакууме. Гораздо лучшее согласие с полученными в эксперименте ALICE результатами для отношения Λ_c^+/D^0 , достигается расчетами PYTHIA 8, которые включают механизмы пересоединения цветов за пределами приближения основного цвета [36], или расчетами на основе формализма Вигнера и релятивистской ланжевеновской динамики, которые включают механизмы формирования очарования через коалесценцию в присутствии материи в состоянии деконфайнмента [50].



(a)



(б)

Figure 1.3: (а) отношение Λ_c^+/D^0 как функция p_T по сравнению с теоретическими моделями для классов множественности $\{1-9\}$, $\{60-99\}$ [49]; (б) функция фрагментации адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, в зависимости от доли импульса струи, переносимого данным барионом [51]

Несмотря на многочисленные экспериментальные свидетельства существования отличных от общепринятых механизмов адронизации в pp -столкновениях, микроскопическое понимание природы этих новых явлений еще не достигнуто. В свою очередь, исследование адронных струй, содержащих очарованный кварк, может дать новое, более детальное понимание механизмов адронизации по сравнению с распределениями и отношениями отдельных частиц. Действительно, поперечный импульс струи и направление оси струи сильно коррелируют с начальной энергией и направлением рассеянного кварка. Возможность одновременного доступа к адрону в конечном состоянии и к начальной кинематике очарованных кварков может позволить прямые исследования динамических свойств адронизации.

Первое измерение функции фрагментации адронных струй содержащих Λ_c^+ -барион в зависимости от доли импульса струи, переносимого Λ_c^+ , было получено в pp -столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 13$ ТэВ (Рис.1.3 (б), [51]). Было показано, что наилучшее соответствие измеренной функции фрагментации наблюдается в модели PYTHIA 8 SoftQCD, включающей пересоединение цветов.

В качестве дополнительных исследований функции фрагментации адронных струй было предложено изучить радиальную зависимость

адронных струй, содержащих Λ_c^+ и D^0 адроны, и получить соответствующее отношение выходов барионов к мезонам, измеренное в столкновениях pp при $\sqrt{s_{NN}} = 13$ ТэВ в эксперименте ALICE в период с 2016 по 2018 год.

Подобное исследование (исследование диффузии очарованных кварков внутри адронных струй) было впервые выполнено коллаборацией CMS для струй содержащих D^0 -мезоны в столкновениях pp и PbPb в [9]. Данная работа показала разницу в радиальном распределении D^0 -мезонов в столкновениях pp по сравнению с PbPb, с учетом значительной погрешности. Таким образом, была показана чувствительность радиальной зависимости к микроскопическим эффектам горячей ядерной материи, в частности данные зависимости отражали эффекты гашения струй в PbPb столкновениях (см. Рис.1.4).

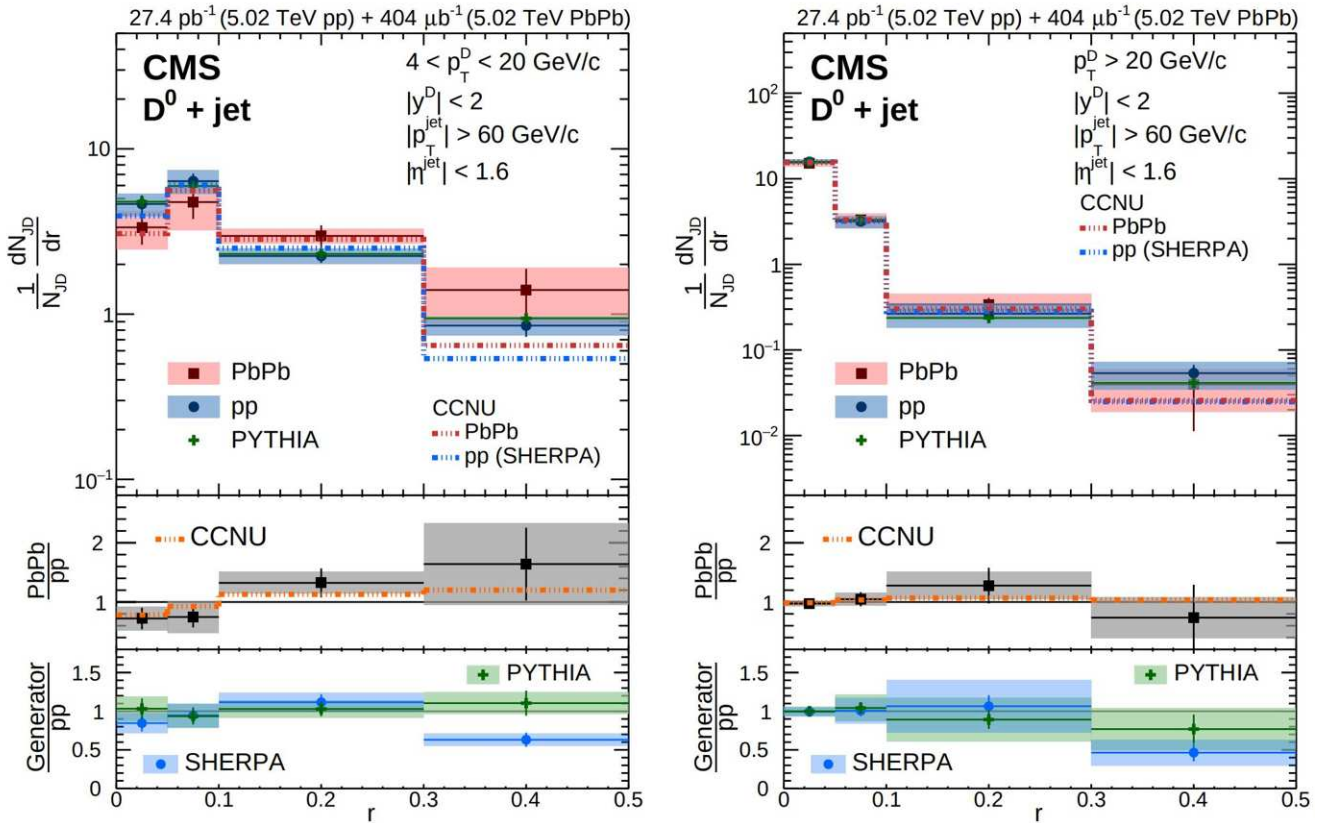


Figure 1.4: Распределение D^0 -мезонов в адронных струях в зависимости от радиального расстояния от адрона до оси струи (r) в pp и PbPb-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Измерение проводится в диапазоне $p_{T,D^0} = \{4, 20\}$ ГэВ/с (слева) и $p_{T,D^0} > 20$ ГэВ/с (справа). Соотношения радиальных распределений струй, содержащих D^0 -мезон, для данных PbPb и pp показаны на средних панелях. На нижних панелях представлены отношения радиальных распределений струй, содержащих D^0 -мезон для двух генераторов событий MC [9].

Чтобы проверить предположение о том, что микроскопические эффекты

взаимодействия партонов оказывают влияние на радиальные зависимости и для струй, полученных в столкновениях протонов, было проведено исследование радиальных зависимостей для изучения эффекта декорреляции, возникающего в результате процессов рекомбинации в протон-протонных столкновениях. Исследуемой величиной является безразмерный угловой параметр r , который представляет собой радиальное расстояние между осью струи и адроном, содержащим тяжелый кварк:

$$r = \sqrt{(\phi_{\text{jet}} - \phi_{\text{HF}})^2 + (\eta_{\text{jet}} - \eta_{\text{HF}})^2} \quad (1.4.1)$$

Где:

- ϕ_{jet} и ϕ_{HF} азимутальные углы струи и адрона, соответственно
- η_{jet} и η_{HF} псевдобыстроты струи и адрона, соответственно

Цель данного анализа - оценить влияние механизмов адронизации на радиальные зависимости адронных струй, содержащих тяжелые ароматы.

Кроме того, в работе была рассмотрена возможность экспериментальной проверки гипотезы о парном рождении кварков. Эта гипотеза является основой пертурбативной КХД и модели Лунда, где рождение партонов происходит парами кварк-антикварк, при этом частица и античастица разлетаются в противоположных направлениях под углом 180° . Подобное исследование было проведено коллаборацией LHCb в работе [11]. В рамках данной работы была сделана попытка выделения сигнала пар $D^0\bar{D}^0$ мезона как продуктов фрагментации пар $c\bar{c}$ кварков, зарегистрированных в эксперименте ALICE.

ГЛАВА 2

Эксперимент ALICE на Большом Адронном Коллайдере

Эксперимент ALICE является одним из экспериментов, реализуемых на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРН. Детекторный комплекс ALICE предназначен для изучения свойств сильновзаимодействующей материи в столкновениях тяжелых ионов, а также протон-протонных и протон-ядерных столкновениях. Главные исследования сконцентрированы в области изучения кварк-глюонной плазмы и частиц, которые могут характеризовать ее состояние.

2.1 Основные детекторные системы эксперимента ALICE

Основные детекторные системы эксперимента ALICE можно отнести к следующим категориям:

- Позиционно чувствительные детекторы, обеспечивающие восстановление траекторий частиц (ITS, TPC);
- Детекторы для идентификации частиц (TPC, TRD, TOF, HMPID);
- Детекторы множественности заряженных частиц (PMD, FMD, V0);
- Калориметры (T0, ZDC, EMCal, PHOS, мюонный спектрометр).

Общая схема детектора ALICE представлена на Рис.2.1.

THE ALICE DETECTOR

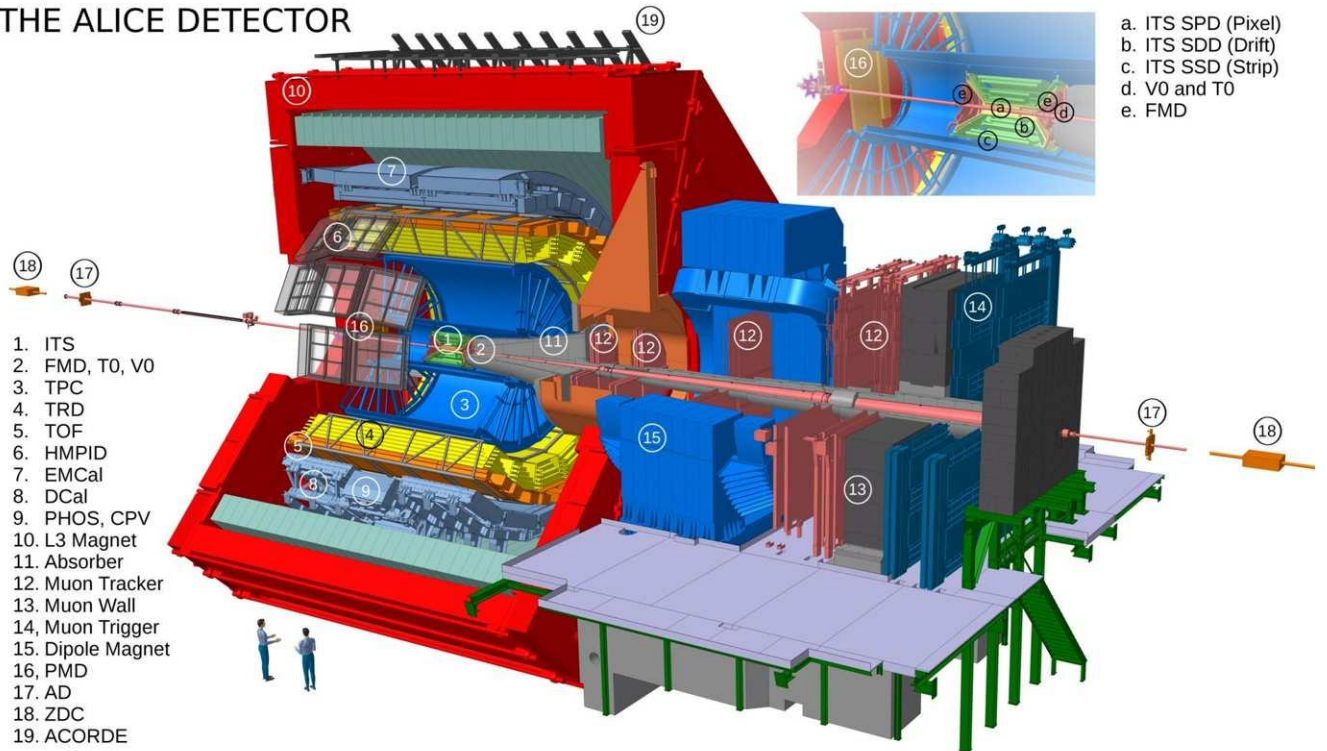


Figure 2.1: Схема экспериментальной установки ALICE [52]

Рассмотрим более подробно основные системы детекторов, ответственные за регистрацию адронов, содержащих тяжелые кварки в эксперименте ALICE [53, 54]. Указанные детекторные системы представлены в техническом исполнении до модернизации эксперимента ALICE, проведенной в 2018-2021 гг.

1. Внутренняя трековая система (Inner Tracking System – ITS).

Внутренняя трековая система является ближайшим к точке столкновения пучков детекторным комплексом и состоит из шести цилиндрических слоев кремниевых детекторов, реализующих три различные технологии: кремниевые гибридные пиксельные детекторы (Silicon Pixel Detectors – SPD), кремниевые дрейфовые детекторы (Silicon Drift Detectors – SDD) и кремниевые стриповые детекторы (Silicon Strip Detector – SSD). Слои SPD содержат 9.8×10^6 пикселей размером 50×425 мкм². Близость пиксельных детекторов к точке столкновения пучков в сочетании с высоким пространственным разрешением обеспечивает разрешение по прицельному параметру трека по отношению к первичной вершине менее 75 мкм для треков с поперечным импульсом $p_T > 1$ ГэВ/с. Слои дрейфовых и стриповых детекторов, помимо позиционной

чувствительности, также дают вклад в определение потерь энергии заряженных частиц (dE/dx).

Внутренняя трековая система охватывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$. При этом первый слой охватывает область псевдобыстрот $|\eta| < 1.8$, что предоставляет возможность непрерывно измерять множественность событий (совместно с детектором множественности FMD).

Основной проблемой данной ВТС является значительное ограничение по скорости обработки информации: максимальная частота считывания составляет 1 кГц при мертвом времени приближающимся к 100%. В связи с этим после 2018 года (в период Long Shutdown 2) ВТС была заменена на новую, в состав которой уже вошли детекторные модули, обладающие рядом отличительных особенностей (подробно в пункте 2.3).

2. Времяпроекционная камера (Time Projection Chamber – TPC)

Времяпроекционная камера TPC представляет собой цилиндр длиной 510 см с внутренним радиусом 85 см и внешним радиусом 250 см. Времяпроекционная камера охватывает область псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$ и полный азимутальный угол. Камера заполнена смесью газов Ne(90%) и CO₂(10%), при этом времяпроекционная камера разделена мембраной на две части. Между мембраной и торцевыми частями детектора приложено напряжение 100кВ, обеспечивающее дрейф ионизированных атомов к торцам детектора. В торцах детектора расположены многопроволочные пропорциональные камеры, разделенные на 18 сегментов, с которых происходит считывание информации. Траектории заряженных частиц, пересекающих объем времяпроекционной камеры, восстанавливаются по ионизации, произведенной в газе. Идентификация частиц во времяпроекционной камере основана на потерях их энергии (dE/dx) в газе. Детектор ALICE способен восстанавливать треки заряженных частиц с поперечным импульсом от $p_T = 0.15$ ГэВ/с до $p_T = 20$ ГэВ/с с разрешением порядка 2%.

Основной проблемой, возникшей при эксплуатации TPC стало сильное искажение дрейфовых траекторий на краях некоторых считывающих камер, связанное с локальной аккумуляцией зарядов в камерах [55].

3. **Времяпролетный детектор (Time-of-Flight – TOF).**
 Времяпролетный детектор предназначен для идентификации частиц в средней области импульсов (до 2.5 ГэВ/с для пионов и каонов и до 4 ГэВ/с для протонов). TOF состоит из массива камер с зазорами, содержащих резистивные пластины и заполненных газом (Multigap Resistive Plate Chamber, MRPC) и охватывает область псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$ и полный азимутальный угол. Идентификация частиц обеспечивается измерением времени пролета частицы от точки столкновения пучков до попадания частицы в элемент время-пролетного детектора MRPC. Начальной точкой отсчета времени для TOF может являться либо попадание частиц в черенковский счетчик T0, либо попадание самых первых частиц после столкновения в объем самого TOF (с учетом специальной калибровки). Использование комбинации TPC и TOF обеспечивают разделение пионов и каонов на уровне 3σ для частиц с поперечным импульсом $0.5 < p_T < 2$ ГэВ/с.
4. **Детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector – TRD).** Детектор переходного излучения предназначен для идентификации электронов с импульсом больше 1 ГэВ/с, а также как триггер для частиц с большим поперечным импульсом. Принцип работы детектора основан на измерении переходного излучения при пересечении частицей границы двух материалов с различной диэлектрической проницаемостью.
5. **Детектор для идентификации частиц с большими импульсами (High-Momentum Particle Identification Detector – HMPID).** HMPID является кольцевым черенковским детектором (RICH), предназначенным для измерения импульсов больше 1 ГэВ/с.
6. **Фотонный спектрометр (PHOton Spectrometer – PHOS).**
 Фотонный спектрометр высокого разрешения предназначен для исследования тепловых и динамических свойств начальной фазы столкновения, а также для исследования эффекта гашения струй. Электромагнитный калориметр PHOS использует в своей конструкции

сцинтилляционные модули на основе кристаллов вольфрамата свинца. Он закрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 0.12$ и может регистрировать не только фотоны, но и адроны (в том числе и нейтральные). Выделение событий с участием данного класса адронов проводится с использованием топологического анализа развития ливня.

7. **Электромагнитный калориметр (Electro-Magnetic Calorimeter – EMCaI).** EMCaI представляет собой большой цилиндрический калориметр на основе свинца и сцинтилляторов, предназначенный для идентификации частиц с большими поперечными импульсами. Каждый детекторный модуль калориметра состоит из набора: 1.44 мм свинец/1.76 мм сцинтиллятор. Считывание сигнала со сцинтиллятора осуществляется с помощью спектросмещающих волокон соединенными с лавинными фотодиодами. Волокна проходят продольно через всю сборку свинец/сцинтиллятор.
8. **Детектор космического излучения (A COsmic Ray DEtector – ACCORDE).** Детектор космического излучения представляет собой сборку пластических сцинтилляторов, расположенных на верхней поверхности основного магнита.
9. **Мюонный спектрометр.** Регистрация мюонов происходит в области псевдобыстрот $-4.0 < |\eta| < -2.0$. Регистрация распадов в каналах $\mu^+\mu^-$ позволяет измерить спектры векторных мезонов, содержащих тяжелые ароматы, таких как J/ψ резонансы, а также ϕ -мезоны.
10. **Калориметры нулевого угла (Zero Degree Calorimeter – ZDC).** Калориметры нулевого угла позволяют определять центральность в PbPb столкновениях путем измерения энергии нуклонов-спектаторов, не участвовавших в столкновении и летящих по направлению пучка (под углом 0°). Два набора калориметров располагаются на расстоянии 116 м с обеих сторон от точки взаимодействия. Каждый из калориметров состоит из двух детекторов, расположенных вблизи оси пучка. В магнитном поле дипольного сепаратора, происходит разделение протонов и нейтронов, и, таким образом, один детектор регистрирует

спектаторные протоны, а другой нейтроны. Калориметры ZDC состоят из металлических пластин (для детектора нейтронов - вольфрам, для детектора протонов - латунь) в которые имплементированы кварцевые волокна. Адроны присутствующие в ливне, возникающем при взаимодействии протонов и нейтронов с материалом пластин, создают в кварцевых волокнах черенковское излучение, которое затем регистрируется специальным фотоэлектронным умножителем. Также ZDC дополняются электромагнитными калориметрами, расположенными на расстоянии 7 м от ZDC (вдоль оси пучка).

11. **Детекторы множественности (Forward Multiplicity Detector – FMD, Photon Multiplicity Detector – PMD).** Передний детектор множественности (FMD) представляет из себя кремниевый стриповый детектор позволяющий измерять множественность частиц в области быстрот ($-3.4 \leq \eta \leq -1.7$, $1.7 \leq \eta \leq 5.0$). Фотонный детектор множественности (PMD) позволяет измерять множественность фотонов в области псевдобыстрот $2.3 \leq \eta \leq 3.7$
12. **Детектор V0.** Детектор V0 состоит из двух массивов сцинтилляционных счетчиков, расположенных по обе стороны от точки взаимодействия на расстоянии -90 и 340 см от нее и охватывает область псевдобыстрот $-3.7 \leq \eta \leq -1.7$ и $2.8 \leq \eta \leq 5.1$. Детектор V0 обеспечивает триггирование событий с минимальным взаимодействием (min-bias). Так как количество частиц зарегистрированных в детекторе V0 зависит от количества частиц в событии, можно определить класс центральности события как функцию множественности. Кроме того детектор V0 используется при измерении интенсивности взаимодействия частиц при столкновении пучков – светимости.
13. **Детектор T0.** Детектор T0 состоит из двух массивов Черенковских счетчиков, расположенных по обе стороны от точки взаимодействия на расстояниях -72 и 375 см и охватывающих области псевдобыстрот $-3.28 \leq \eta \leq -2.97$ и $4.61 \leq \eta \leq 4.92$. Детектор T0 определяет начальную точку отсчета времени для времяпролетного детектора, данный сигнал соответствует моменту столкновения (с учетом

времени задержки сигнала) и определяет триггер нулевого уровня (L0). Кроме того, данный детектор позволяет определить положение точки столкновения встречных пучков.

Система триггеров в детекторе ALICE разделена на три уровня. Первый уровень триггеров (L0) определяется самым первым сигналом собранным на детекторах V0 и T0 в первые 0.9 мкс после взаимодействия. Следующим триггером (L1) является сигнал, поступивший на детекторы V0 и T0 с задержкой порядка 6.5 мкс. Оба этих сигнала передаются всем остальным системам детекторов с задержкой порядка 0.3 мкс и определяют старт обработки данных. Примерно через 100 мкс частицы должны продрейфовать в объеме времяпроекционной камеры и это задает триггер третьего уровня, который определяет время сбора сигнала с детекторов.

Основными детекторами, используемыми для регистрации адронных струй и адронов, содержащих тяжелые кварки являются: внутренняя трековая система (ITS), время-проекционная камера (TPC), время-пролетный детектор (TOF) и сцинтилляторы V0. Данные детекторы использовались для определения вершин, восстановлении треков и последующей идентификации частиц, а также в качестве триггера (V0).

2.2 Реконструкция треков и вершин

Подробное описание процесса реконструкции треков частиц в эксперименте ALICE можно найти в работе [54]. Реконструкция треков и вершин выполняется с использованием фильтра Калмана [56] и происходит по следующей схеме:

1. Для всех детекторов выполняется кластеризация, то есть выделение области взаимодействия конкретной частицы с детектором и, соответственно точки попадания частицы в детектор (хита);
2. В результате анализа попаданий частиц в первые два слоя пиксельного детектора SPD определяется возможное положение первичной вершины взаимодействия;
3. Производится восстановление треков частиц во времяпроекционной

камере (TPC) и во внутренней трековой системе при помощи фильтра Калмана;

4. Производится сшивание треков из времяпроекционной камеры и внутренней трековой системы;
5. Производится экстраполяция реконструированных треков во все остальные системы детекторов;
6. Производится обратная экстраполяция реконструированных треков во внутренние слои и финальная подгонка;
7. По восстановленным трекам определяется точное положение первичной вершины взаимодействия – точки столкновения пучков;
8. Восстанавливаются вторичные вершины взаимодействия – вершины распадов короткоживущих частиц;
9. Восстанавливаются ливни частиц.

2.3 Модернизация Внутренней Трековой Системы ALICE

Важнейшим этапом анализа данных является реконструкция треков частиц и определение вершин их распадов. Ключевую роль в идентификации частиц в эксперименте ALICE играет Внутренняя Трековая Система. С момента запуска эксперимента ALICE и до недавнего времени Внутренняя Трековая Система состояла из шести цилиндрических слоев кремниевых детекторов (см. пункт 2.1), размещенных коаксиально вокруг ионопровода. Радиусы слоев составляли от 39 до 430 мм и перекрывали диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$ для вершин, расположенных в пределах $z = \pm 60$ мм от точки столкновения пучков БАК (т.е. $\pm 1\sigma$ области светимости).

В средней области быстрот, именно ВТС определяет возможность реконструкции треков частиц, содержащих тяжелые кварки. В столкновениях тяжелых ионов, дополнительная реконструкция треков и идентификация частиц с помощью времяпроекционной камеры и времяпролетного детектора обеспечивают выделение сигнала. Тем не менее регистрация барионов,

содержащих тяжелые ароматы, в частности Λ_c^+ и Λ_b в столкновениях тяжелых ионов является сложной и практически неразрешимой задачей. Дело в том, что Λ_c -барион имеет собственную длину распада всего 60 мкм. Это ниже разрешающей способности ВТС по прицельному параметру в диапазоне поперечных импульсов большинства дочерних частиц Λ_c -бариона. Следовательно, очарованные барионы до модернизации эксперимента ALICE не могли быть измерены с достаточной статистической значимостью с помощью существовавших на тот момент детекторных систем ALICE в центральных столкновениях Pb–Pb. По тем же причинам, регистрация частиц, содержащих кварки, тяжелее, чем с-кварк не представлялась возможной [13].

Ключевым ограничением существовавшей до 2020 г. ВТС являлась низкая скорость считывания данных: максимальная частота работы детектора составляла 1 кГц (с мертвым временем, близким к 100%). При этом, Большой Адронный Коллайдер до настоящего времени работал на частоте Pb–Pb столкновений практически 8 кГц, и большая часть данных Pb–Pb столкновений не регистрировалась в эксперименте. Кроме того, не был получен значительный массив данных в pp-столкновениях. С учетом планов по увеличению светимости БАК, стало очевидным, что такая ВТС не сможет решить задачи, которые определяются новой программой физических исследований эксперимента ALICE. Поэтому потребовалась довольно значительная модернизация соответствующих детекторных систем и конструкции ВТС.

Проект модернизации Внутренней Трековой Системы [13, 57] предполагает создание совершенно новой ВТС с использованием детекторных модулей на основе Монолитных Активных Пиксельных Сенсоров (МАПС) нового поколения [58, 59]. Главным требованием для модернизации ВТС ALICE является возможность сбора и обработки данных от PbPb столкновений с частотой до 50 кГц. Кроме того, для реализации программы исследований короткоживущих частиц, детектор должен быть расположен максимально близко к точке столкновения, состоять из большого количества слоев, для наилучшей реконструкции треков и обладать высокой гранулярностью для лучшего пространственного разрешения треков частиц. Также, для обеспечения максимальной эффективности реконструкции треков, необходимо

минимизировать вещество детектора и механических структур для обеспечения радиационной прозрачности, то есть для минимизации радиационных потерь и перерасеяния на веществе детектора.

Во многих внутренних трековых системах экспериментов физики высоких энергий: CMS, ATLAS, LHCb на БАК, используются гибридные пиксельные сенсоры. В таких сенсорах, активный объем кремния и считывающая электроника разделены, что приводит к общему увеличению материала сенсора. Как показала практика, другой проблемой таких детекторов является хрупкость и недолговечность крепления модулей считывающей электроники к кремнию, в результате чего пиксели в таких детекторах часто выходили из строя. Решением этих проблем стало появление Монолитных Активных Пиксельных Сенсоров (МАПС), где электроники сенсора внедряется непосредственно в кремний. Впервые, такие сенсоры были использованы для детектора STAR PXL [60] при модернизации эксперимента STAR на коллайдере RHIC. Основным недостатком сенсоров, использованных в детекторе STAR PXL стала низкая скорость считывания данных, связанная в первую очередь с особенностями архитектуры Roller Shutter, обеспечивающей последовательное считывание данных с каждого пикселя. Общее время сбора заряда с такого сенсора составляло 185 .6 мкс. Также, эти сенсоры с соответствующей электроникой обладали достаточно низкой радиационной стойкостью.

Для модернизации BTC ALICE были разработаны МАПС ALPIDE на базе 180 нм КМОП технологии. Каждый сенсор представляет собой пиксельную матрицу размером 1.5×3 см, состоящую из 512×1024 пикселей. На рисунке 2.2 представлена схема сбора заряда в пикселе такого сенсора. На низкорезистивной кремниевой подложке расположен высокорезистивный эпитаксиальный слой р-типа толщиной 25 мкм, являющийся активным объемном детектора. При пересечении заряженной частицей сенсора, в эпитаксиальном слое детектора образуются носители заряда, которые путем дрейфа и диффузии собираются на диоде. При этом, карманы р-типа, имплементированные в области периферийной электроники, экранируют заряд и не допускают создания дополнительных шумов в электронике детектора. Общая толщина сенсора составляет 50 мкм.

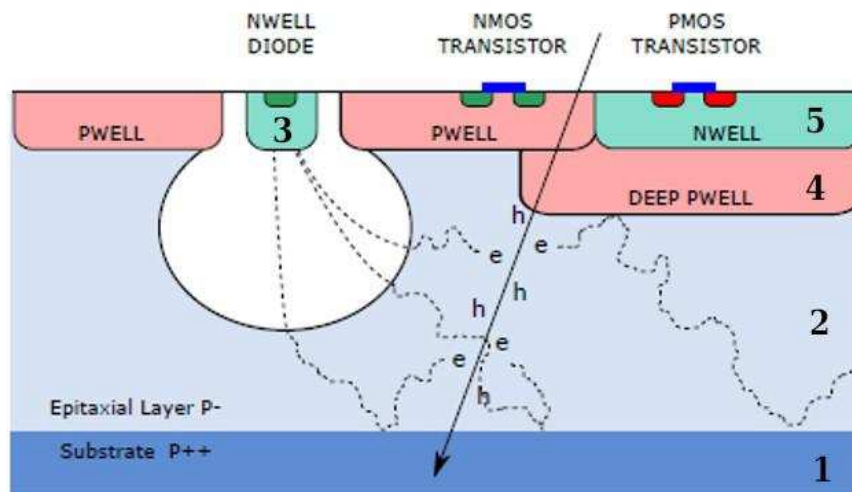


Figure 2.2: Схема сбора заряда, образованного ионизирующей частицей, в пиксельной ячейке МАПС с глубоким карманом р-типа (deep p-well) [13]. 1 –кремниевая подложка; 2 – эпитаксиальный слой; 3 – электрод, собирающий заряд; 4 – NMOS транзистор с карманом р-типа (p-well); 5 – PMOS транзистор с карманом n-типа (n-well) [13].

Важным отличием детекторов семейства ALPIDE является архитектура считывания данных, которая работает по принципу приоритетного считывания сигналов с сработавших пикселей (архитектура Priority Encoder). В отличие от последовательного считывания Rolling Shutter, считывание информации с пикселей происходит параллельно для сдвоенных колонок пикселей. Адрес каждого сработавшего пикселя в колонке кодируется и передается в конец сдвоенной колонки пикселей, где записывается в соответствующий регистр памяти. Таким образом считывание происходит непосредственно с каждой двойной колонки, причем считываются только адреса сработавших пикселей, что значительно укоряет весь процесс сбора информации.

Пиксельные детекторы семейства ALPIDE позволят обеспечить пространственное разрешение треков на уровне 5 мкм, при эффективности регистрации 99.9%. Время обработки сигнала с таких детекторов составляет ~ 5 мкс, а уровень шума – Fake Hit Rate(FHR) – много меньше 10^{-6} срабатываний на событие на пиксель.

Новая Внутренняя Трековая Система эксперимента ALICE состоит из семи слоев пиксельных детекторов: три внутренних слоя, два средних слоя и два внешних слоя. Геометрическая модель ВТС представлена на рисунке 2.3 (а).

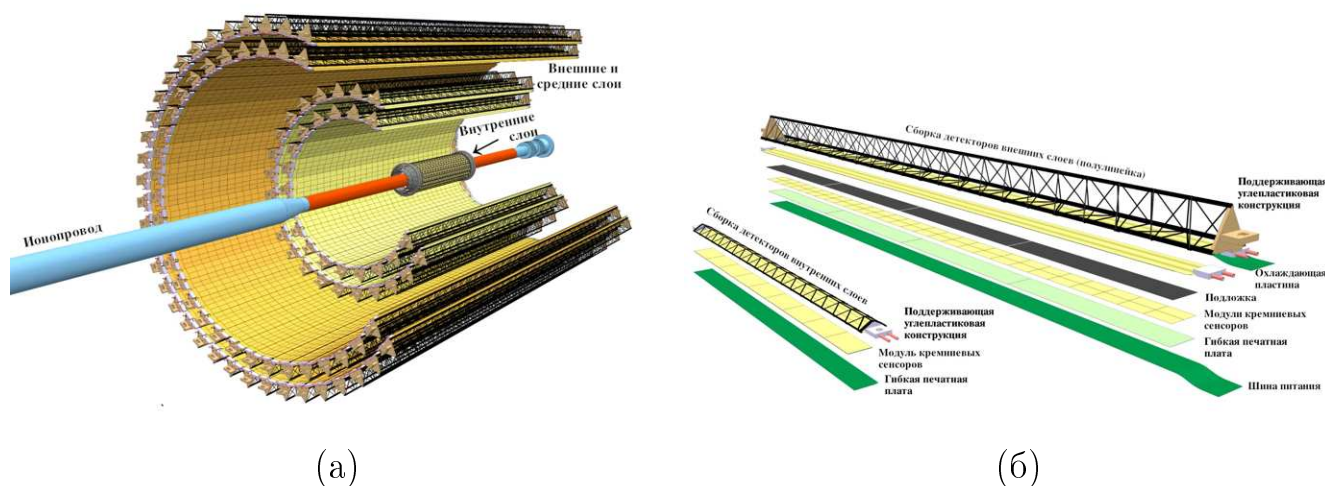


Figure 2.3: (а) Проект модернизированной Внутренней Трековой Системы [13]; (б) Схемы сборки внутренних и внешних(средних) слоев ВТС [13]

Пиксельные сенсоры располагаются на сверхлегких углепластиковых фермах [61, 62]. Углепластиковые фермы были изготовлены из углеродных нитей по специальной технологии, разработанной учеными СПбГУ. Конструкция ферм позволяет достичь максимальной прочности при минимальных затратах вещества, что обеспечивает рекордную радиационную прозрачность, а также позволяет избежать искажения результатов при восстановлении треков из-за прогибов поддерживающих структур и нарушения геометрии ВТС. Использование углекомпозиционных материалов для охлаждающей подложки и поддерживающих структур обусловлено высокой теплопроводностью углеволокна, что обеспечивает эффективный отвод тепла от сенсоров. К каждой сборке от централизованной системы охлаждения подведен охлаждающий контур, представляющий собой полиамидную трубку с постоянно циркулирующей жидкостью. Каждая такая ферма с сенсорами, электроникой и системой охлаждения образует базовый элемент слоя детектора – Stave (далее: сборка). Схема сборки внутренних и внешних слоев представлена на рисунке 2.3 (б).

Различие внутренних, средних и внешних слоев заключается в геометрических размерах сборки МАПС, составляющих каждый слой, и расположении пиксельных сенсоров на углепластиковых поддерживающих конструкциях.

Внутренние слои ВТС (Inner Barrel)

Первые три слоя ВТС состоят из 48 сборок детекторов длиной 27 см и шириной 1.5 см каждый, образующих цилиндрическую структуру, окружающую точку столкновения пучков БАК.

Каждая сборка детекторов состоит из 9 МАПС, формирующих модуль детекторов внутреннего слоя. Для каждого модуля питание и сбор данных, обеспечиваемые гибкой печатной платой, а также сами сенсоры объединены в гибридную интегрированную схему (HIC). Считывание данных происходит напрямую с каждого сенсора через скоростной канал 1.2 Гбит/с. Питание и сбор данных, реализуемые через единую шину позволяют еще больше минимизировать количество вещества, используемого в первых слоях детектора. Кроме того, на подложку детектора можно приложить напряжение обратного смещения, которое позволит увеличить обедненную зону в кремнии, что позволит улучшить характеристики детектора после длительных радиационных нагрузок [13]. Модуль детекторов вместе с электроникой размещены на углекомпозитной охлаждающей подложке которая, в свою очередь закреплена на углепластиковой ферме. Именно внутренние слои обеспечивают точность реконструкции точки столкновения и вершин распадов. Материал и геометрия поддерживающих структур внутренних слоев совместно с технологией МАПС позволяет расположить первый слой детекторов на расстоянии 2.2 см от точки столкновения пучков БАК, обеспечивая качественную реконструкцию вершины при частоте столкновений до 100 КГц (в столкновениях Pb–Pb).

Внешние и средние слои ВТС (Outer Barrel и Middle Barrel, соответственно)

Так как средние и внешние слои ВТС находятся намного дальше от точки столкновения пучков, чем внутренние слои, они подвергаются значительно меньшей дозе радиации, кроме того сильно снижается плотность треков частиц, соответственно требования к детекторам средних и внешних слоев ниже, чем к детекторам внутренних слоев.

Между собой, средние и внешние слои ВТС различаются только длиной

сборок, т.е. количеством сенсоров, установленных в одну сборку. Как и во внутренних слоях, сенсоры во внешних слоях сгруппированы в модули. Каждый модуль состоит из 14 сенсоров, расположенных в два ряда по 7 штук. Для каждого модуля, сенсоры с подведенной к ним сигнальной шиной образуют гибридную интегрированную схему (HIC). В каждом модуле существует один мастер-сенсор и 13 зависимых сенсоров. Каждый зависимый сенсор передает данные в конец модуля к мастер-сенсору, после чего сигнал от мастер-сенсора считывается через сигнальную шину. Кроме того с через дополнительные дифференциальные пары на сигнальной шине на сенсор передаются конфигурационные сигналы и информация о времени, которая позволяет связать каждый элемент ВТС и все остальные детекторные системы эксперимента. Передача данных через сигнальную шину осуществляется в формате 8бит/10бит. В отличие от внутренних слоев, шина питания подводится к модулям независимо от сигнальной шины. От блока питания через шину питания на каждый модуль подается цифровое и аналоговое напряжение питания. Кроме того, к сборкам внешних и средних слоев подводится отдельная шина напряжения обратного смещения. Модули располагаются на углекомпозитной охлаждающей подложке: по семь модулей в ряд дляборок внешних слоев и по четыре модуля в ряд дляборок средних слоев. Охлаждение подводится к углекомпозитной подложке. Система из модулей с соответствующей электроникой и охлаждающим контуром на углекомпозитной подложке называется полусборкой. При этом, на одной ферме параллельно расположены две таких полусборки. Таким образом модули на сборке располагаются в два ряда: 2×7 модулей для внешних слоев и 2×4 для средних. Длинаборок внешних слоев составляет 1.5 м, общее число сенсоров в сборке: 196, длинаборок средних слоев составляет 0.9 м, общее число сенсоров в сборке: 112. На рисунке 2.4 представлена сборка детекторов внешних слоев ВТС.

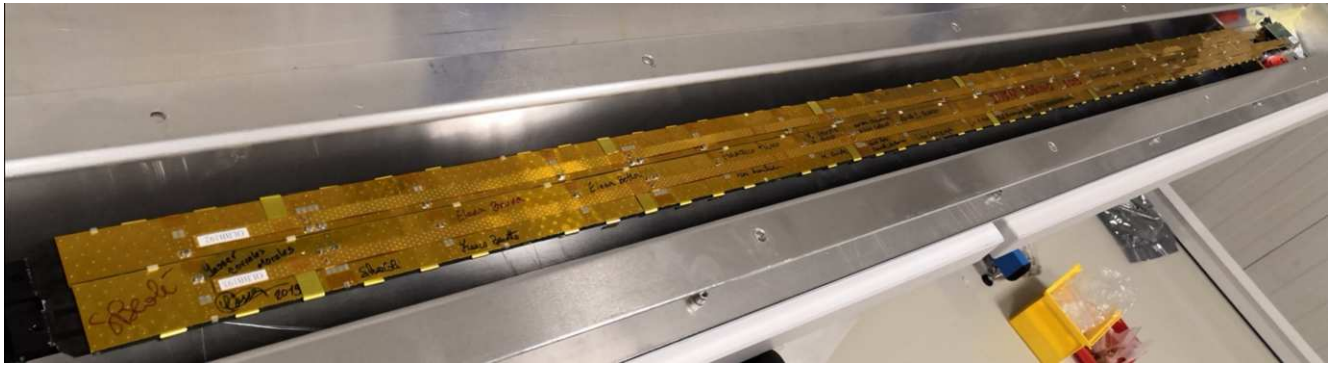
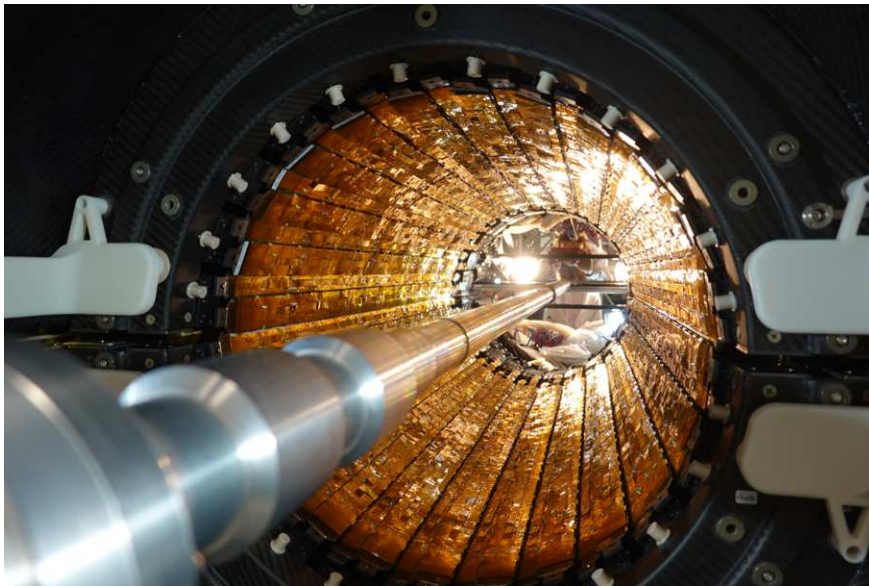
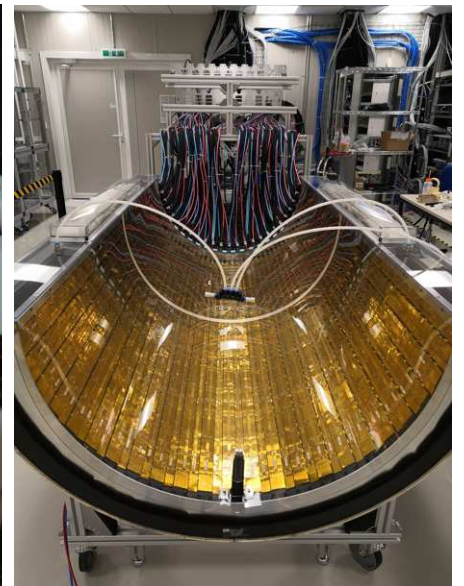


Figure 2.4: Сборка детекторов внешних слоев BTC ALICE

В настоящее время, модернизированная Внутренняя Трековая Система уже установлена в шахту эксперимента ALICE и успешно протестирована совместно со всеми детекторными системами эксперимента ALICE, в том числе на пробном пучке БАК. На рисунке 2.5 показан вид внешних слоев BTC после их установки в шахту эксперимента (а), половина одного из внешних слоев до установки в шахту (б).



(а)



(б)

Figure 2.5: (а) Внутренняя Трековая Система в шахте детектора ALICE (до установки внутренних слоев) [63] ; (б) верхняя половина внешнего слоя BTC ALICE

ГЛАВА 3

Исследование радиальной зависимости в адронных струях, содержащих тяжелые кварки

Одна из основных целей данной работы состоит в изучении влияния микроскопических эффектов взаимодействия партонов в ультрарелятивистских столкновениях на радиальные зависимости в адронных струях, содержащих тяжелые кварки. Предполагается, что радиальное расстояние от оси адронной струи до адрона, содержащего очарованный кварк может нести информацию о механизме образования адронной струи. Так как ранее радиальные зависимости не изучались в эксперимента ALICE, данное исследование позволит дополнить уже существующие работы в области физики тяжелых ароматов и расширить будущую программу исследований.

3.1 Стратегия анализа экспериментальных данных

Анализ проводился на основе событий неупругого pp-взаимодействия с минимальным отбором (minimum bias), зарегистрированных детектором ALICE в протон-протонных столкновениях в течение 2016, 2017 и 2018 годов. Для срабатывания триггера при регистрации одного события требовалось совпадение сигналов в двух сцинтилляторах детектора V0. Фоновые события, происходящие от взаимодействий частиц с газом, были исключены из последующего анализа при помощи информации о времени события, полученной от V0 и нейтронных калориметров. Чтобы смягчить эффект наложения от регистрации нескольких одновременных событий (pile-up), события с несколькими реконструированными первичными вершинами были отклонены. Для коррекции неоднородности акцептанса детектора, для анализа использовались только события с положением первичной вершины $|z_{\text{vtx}}| < 10$

см вокруг номинальной точки взаимодействия. Наконец, события должны были иметь по крайней мере одну заряженную частицу в области псевдобыстрот $|\eta| < 1.0$, что соответствует примерно 75% от полного неупругого сечения протон-протонного взаимодействия [64, 65]. После отбора, описанного выше, выборка данных состоит из 1.8 миллиарда событий.

Реконструкция адронов

Λ_c^+ -барионы реконструированы в канале слабого адронного распада $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-$ (вероятность распада по данному каналу: $BR = 1.59 \pm 0.08\%$) [17], в интервале поперечных импульсов $\Lambda_c^+ : 2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ ГэВ/с. Данный канал распада был выбран в связи с тем, что в случае распада по каналу с большей вероятностью ($\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$), комбинаторный фон в данном канале значительно выше. Для анализа рассматривались только треки с $|\eta| < 0.8$ и $p_T > 0.4$ ГэВ/с, которые полностью соответствуют критериям, описанным в [66]. Критерии выбора псевдобыстроты трека Λ_c^+ , были подобраны таким образом, чтобы соответствовать реперной чувствительности детектора: эффективность регистрации частиц резко падает до нуля при $|y| > 0.5$ в области низкого поперечного импульса и при $|y| > 0.8$ в области $p_T > 5$ ГэВ/с. По этой причине соответствующие ограничения накладываются на быстроту кандидатов: в диапазоне поперечных импульсов $0 < p_T < 5$ ГэВ/с ограничение на быстроту растет 0.5 до 0.8 и описывается полиномиальной функцией второго порядка, а для $p_T > 5$ ГэВ/с является константой: $y_{fd} = 0.8$. Выбор Λ_c^+ -кандидатов осуществлялся с использованием методов машинного обучения, основанных на алгоритме Boosted Decision Tree (BDT), предоставляемом пакетом XGBoost [67]. При оптимизации модели учитывались как топологические параметры так и параметры идентификации частиц. К таким параметрам можно отнести косинус угла разлета продуктов распада, расстояние максимального сближения продуктов распада, импульсы продуктов распада и ряд других параметров. Так как оптимальные значения параметров зависят от поперечного импульса кандидата, весь диапазон поперечных импульсов Λ_c^+ -кандидата был разбит на интервалы, в которых значения параметров могли оставаться постоянными. Обучение проводилось в интервалах поперечного импульса Λ_c^+ -кандидата, где сигнал был получен

из прямой компоненты от генератора событий PYTHIA 8.243 с настройкой Monash-2013 [68], а фон был получен из боковых полос распределения инвариантных масс данных.

D^0 -мезоны и их зарядово-сопряженные были реконструированы в канале адронного распада $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, который имеет вероятность распада по данному каналу $BR = 3.89 \pm 0.04\%$ [17]. В каждом событии, кандидаты в D^0 -мезоны и их вершины были реконструированы из пар треков с противоположным зарядом. Для анализа рассматривались треки с $|\eta| < 0.8$ и $p_T > 0.3$ ГэВ/с, имеющие не менее 70 связанных пространственных точек во время-проекционной камере (TPC) (из максимум 159), $\chi/ndf < 4$ в TPC (где ndf - количество степеней свободы, заложенных в процедуру восстановления треков), минимум одно попадание в любой из двух слоев пиксельных детекторов и минимум 3 попадания во всей внутренней трековой системе. Критерии отбора быстроты и псевдобыстроты трека, а также мотивация для их выбора соответствуют критериям описанным выше для Λ_c^+ .

D^0 -мезоны имеют среднюю собственную длину распада $c\tau = 123$ мкм [17], поэтому вторичная вершина обычно смещена на несколько сотен мкм от первичной вершины взаимодействия. В качестве геометрических ограничений на треки D^0 -мезонов были использованы ограничения на смещение треков от вершины взаимодействия, на расстояние между вершиной распада D^0 -мезона и первичной вершиной (длина распада, L) и на направление восстановленного импульса D^0 -мезона относительно первичной вершины в лабораторной системе координат. Также, как и для Λ_c^+ -бариона, диапазон поперечных импульсов D^0 -мезона был разбит на интервалы с наилучшим выбором ограничений [69].

Реконструкция адронных струй

В качестве входных данных для реконструкции адронной струи используются реконструированные треки кандидатов Λ_c^+ и D^0 . При реконструкции, дочерние треки заменяются четырехимпульсом материнского адрона для каждого кандидата, найденного в событии. Процедура реконструкции и маркировки адронной струи реализована в программном пакете AliPhysics [70].

Реконструкция треков кандидатов

Для реконструкции адронных струй рассматриваются все события,

содержащие Λ_c^+ и D^0 . Если в событии можно реконструировать только один адрон, содержащий тяжелый кварк, дочерние треки продуктов его распада заменяются треком данного адрона. Если в событии несколько кандидатов, эта процедура повторяется для каждого из кандидатов. События, в которых два и более кандидата соответствуют всем критериям отбора, очень редки и составляют примерно 0.9% событий. Таким образом, в дальнейшем анализе в каждом событии рассматриваются только реконструированные "псевдотреки" кандидатов. Для реконструкции адронной струи, угол раствора конуса составляет 0.4 рад. При этом, более 50% адронов, содержащих с-кварк ("очарованные" адроны) с $p_T = 3$ ГэВ/с испускают продукты распада под углом, превышающим 0.4 рад относительно направления импульса "очарованного" адрона. Как следствие, продукты распада "очарованных" адронов с низким импульсом часто находятся за пределами реконструированного конуса адронной струи. Недостающий импульс, уносимый продуктами распада, ухудшает разрешение струи по импульсу и снижает эффективность обнаружения адрона, содержащего тяжелые кварки, в составе струи. На рисунке 3.1 (а) показано, как реконструкция адронных струй с заменой треков продуктов распада треком самого адрона решает данную проблему.

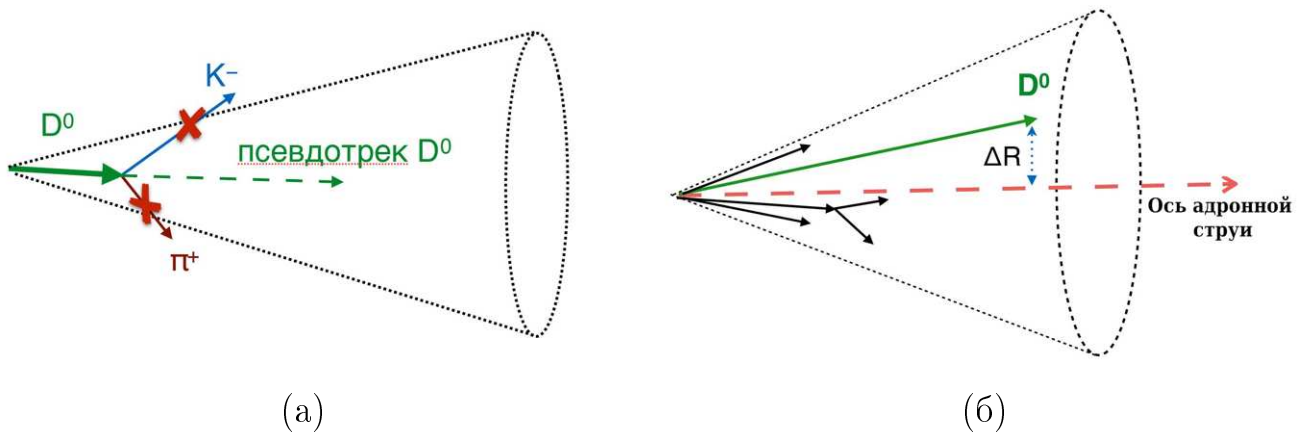


Figure 3.1: (а) замена дочерних треков треками D^0 -мезонов при реконструкции адронной струи

(б) адронная струя, содержащий D^0 -мезон

Поиск адронных струй

Поиск адронных струй производился на выборке "псевдотреков" с помощью

пакета FastJet [71, 72] с использованием алгоритма анти- k_T FastJet [73] с разрешением по азимутальному углу $R = 0.4$. Алгоритм анти- k_T основан на последовательном измерении расстояния между частицами в пространстве $(\eta - \phi)$, где η – псевдобыстрота, а ϕ – азимутальный угол. Если расстояние между двумя частицами меньше, чем расстояние между частицей и осью пучка, то эти частицы объединяются в кластер до тех пор, пока размер кластера не превысит заданный радиус адронной струи. Каждый кластер впоследствии воспринимается как отдельная частица, а все импульсы его составляющих замещаются четырехимпульсом кластера. Если расстояние между двумя частицами больше, чем расстояние между частицей и осью пучка, то данная частица (кластер) воспринимается как адронная струя. Поиск адронных струй проводится до тех пор, пока не будет проверено расстояние между все парами частиц. Треки объединяются путем суммирования четырехвекторов, при этом поперечный импульс адронной струи ограничивается интервалом $5 < p_{T,jet} < 35$ ГэВ/с. Расположение оси струи удовлетворяет условию $|\eta_{jet}| < 0.5$. Критерии отбора по псевдобыстроте и импульсу: $|\eta| < 0.9$ и $p_T > 0.15$ ГэВ/с соответственно. Эффективность восстановления однородна как функция псевдобыстроты η и азимутального угла ϕ . Как функция поперечного импульса трека, эффективность составляет порядка 70% для $p_T = 0.2$ ГэВ/с и приближается к своему максимальному значению 90% для $p_T \sim 2$ ГэВ/с. Затем эффективность снова снижается и достигает плато на уровне 85%.

Маркировка адронной струи

Струи, в состав которых входил "очарованный" адрон (Λ_c^+ или D^0) были маркированы тяжелым ароматом и использовались для последующего анализа. Дополнительных коррекций поперечного импульса реконструированных адронных струй для учета фона (например, от многопартонных взаимодействий) не проводилось.

Выбор интервалов поперечного импульса кандидата и струи для анализа данных был сделан таким образом, чтобы сравнить области, где могут доминировать различные механизмы образования адронных струй. При этом, в ходе данного анализа были проверены различные комбинации разбиения на интервалы поперечного импульса и выбраны те, которые обеспечивают наилучшую статистическую значимость результатов как для D^0 -мезона, так

и для Λ_c^+ – бариона.

3.2 Исследование радиальных зависимостей адронных струй, содержащих D^0 –мезон

Анализ адронных струй, содержащих D^0 –мезон проводился независимо для трех комбинаций поперечных импульсов D^0 –мезона и адронной струи:

1. $2 < p_T^{D^0} < 6$ и $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ,
2. $2 < p_T^{D^0} < 6$ и $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ,
3. $6 < p_T^{D^0} < 12$ и $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

Радиальное расстояние r , вычисленное по формуле 1.4.1 для каждого кандидата было разбито на интервалы $\{0, 0.05, 0.1, 0.2\}$ таким образом, чтобы в каждом интервале набиралось достаточное количество статистики. При этом, данные, которые могли оказаться за пределами выбранных интервалов не несут статистической значимости.

Выделение сигнала

Построение радиальных зависимостей происходило в два этапа.

На первом этапе, были построены распределения инвариантных масс кандидатов в D^0 –мезоны. Расчеты эффективности как функции поперечного импульса были выполнены для сигнала полученного от Монте-Карло моделирования в тех интервалах поперечного импульса, в которых проводилась реконструкция сигнала. Корректировка с учетом эффективности реконструкции применялась для выделенного сигнала в соответствующих интервалах поперечного импульса. В этой связи, процедура выделения сигнала была реализована в узких интервалах поперечного импульса. Таким образом, распределения инвариантных масс для D^0 –мезона были построены в интервалах $p_{T,D^0} : \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12\}$. Для каждого распределения были проведены аппроксимации сигнала и фона. Для аппроксимации сигнала использовалась функция Гаусса, для аппроксимации фона – экспоненциальная

функция. Распределения инвариантных масс кандидатов в D^0 -мезоны представлены на рисунках 3.2 – 3.4.

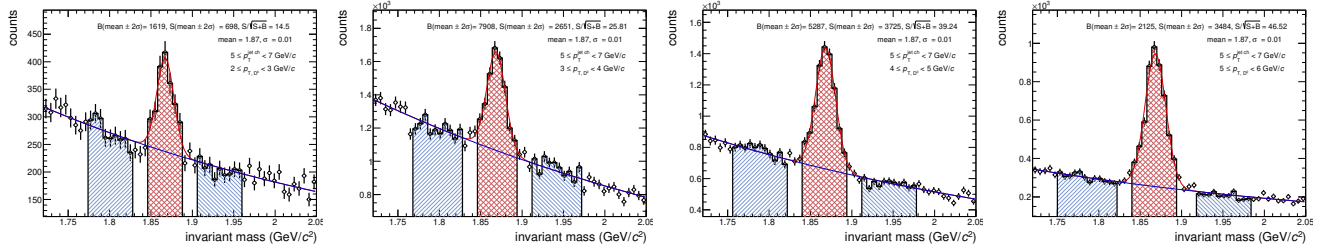


Figure 3.2: Спектр инвариантных масс D^0 -мезона для интервалов поперечного импульса (слева направо) {2-3}, {3-4}, {4-5}, {5-6} в интервале поперечных импульсов адронных струй $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с

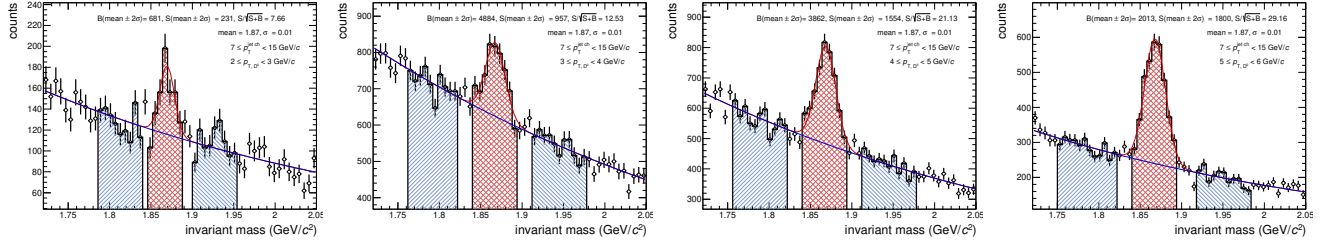


Figure 3.3: Спектр инвариантных масс D^0 -мезона для интервалов поперечного импульса (слева направо) {2-3}, {3-4}, {4-5}, {5-6} в интервале поперечных импульсов адронных струй $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с

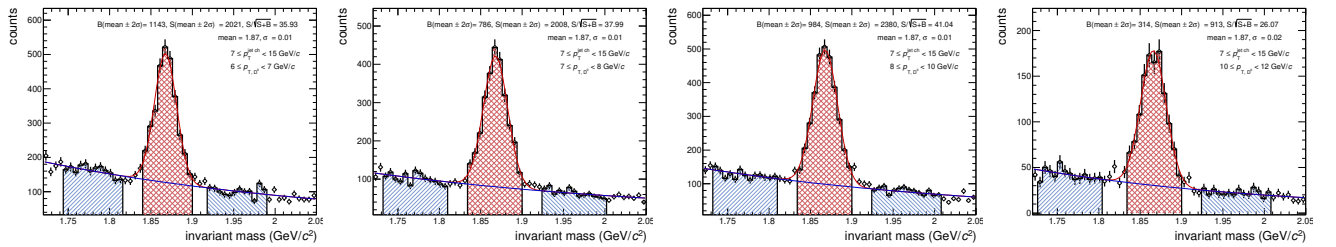


Figure 3.4: Спектр инвариантных масс D^0 -мезона для интервалов поперечного импульса (слева направо) {6-7}, {7-8}, {8-10}, {10-12} в интервале поперечных импульсов адронных струй $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с

На втором этапе было произведено вычитание боковой полосы. Для этого, спектр инвариантных масс был разбит на боковые области, содержащие только фон $([mean - 9\sigma, mean - 4\sigma] \cup [mean + 4\sigma, mean + 9\sigma])$, где $mean$ – среднее в

аппроксимации сигнала функцией Гаусса, σ – полуширина сигнала) и область сигнала, содержащую смесь сигнала и фона ($[mean - 2\sigma, mean + 2\sigma]$). Затем каждая из выделенных областей строится как функция радиального расстояния – r . Тогда, выделенный сигнал вычисляется как:

$$dN/dr^{raw} = dN/dr^{SR} - \alpha \cdot dN/dr^{SB} \quad (3.2.1)$$

Где:

- dN/dr^{raw} – выделенное распределение сигнала как функция r
- dN/dr^{SR} – область сигнала как функция r
- dN/dr^{BR} – сумма распределений боковых полос как функция r
- α – масштабирующий параметр представляющий собой отношение площади в области сигнала к сумме площадей боковых полос.

Процесс выделения сигнала представлен на рисунке 3.5. Результаты выделения сигнала для D^0 -мезона представлены на рисунках 3.6 – 3.8.

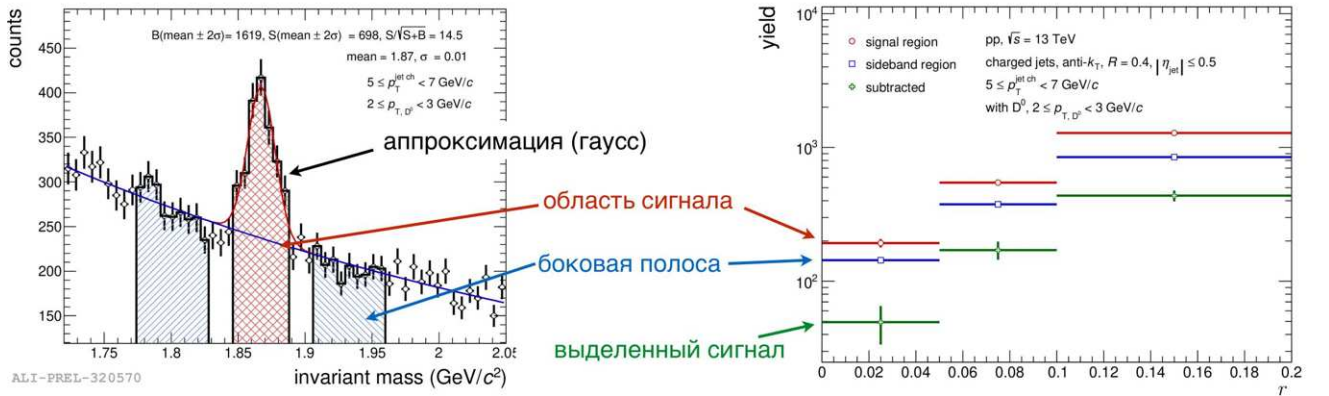


Figure 3.5: Процесс выделения сигнала и вычитания боковых полос для D^0 -мезона.

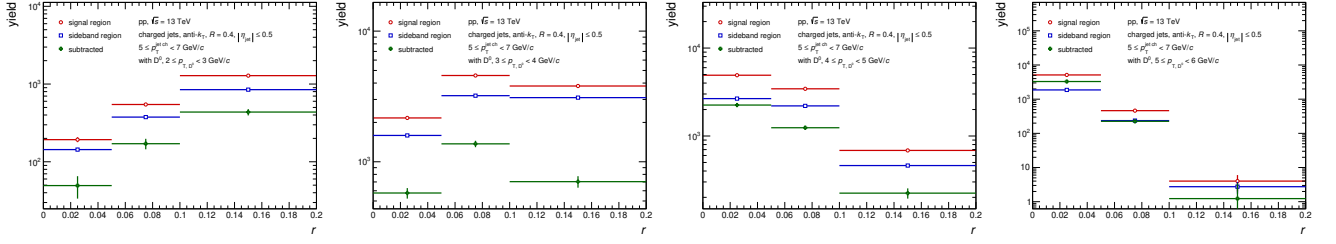


Figure 3.6: Распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса (слева направо) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ в интервале поперечных импульсов струи $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с

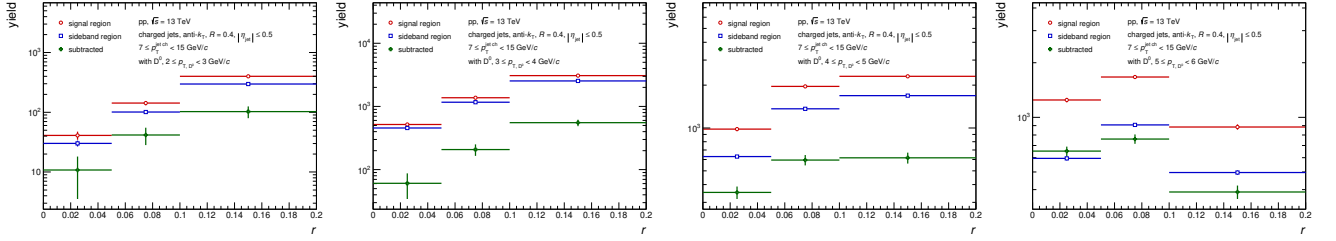


Figure 3.7: Распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса (слева направо) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ в интервале поперечных импульсов струи $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с

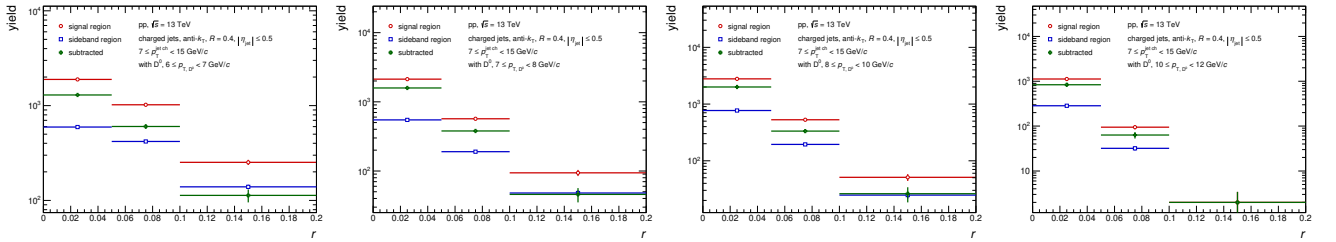


Figure 3.8: Распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса (слева направо) $\{6-7\}$, $\{7-8\}$, $\{8-10\}$, $\{10-12\}$ в интервале поперечных импульсов струи $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с

Коррекция по эффективности

Эффективность реконструкции адронов, содержащих очарованный кварк, зависит от их поперечного импульса и варьируется от 10% в области низкого p_T до 60% в области высокого p_T . Эффективность вычисляется с помощью моделирования PYTHIA 8, содержащего прямые адронные струи (происходящие от очарованного кварка, рожденного в результате жестких партонных процессов). Данное моделирование включает геометрию и материал детектора и выполнено в пакете GEANT3 [74]. Для вычисления эффективности реконструкции не прямых струй (очарованные частицы рождаются в результате распада более тяжелого b-кварка) использовалось моделирование POWHEG+PYTHIA 8. POWHEG [75] – это генератор событий, параметры которого вручную подобраны таким образом, чтобы максимально точно воспроизводить экспериментальные результаты. Зависимость эффективности от поперечного импульса для прямой и не прямой компоненты представлена на рисунке 3.9. Распределения сигнала как функции радиального расстояния для каждого интервала поперечного импульса были скорректированы с учетом данной эффективности (рисунок 3.10 – 3.12).

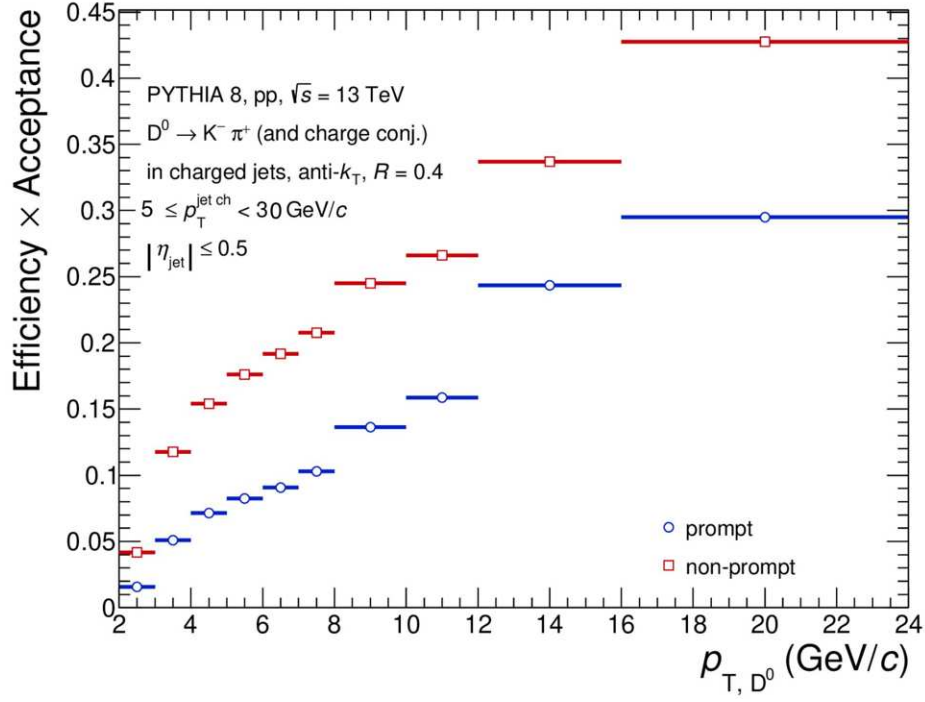


Figure 3.9: Эффективность реконструкции адронных струй, содержащих D^0 -мезон во всей области измерений. Синим выделена эффективность реконструкции прямой компоненты, красным выделена эффективность реконструкции непрямой компоненты от распада b -кварка.

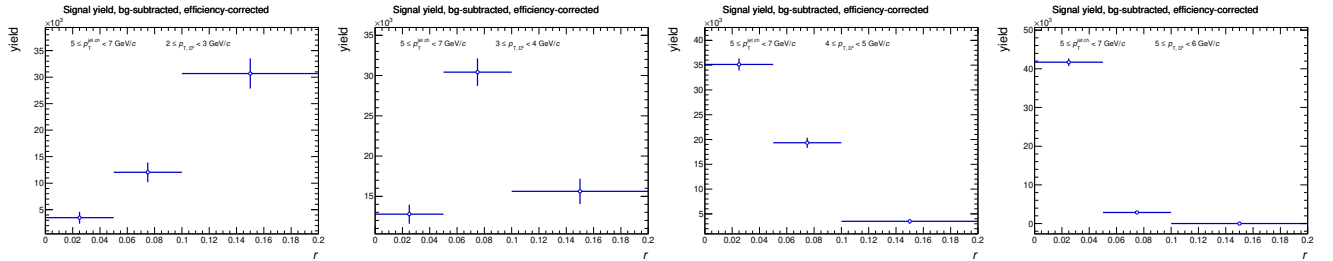


Figure 3.10: Скорректированное по эффективности распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса (слева направо) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ в интервале поперечных импульсов струи $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c

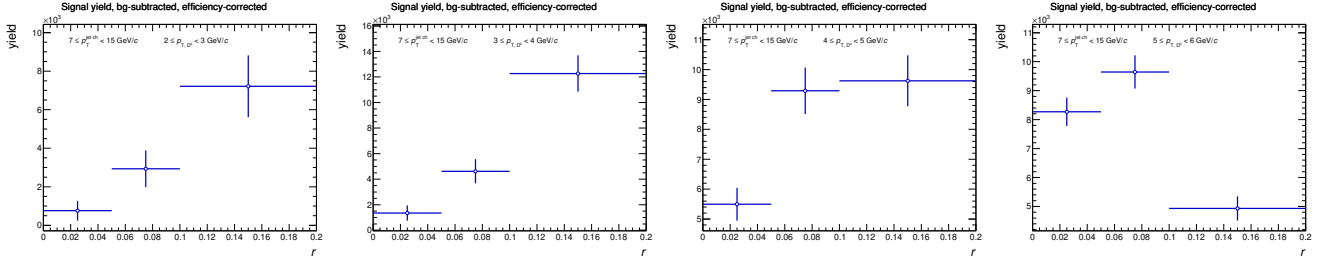


Figure 3.11: Скорректированное по эффективности распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса (слева направо) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ в интервале поперечных импульсов струи $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c

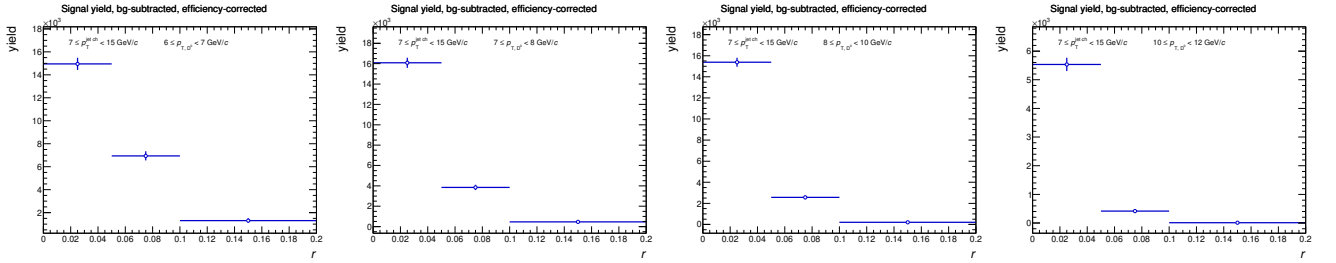


Figure 3.12: Скорректированное по эффективности распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса (слева направо) $\{6-7\}$, $\{7-8\}$, $\{8-10\}$, $\{10-12\}$ в интервале поперечных импульсов струи $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c

Вычитание не прямой компоненты

Измеренные данные содержат прямую компоненту, инициированную s -кварком, и не прямую компоненту, инициированную b -кварком. Для исследования процессов адронизации очарованного кварка, необходимо удалить не прямую компоненту из дальнейшего анализа.

Входными данными для расчета являются сечения рождения очарованных адронов в результате распада b -кварка, полученные от генератора событий POWHEG [75] + PYTHIA 8. POWHEG моделирование позволяет оценить не прямое сечение рождения адронных струй, в то время как PYTHIA 8 используется для описания процессов адронизации и ливней частиц. Не прямое сечение от генератора событий представлено в виде трехмерной матрицы в интервалах r , $p_{T,jet}$, $p_{T,HF}$.

Для измеренных данных, содержащих прямую и непрямую компоненту была произведена корректировка эффективности, в которой использовалась только прямая компонента эффективности. Можно представить измеренные данные следующим уравнением:

$$N^{meas} = \frac{N^{prompt,data} * \epsilon^{prompt} + N^{non-prompt,data} * \epsilon^{non-prompt}}{\epsilon^{prompt}}, \quad (3.2.2)$$

Где:

- N^{meas} – измеренные данные
- $N^{prompt,data}$ – прямая компонента, инициированная с-кварком
- ϵ^{prompt} – эффективность регистрации прямой компоненты
- $N^{non-prompt,data}$ – непрямая компонента, возникшая в результате распада b-кварка
- $\epsilon^{non-prompt}$ – эффективность регистрации не прямой компоненты

Для того, чтобы получить скорректированное по эффективности распределение прямой компоненты $N^{prompt,data} * \epsilon^{prompt}$, мы можем вычесть из предыдущего уравнения:

$$N^{non-prompt,PYTHIA+POWHEG} * \frac{\epsilon^{non-prompt}}{\epsilon^{prompt}}, \quad (3.2.3)$$

Где непрямая компонента $N^{non-prompt,PYTHIA+POWHEG}$ получена от генератора событий.

Чтобы провести вычитание не прямой компоненты, для каждого интервала поперечного импульса адрона проводится интегрирование трехмерной матрицы в данном интервале, затем результат проецируется на поперечный импульс струи и радиальное расстояние. Полученная двумерная матрица умножается на отношение прямой и не прямой эффективностей. Затем, двумерные матрицы суммируются, чтобы получить скорректированный выход не прямых струй в финальных интервалах поперечного импульса ($p_{T,HF} : \{2 - 6\}, \{6 - 12\}$).

Далее, для не прямой компоненты, полученной от генератора событий, необходимо внести поправки, связанные с учетом возможных изменений сигнала вносимых в процессе детектирования. Для этого применяется

метод свертки (folding). В отличие от экспериментальных данных, где мы знаем только параметры, полученные при реконструкции, для данных моделирования мы знаем как входные параметры реконструкции, полученные от генератора $(p_{T,jet}^{gen}, r^{gen})$, так и результат реконструкции этих данных $p_{T,jet}^{rec}, r^{rec}$. В пределе идеальной реконструкции, мы должны реконструировать все струи, которые были получены от генератора событий. На основе данных моделирования PYTHIA 8 строится четырехмерная матрица откликов $(p_{T,jet}^{gen}, r^{gen}, p_{T,jet}^{rec}, r^{rec})$ (рисунок 3.13) не прямой компоненты, которая отражает соотношение реконструированных струй к сгенерированным. Видно, что проекция матрицы откликов имеет диагональный вид, что свидетельствует о корректности процедуры реконструкции и построения матрицы откликов.

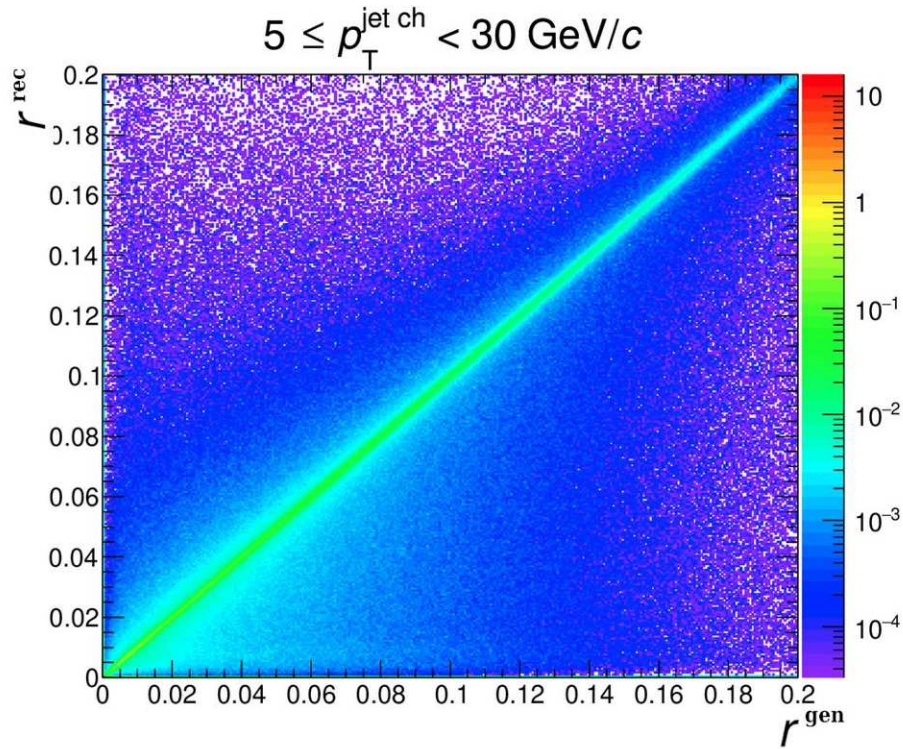


Figure 3.13: Проекция четырехмерной матрицы откликов не прямой компоненты D^0 на радиальное расстояние r

Перед сверткой необходимо применить поправки, связанные с кинематической эффективностью на уровне генератора, которая вычисляется как отношение сгенерированных струй в пределах установленных кинематических границ ко всем сгенерированным струям. Также необходимо внести поправку для учета коэффициента ветвления распада b -кварка

и интегральной светимости измерения. Скорректированные данные сворачиваются с матрицей откликов.

Затем необходимо скорректировать полученные распределения для добавления событий, которые были реконструированы, но не были сгенерированы и не попали в матрицу откликов. Эти события присутствуют в данных, но отсутствуют в не прямой компоненте. Для этого создается двумерная матрица кинематической эффективности на уровне реконструкции. Данная матрица представляет соотношение выходов реконструированных струй с кинематическими ограничениями на генераторном уровне ко всем реконструированным струям. Непрямая компонента делится на данную эффективность, после чего, распределения не прямой компоненты вычитаются из входных данных прямой компоненты в финальных интервалах поперечного импульса, как показано на рисунке 3.14.

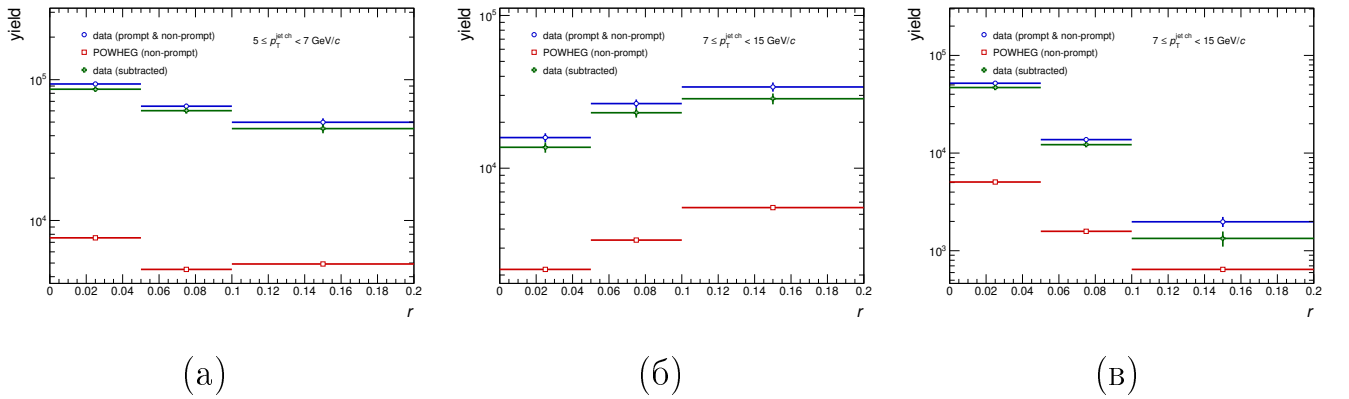


Figure 3.14: Распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после вычитания не прямой компоненты для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Процедура развертки

Процедура двухмерной байесовской развертки (unfolding) [76] используется для устранения компоненты сигнала привнесенной артефактами детектирования и несовершенством реконструкции. В качестве входных данных используются распределения, полученные на предыдущем этапе анализа. Кроме того, для построения четырехмерной матрицы отклика

используются данные Монте-Карло моделирования, которые учитывают геометрию и материалы детектора, которые были воссозданы в симуляции GEANT3.

Перед разверткой к входным данным применяется поправка на кинематическую эффективность. Как и в случае с непрямой компонентой, необходимо сделать поправку на струи, которые были реконструированы в кинематическом диапазоне анализа, но не были сгенерированы в данном кинематическом диапазоне. Для вычисления кинематических поправок, необходимо разделить распределение реконструированных струй с кинематическими ограничениями на уровне реконструкции и генераторном уровне на распределение струй без ограничений.

Четырехмерная матрица откликов ($p_{T,jet}^{gen}, r^{gen}, p_{T,jet}^{rec}, r^{rec}$) (рисунок 3.15) была построена для прямой компоненты Монте-Карло моделирования. Проекция матрицы откликов на ось радиального расстояния имеет диагональный вид, что свидетельствует о корректности процедуры реконструкции и построения матрицы откликов.

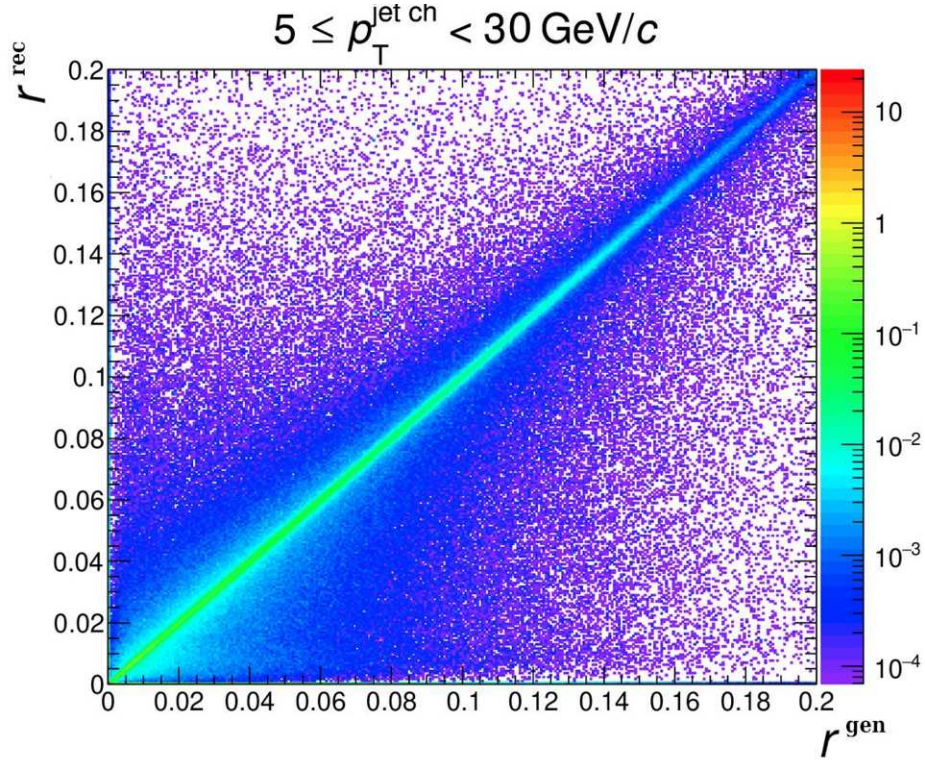


Figure 3.15: Проекция четырехмерной матрицы откликов прямой компоненты D^0 на радиальное расстояние r

Процедура развертки основана на итеративном использовании теоремы Байеса, реализованном в классе RooUnfoldBayes. Зная распределения реконструированных и сгенерированных струй, можно оценить соответствующую вероятность реконструкции и, соответственно, количество сгенерированных струй для данных. Данная процедура повторяется до полной сходимости, при этом каждый раз входные данные замещаются полученной оценкой. При этом, двумерная байесовская развертка позволяет учитывать миграции между интервалами поперечного импульса и радиального расстояния.

Далее, к полученным результатам применяется поправка на кинематическую эффективность на генераторном уровне, которая вычисляется как отношение сгенерированных струй в пределах установленных кинематических границ ко всем сгенерированным струям. Данная кинематическая эффективность учитывает ту часть струй, которая была потеряна в процессе развертки ввиду отсутствия соответствующих струй в матрице откликов.

Результаты развертки в сравнении со входными данными для нее представлены на рисунке 3.16. Результаты являются самонормированными.

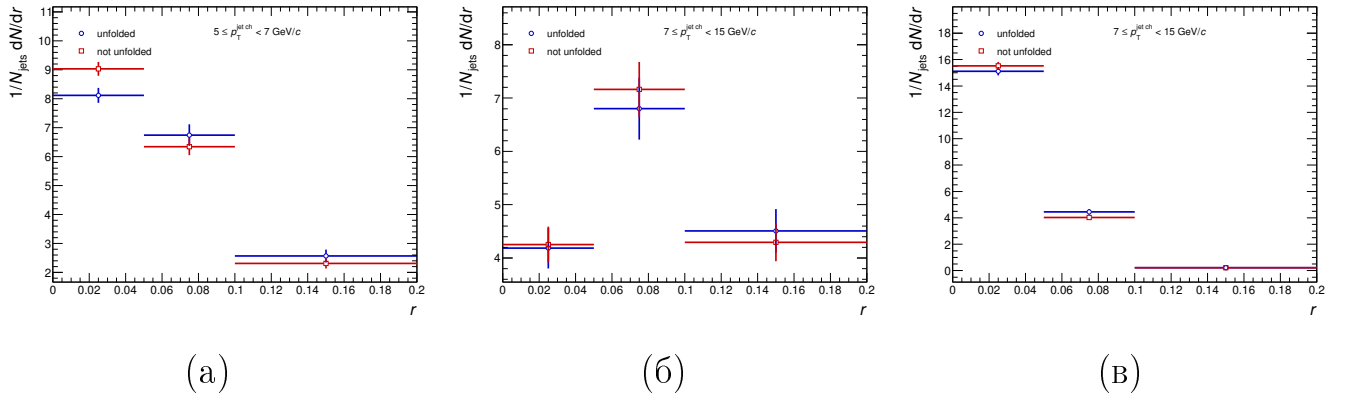


Figure 3.16: Самонормированное распределение выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон, как функция радиального расстояния после развертки для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Для проверки процедуры развертки была проведена серия тестов, подтверждающих корректность развертки. Результаты и подробное описание

тестов представлены в приложении А.0.1.

Исследование систематических ошибок измерений радиальных зависимостей

Чтобы проверить влияние параметров анализа на его результаты, а также для оценки систематических ошибок измерений радиальных зависимостей, варьируемые параметры на каждом этапе анализа данных были изменены и анализ был повторен для следующих категорий измененных параметров:

- Параметры аппроксимации сигнала и фона (fitting)
- Параметры выбора диапазонов сигнала и боковых полос (sideband sub)
- Параметры моделирования не прямой компоненты (feed down)
- Параметры развертки (prior, regularisation)
- Вариации эффективности реконструкции треков (tracking eff.)
- Вариации топологических ограничений на выбор D^0 -кандидата (cuts)

Подробное описание исследования систематических ошибок с соответствующими графиками для каждого этапа анализа представлено в приложении Б.0.1

На рисунке 3.17 представлены относительные погрешности для каждого из источников систематической погрешности. Важно отметить, что систематические погрешности лежат в пределах статистической погрешности. Для вычисления квадрата полной систематической погрешности все вклады квадратично суммируются.

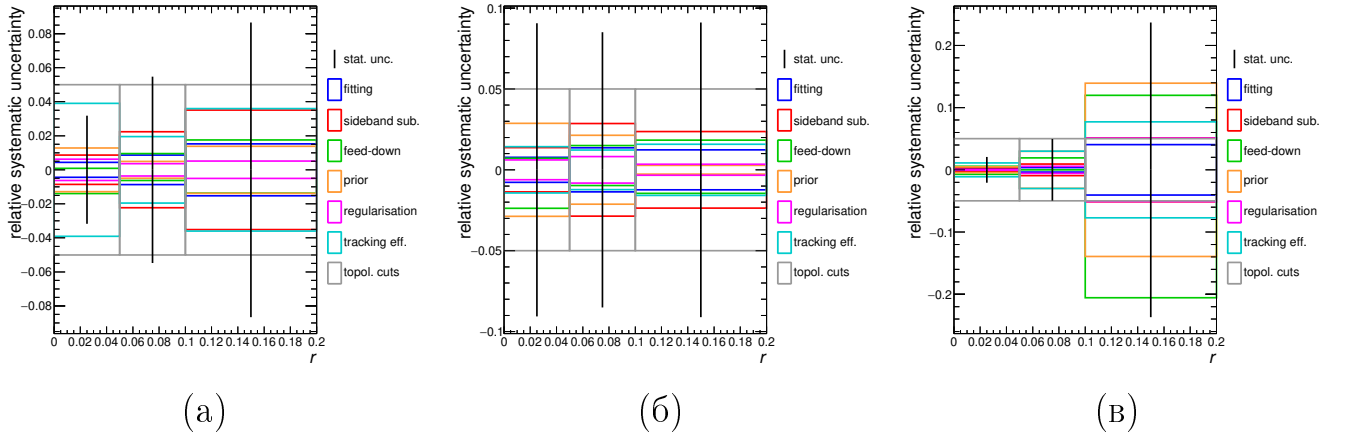


Figure 3.17: Относительные систематические погрешности для выходов адронных струй, содержащих D^0 -мезон для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

3.3 Исследование радиальных зависимостей адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион

Анализ адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион проводился независимо для трех комбинаций поперечных импульсов Λ_c^+ -бариона и адронной струи:

1. $2 < p_T^{\Lambda_c^+} < 6$ и $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ,
2. $2 < p_T^{\Lambda_c^+} < 6$ и $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ,
3. $6 < p_T^{\Lambda_c^+} < 12$ и $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

Радиальное расстояние r , вычисленное по формуле 1.4.1 для каждого кандидата было разбито на интервалы $\{0, 0.05, 0.1, 0.2\}$ таким образом, чтобы в каждом интервале набиралось достаточное количество статистики. При этом, данные, которые могли оказаться за пределами выбранных интервалов не несут статистической значимости. В целом анализ в точности повторял анализ выполненный для D^0 -мезона, за исключением некоторых деталей.

Выделение сигнала

Процедура выделения сигнала повторяет выделение сигнала для D^0 -мезона, описанное в пункте 3.2. Основные различия заключались в:

- Распределения инвариантных масс для Λ_c^+ -бариона были построены в интервалах $p_{T,D^0} : \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12\}$ (рис. 3.18 – 3.19)
- Для аппроксимации сигнала использовалась функция Гаусса, для аппроксимации фона – полиномиальная функция второго порядка.
- При аппроксимации функцией Гаусса ширина функции была зафиксирована на значении ширины соответствующего распределения инвариантных масс для данных Монте-Карло

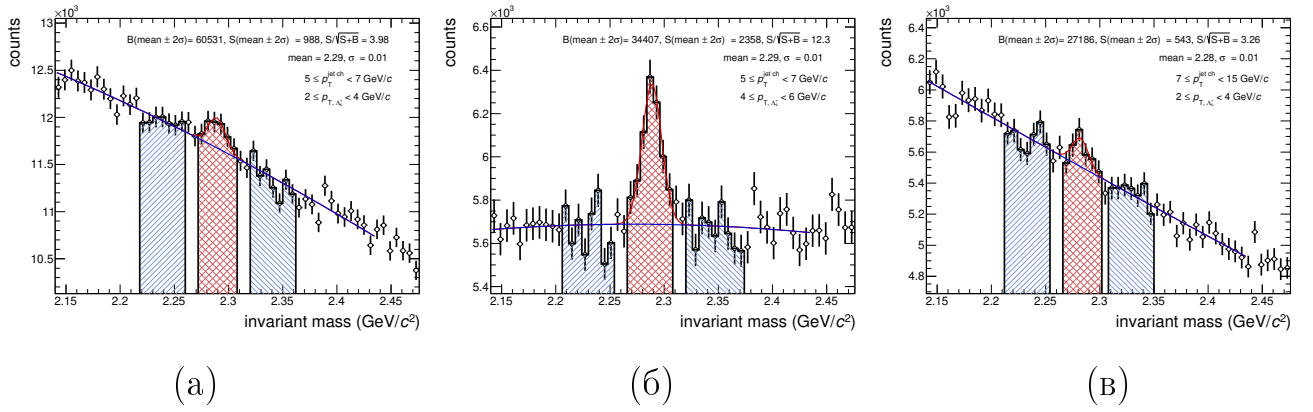


Figure 3.18: Спектр инвариантных масс Λ_c^+ -бариона для интервалов поперечного импульса: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (в) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

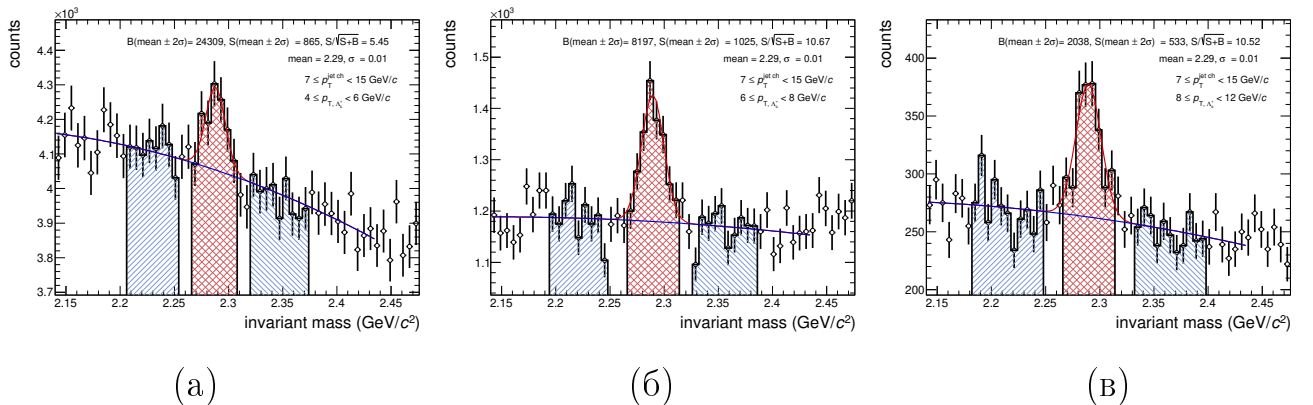


Figure 3.19: Спектр инвариантных масс Λ_c^+ -бариона для интервалов поперечного импульса: (a) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (б) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 8$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $8 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

Процедура вычитания боковой полосы не отличалась от процедуры, описанной в 3.2. Результаты выделения сигнала для Λ_c^+ -бариона представлены на рисунках 3.20 – 3.21.

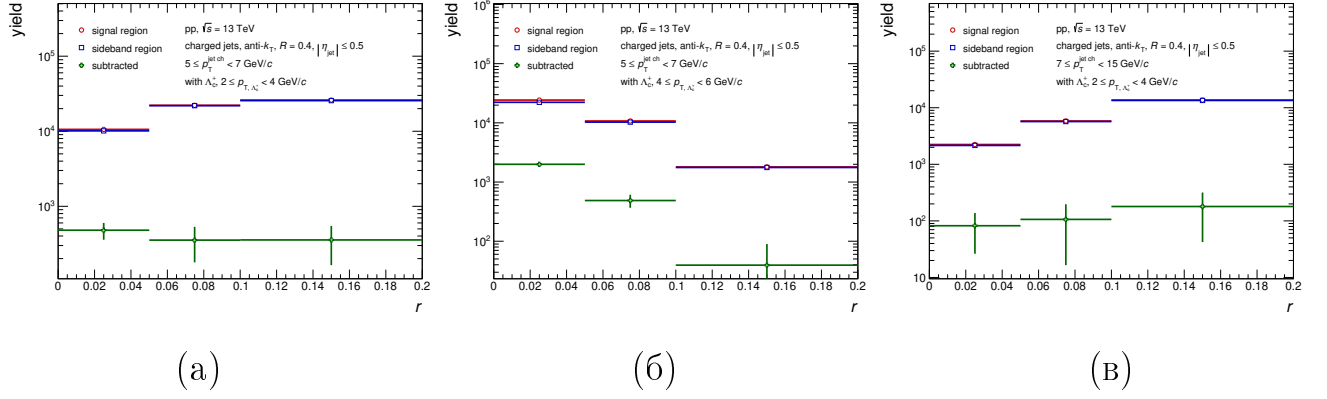


Figure 3.20: Распределение выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (в) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

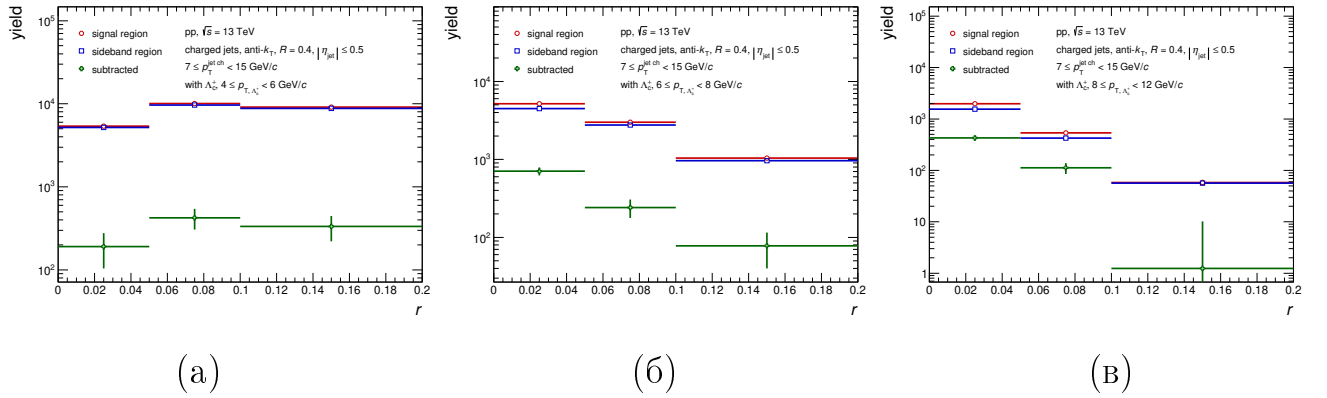


Figure 3.21: Распределение выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса: (а) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (б) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 8$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $8 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Коррекция по эффективности

Эффективность реконструкции прямой и непрямой компоненты для адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион представлена на рисунке 3.22. Распределения сигнала как функции радиального расстояния для

каждого интервала поперечного импульса были скорректированы с учетом эффективности реконструкции (рисунок 3.23 – 3.24).

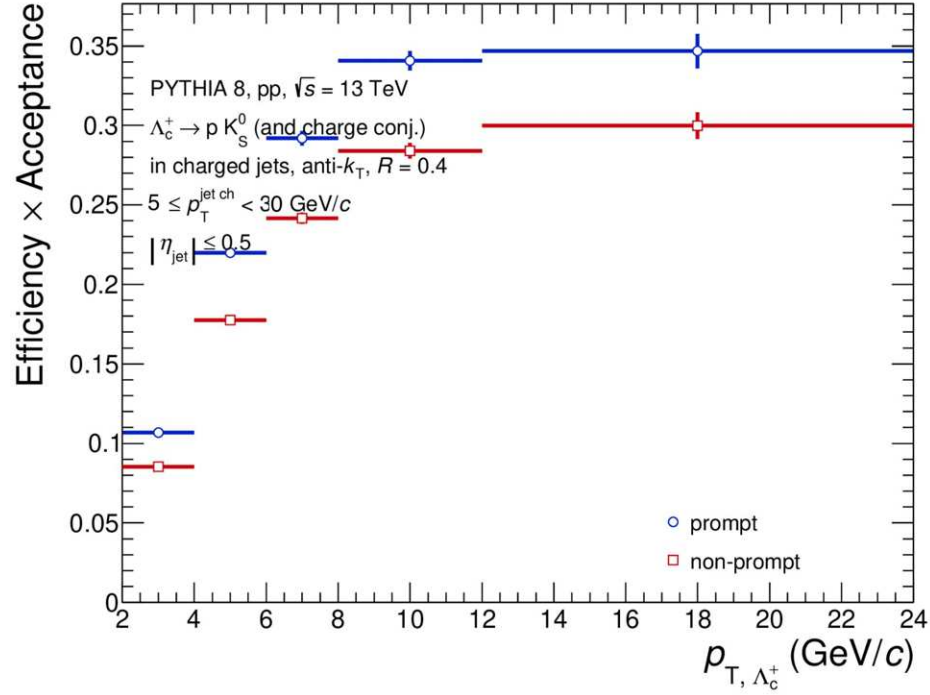


Figure 3.22: Эффективность реконструкции адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион во всей области измерений. Синим выделена эффективность реконструкции прямой компоненты, красным выделена эффективность реконструкции не прямой компоненты от распада b-кварка.

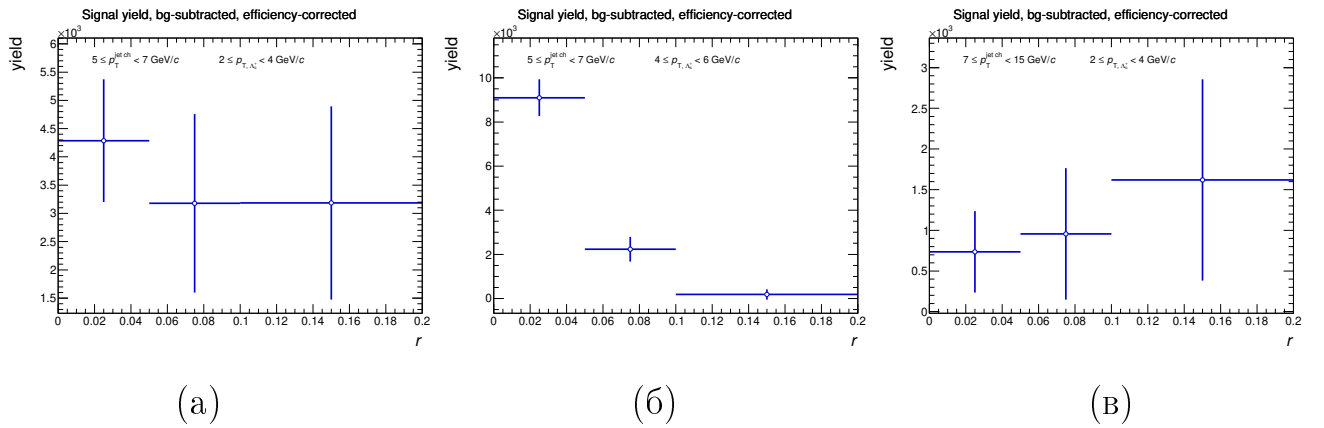


Figure 3.23: Скорректированное по эффективности распределение выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса: (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (в) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

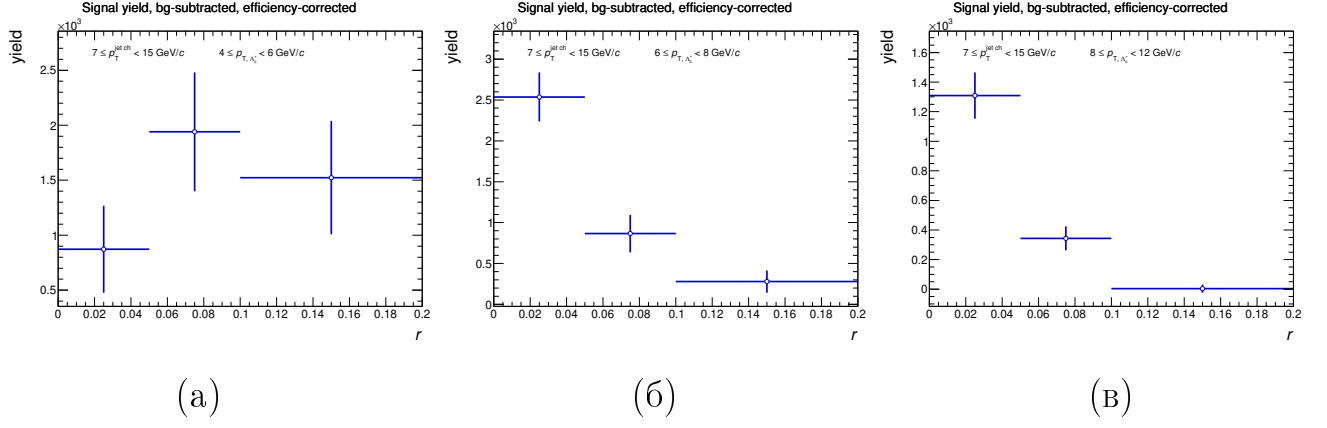


Figure 3.24: Скорректированное по эффективности распределение выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, как функция радиального расстояния после вычитания боковой полосы для интервалов поперечного импульса: (а) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (б) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 8$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (в) $8 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

Вычитание не прямой компоненты

При вычитании не прямой компоненты Λ_c^+ -бариона использовалась методика описанная в пункте 3.2.

Проекция четырехмерной матрицы откликов, использовавшейся при вычитании не прямой компоненты Λ_c^+ -бариона представлена на рисунке 3.25. Проекция матрицы откликов имеет диагональный вид, что свидетельствует о корректности процедуры реконструкции и построения матрицы откликов. Результаты вычитания не прямой компоненты показаны на рисунке 3.26.

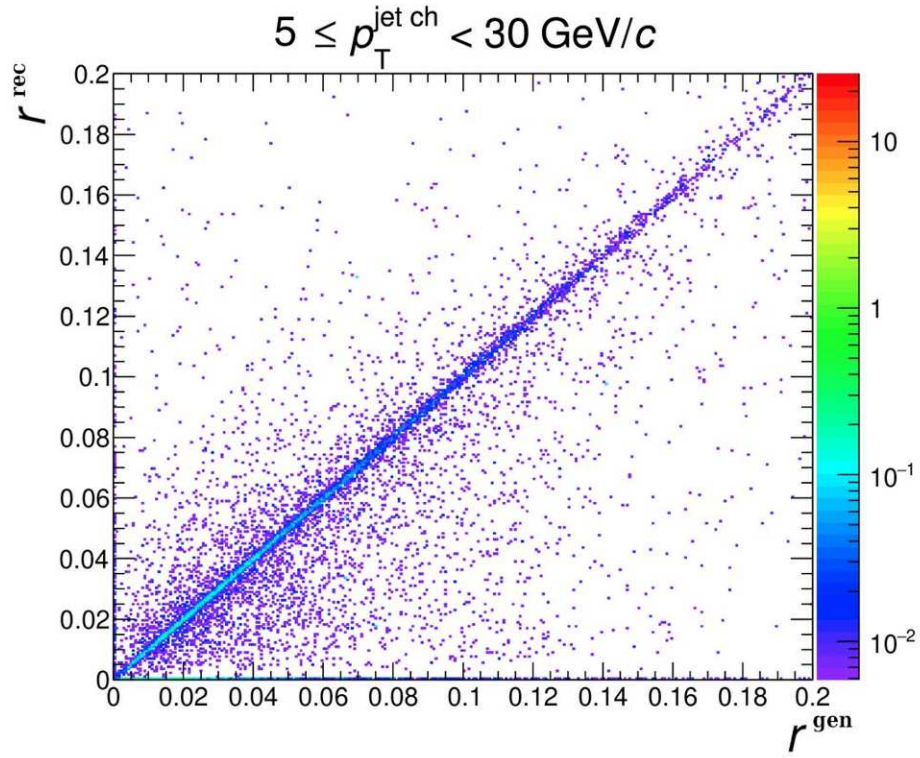


Figure 3.25: Проекция четырехмерной матрицы откликов не прямой компоненты Λ_c^+ на радиальное расстояние r

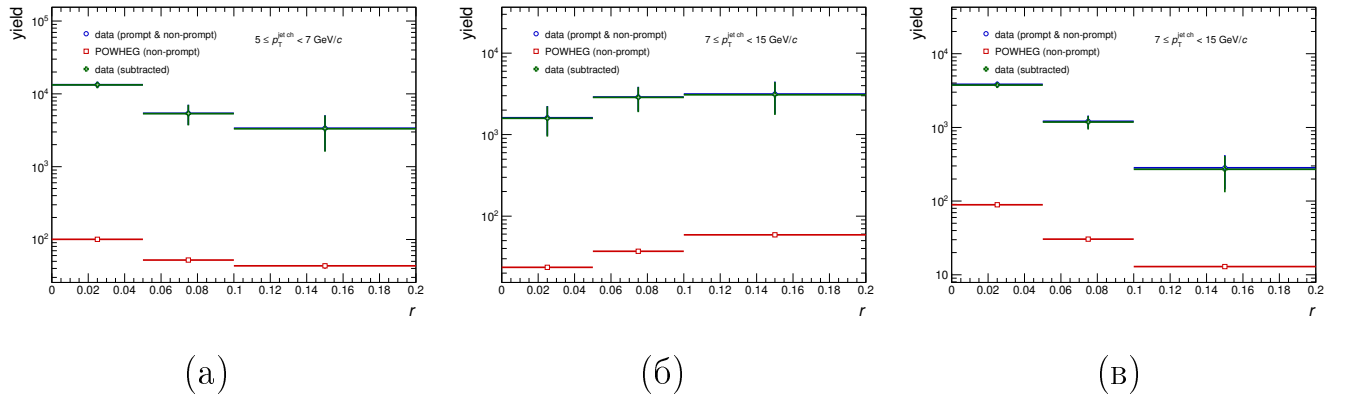


Figure 3.26: Распределение выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, как функция радиального расстояния после вычитания не прямой компоненты для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Процедура развертки

Процедура развертки для Λ_c^+ -бариона так же не отличалась от процедуры для D^0 -мезона (3.2). Проекция четырехмерной матрицы откликов для

прямой компоненты Λ_c^+ представлена на рисунке 3.27. Самонормированные радиальные зависимости для струй, содержащих Λ_c^+ -барион до и после развертки представлены на рисунке 3.28.

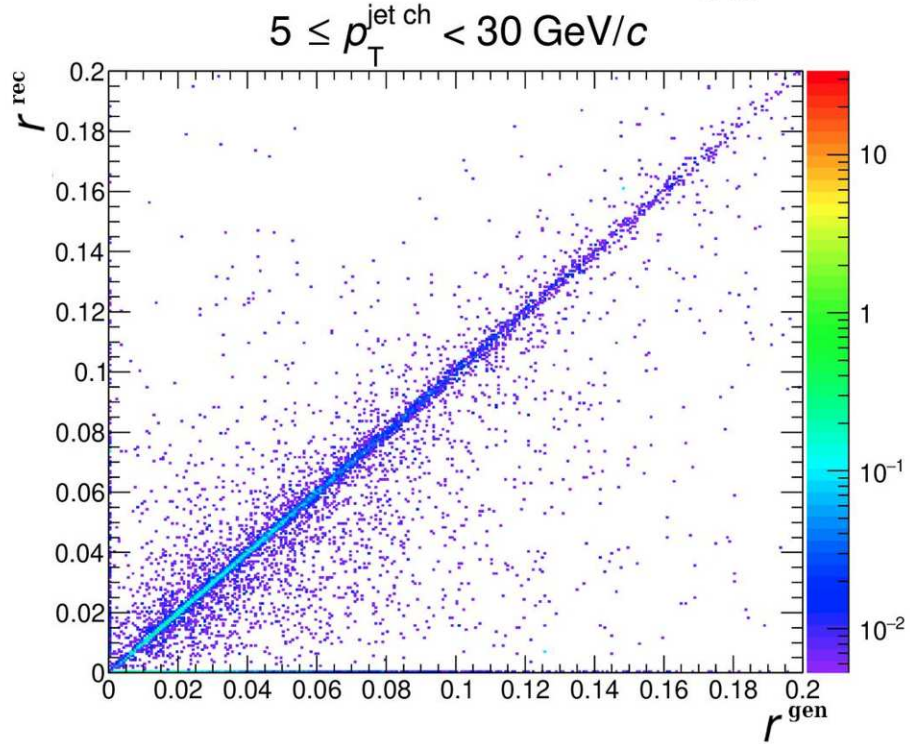


Figure 3.27: Проекция четырехмерной матрицы откликов прямой компоненты Λ_c^+ на радиальное расстояние r

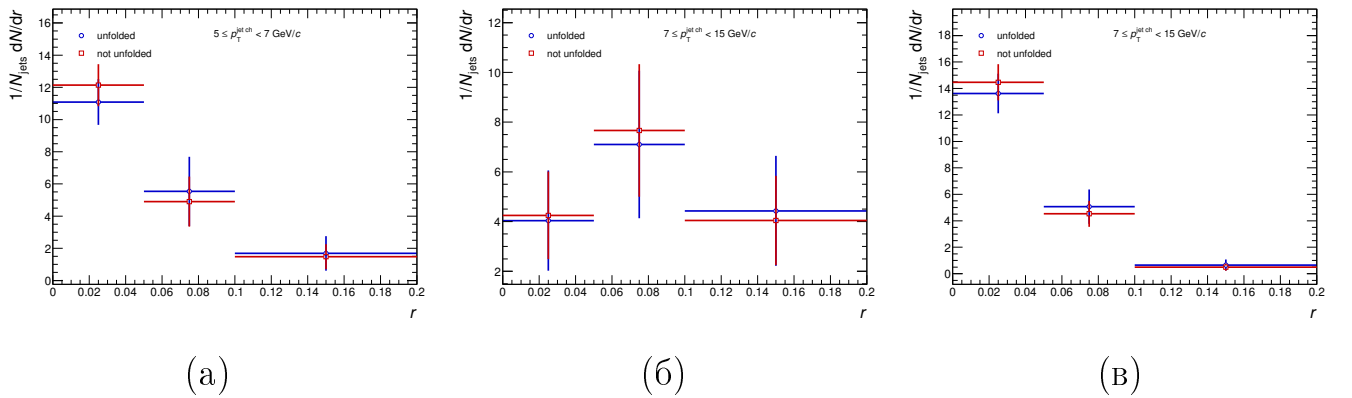


Figure 3.28: Самонормированное распределение выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион, как функция радиального расстояния после развертки для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Для проверки процедуры развертки была проведена серия тестов,

подтверждающих корректность развертки. Результаты и подробное описание тестов представлены в приложении А.0.2.

Исследование систематических ошибок измерений радиальных зависимостей

Также как и для D^0 -мезона, для Λ_c^+ -бариона проводилось исследование систематических ошибок измерений радиальных зависимостей путем варьирования параметров анализа. Анализ данных был повторен при следующих измененных параметрах:

- Параметры аппроксимации сигнала и фона (fitting)
- Параметры выбора диапазонов сигнала и боковых полос (sideband sub)
- Параметры моделирования не прямой компоненты (feed down)
- Параметры развертки (prior, regularisation)
- Вариации эффективности реконструкции треков (tracking eff.)
- Вариации вероятностных ограничений на выбор Λ_c^+ -кандидата (cuts)

Подробное описание исследования систематических ошибок с соответствующими графиками для каждого этапа анализа представлено в приложении Б.0.2

На рисунке 3.29 представлены относительные погрешности для каждого из источников систематической погрешности. Важно отметить, что систематические погрешности лежат в пределах статистической погрешности. Для вычисления квадрата полной систематической погрешности все вклады квадратично суммируются.

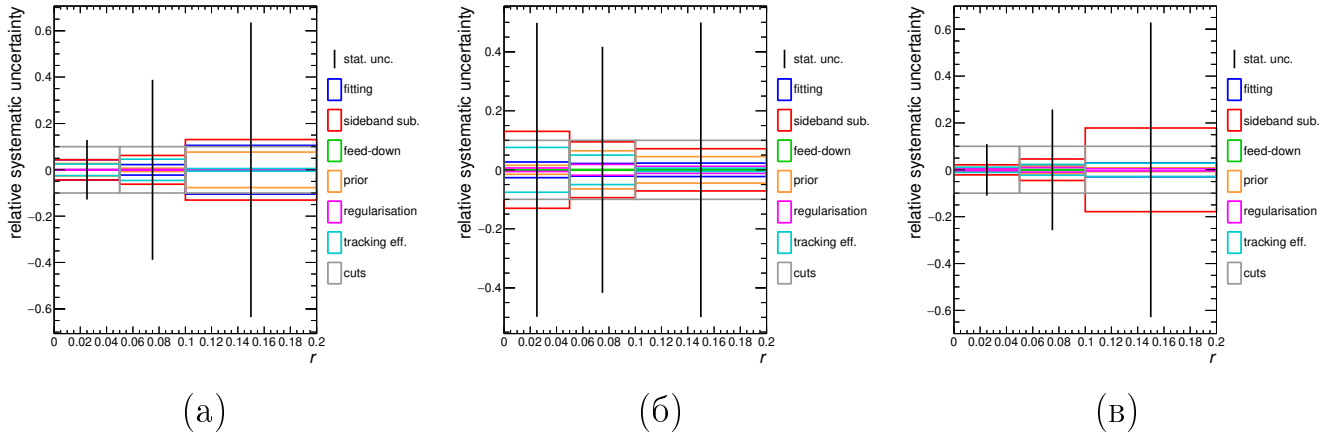


Figure 3.29: Относительные систематические погрешности для выходов адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

3.4 Основные результаты исследования радиальных зависимостей адронных струй

На рисунке 3.30 приведены финальные радиальные распределения для адронных струй, содержащих D^0 -мезон в сравнение с моделями PYTHIA 8 Monash, которая традиционно используется для описания pp-столкновений и описывает рождение очарованных мезонов и PYTHIA 8 SoftQCD (mode 2), которая включает механизмы пересоединения цвета и которая более успешно описывает рождение очарованных барионов в протонных столкновениях.

Полученные результаты показывают, что в области низкого поперечного импульса адрона (а) ни одна из моделей не справляется с описанием радиальной зависимости, что может свидетельствовать о чувствительности переменной радиальной зависимости r к дополнительным механизмам рождения очарованных мезонов. Также нельзя исключать тот факт, что в области низких импульсов адронов мы находимся на границе регистрирующей области детектора при наличии большого количества фоновых частиц и низкой эффективности реконструкции.

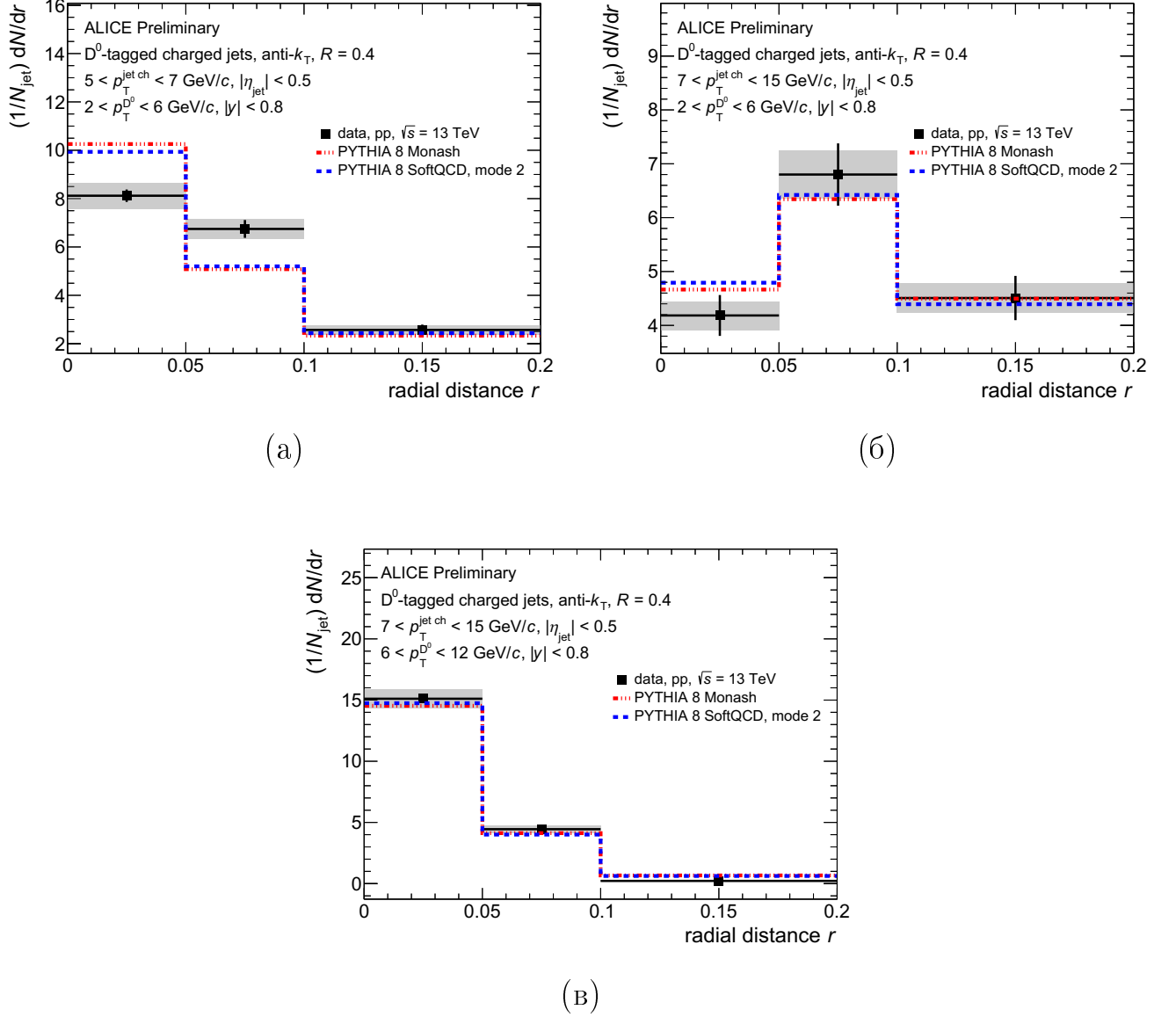


Figure 3.30: Самонормированное радиальное распределение адронных струй, содержащих D^0 -мезон в сравнение с моделями для интервала поперечных импульсов: (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,\text{jet}} < 7 \text{ ГэВ}/c$; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15 \text{ ГэВ}/c$; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15 \text{ ГэВ}/c$

В области низких импульсов адронов при сравнительно высоких импульсах струй (б) наблюдается смещение пика радиальной зависимости в стороны больших r . Данное явление может свидетельствовать о доминировании непертурбативных процессов рождения струй в результате расщепления глюонов. Так как задача разделения струй происходящих от жестких партонных столкновений и от расщепления глюонов является одним из открытых вопросов физики тяжелых ароматов, возможность использования

радиальных зависимостей для ее решения является крайне заманчивой перспективой. В данном случае, в связи с ограничением радиуса адронной струи (параметр разрешения $R=0.4$) и с крайне низкой статистикой (в особенности для Λ_c струй: рис. 3.31) смещение пика радиальной зависимости является незначительным и не может напрямую свидетельствовать о возможности использования переменной r как маркера глюонных струй. Тем не менее, полученный результат является хорошей мотивацией для продолжения этих исследований при большей статистике.

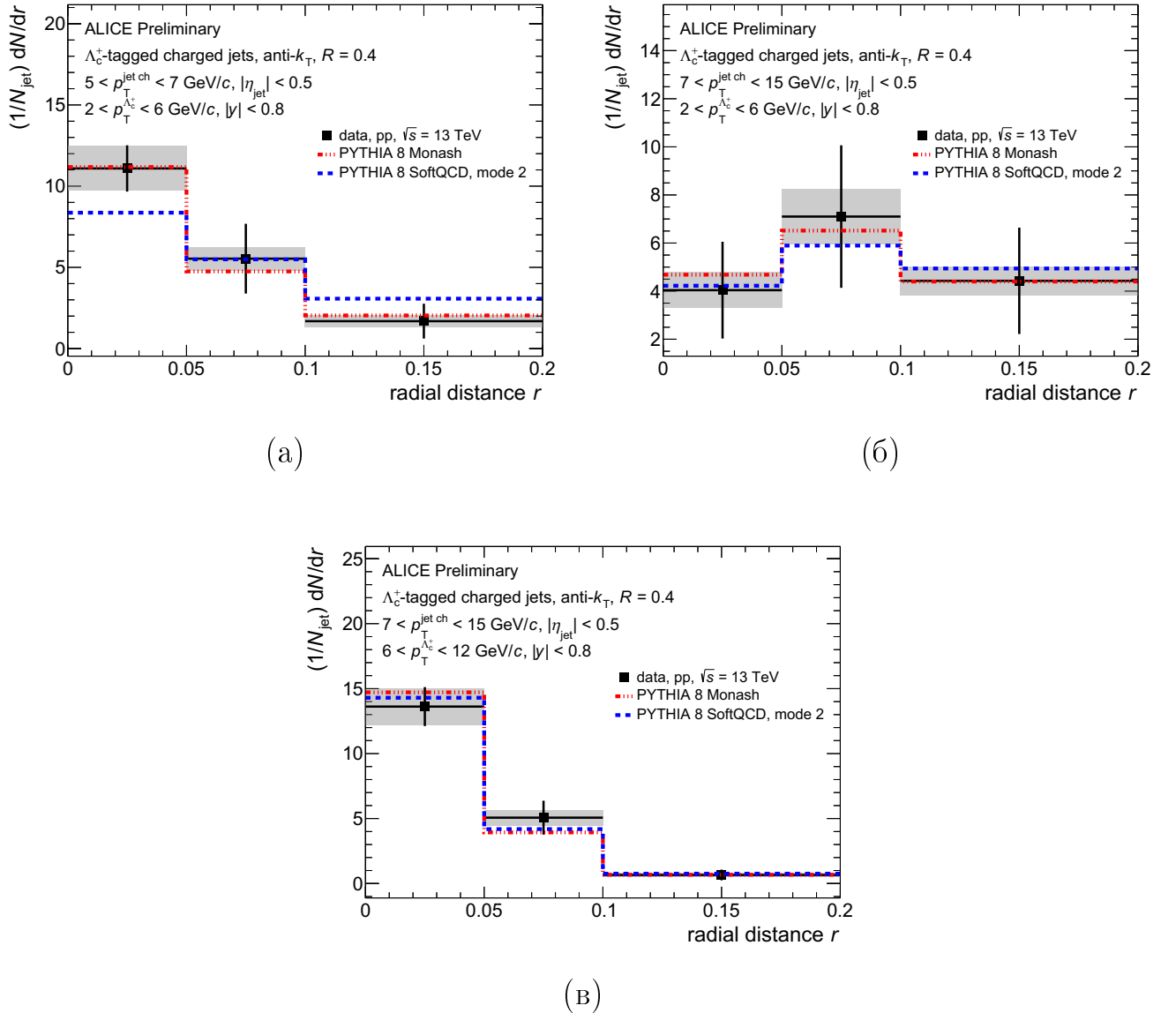


Figure 3.31: Самонормированное радиальное распределение адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион в сравнение с моделями для интервала поперечных импульсов: (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,\text{jet}} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15$ ГэВ/с

Для радиальных зависимостей Λ_c адронных струй (рис.3.31) наблюдается лучшее согласие с моделями, но при значительно большей погрешности, причем близкими оказываются результаты PYTHIA 8 Monash.

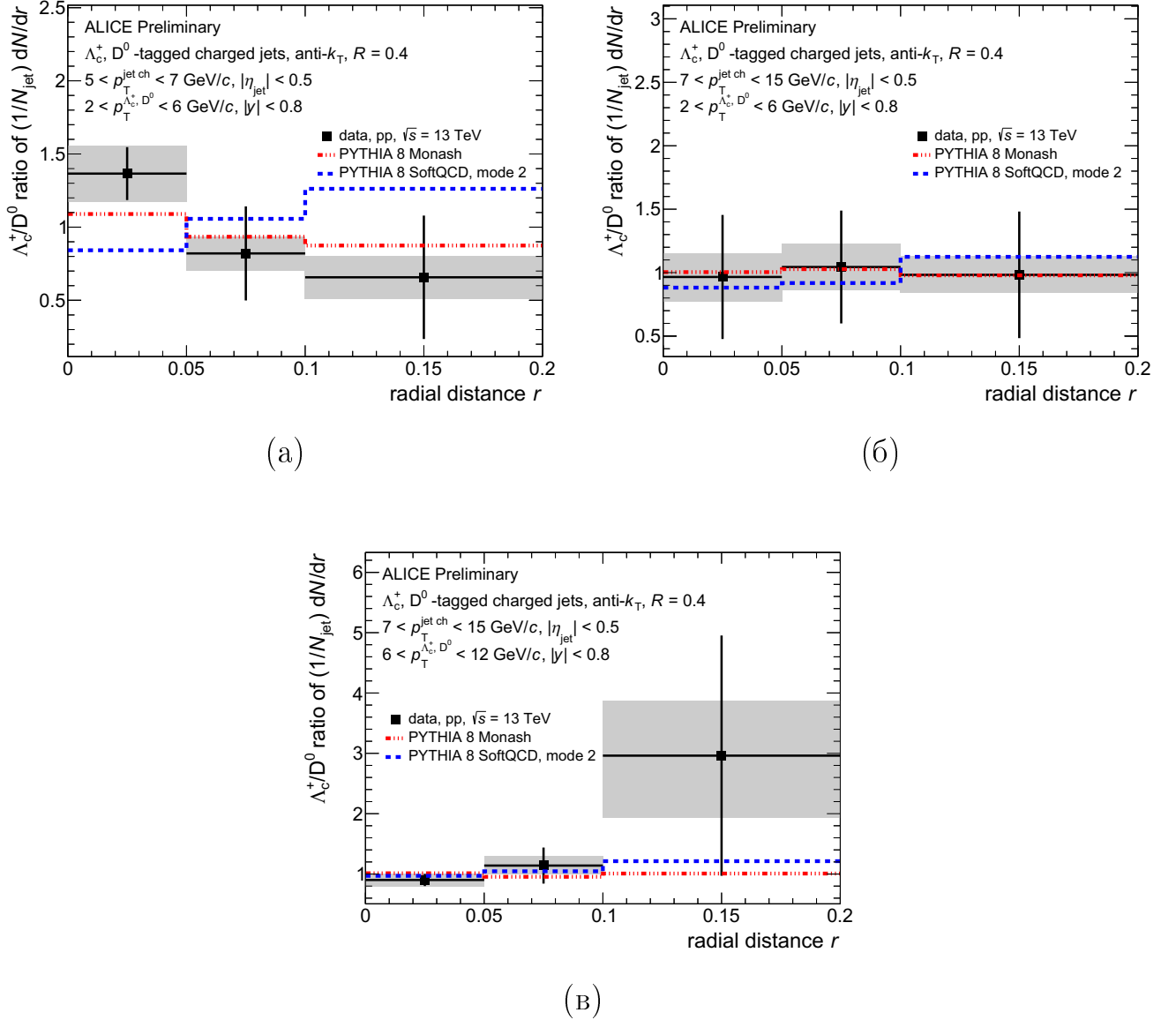


Figure 3.32: Отношение радиальных распределений адронных струй, содержащих Λ_c^+ -барион к распределениям адронных струй, содержащих D^0 в сравнение с моделями для интервала поперечных импульсов: (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+, D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+, D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+, D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с

Результаты отношений радиальных распределений струй, содержащих Λ_c^+ -барион к распределениям струй, содержащих D^0 в сравнение с моделями представлены на рисунке 3.32. В целом для всех отношений наблюдается увеличенный выход Λ_c^+ -барионов, в том числе при сравнении с моделями.

Большая погрешность, связанная с недостаточной статистикой Λ_c , не позволяет делать более строгие физические выводы. Тем не менее, результаты исследования радиальных зависимостей как для струй, содержащих Λ_c^{+-} -барион, так и для струй, содержащих D^0 -мезон, являются многообещающими и позволяют рассматривать их как важный инструмент изучения механизмов адронизации среды.

ГЛАВА 4

Изучение корреляций частиц, содержащих тяжелые кварки

В данной главе рассматривается поиск корреляций D^0 -мезонов с целью выделения сигнала от парного рождения очарованных кварков в протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, зарегистрированных в детекторе ALICE в период с 2016 по 2018 год. Рассматривались события minimum bias, при этом выборка данных совпадает с аналогичной выборкой, использовавшейся для исследования радиальной зависимости в адронных струях (пункт 3).

Соответствующее Монте-Карло моделирование получено при помощи PYTHIA6 с настройкой Perugia2011 [35]. При Монте-Карло моделировании число очарованных кварков было искусственно завышено требованием, чтобы в 50% событий образовывалась пара $c\bar{c}$, а в оставшихся событиях пара $b\bar{b}$, при этом все D^0 -мезоны должны распадаться в адронном канале распада.

4.1 Реконструкция D^0 -мезонов

Рассматривались D^0 -мезоны в каналах $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ и $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ с вероятностью распада $BR = 3.89 \pm 0.04\%$ [17]. Идентификация частиц (PID) пионов и каонов проводилась с использованием информации об удельных потерях энергии в TPC и о времени пролета в TOF. В связи со сложностью разделения пионов и каонов в TPC и TOF в широком диапазоне импульсов (рис. 4.1), основным требованием являлись соответствие потерь энергии и противоположные заряды пиона и каона. Соответственно, D^0 -мезоны были реконструированы в канале:

$$D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K^\mp + \pi^\pm \quad (4.1.1)$$

Диапазон поперечных импульсов D^0 -мезона $p_T : 2 \div 24$ ГэВ/с.

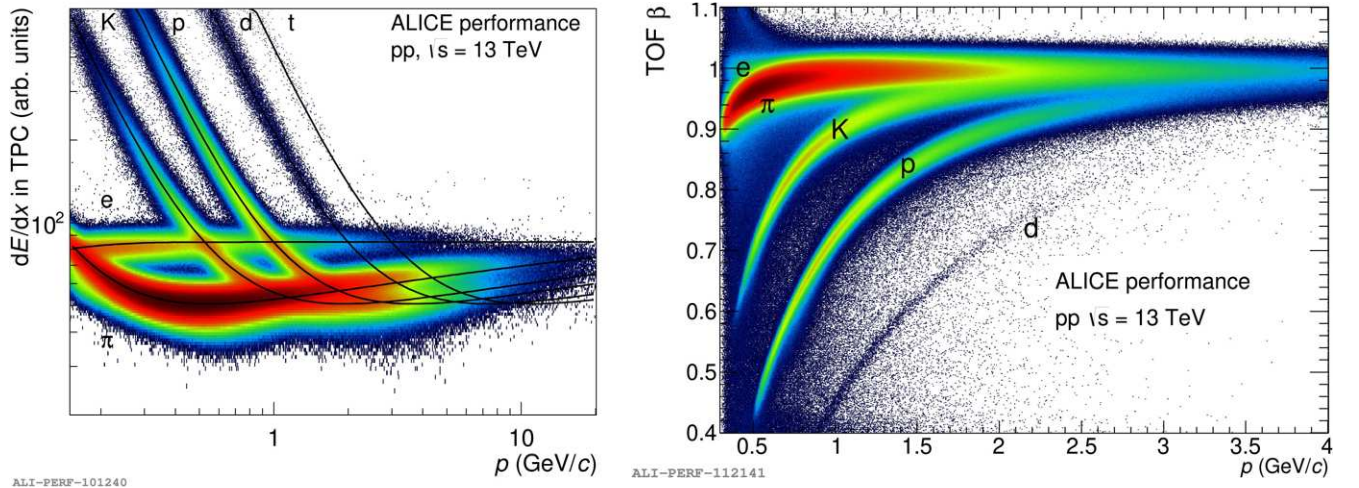


Figure 4.1: Идентификация частиц по потерям энергии dE/dx во времяпроекционной камере (а) и во времяпролетном детекторе (б) [77]

4.2 Анализ данных

Для выделения сигнала от парного рождения D^0 -мезонов были отбраны все события, в которых были зарегистрированы более одного кандидата в D^0 -мезоны. Для таких событий были построены возможные пары мезонов-кандидатов и вычислен азимутальный угол разлета кандидатов $\Delta\phi$. С учетом малого сечения взаимодействия тяжелых кварков и адронов, содержащих тяжелые кварки со средой, предполагается, что отклонение D^0 -мезона от первоначальной траектории очарованного кварка будет незначительным. Согласно пертурбативной КХД и модели Лунда, при рождении пары, кварк и антикварк разлетаются в противоположном направлении под углом 180° . Так как рождение тяжелого кварка в процессе термализации среды или образование D^0 -мезона в результате распада продуктов фрагментации b-кварка является менее вероятным процессом, предполагается, что в распределении азимутальных углов разлета D^0 -мезонов будет наблюдаться пик, который соответствует углу разлета 180° . Данная корреляция может свидетельствовать о рождении кварк-антикварковой пары.

Результаты углового распределения пар D^0 -мезонов для Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных представлены на рисунке 4.2.

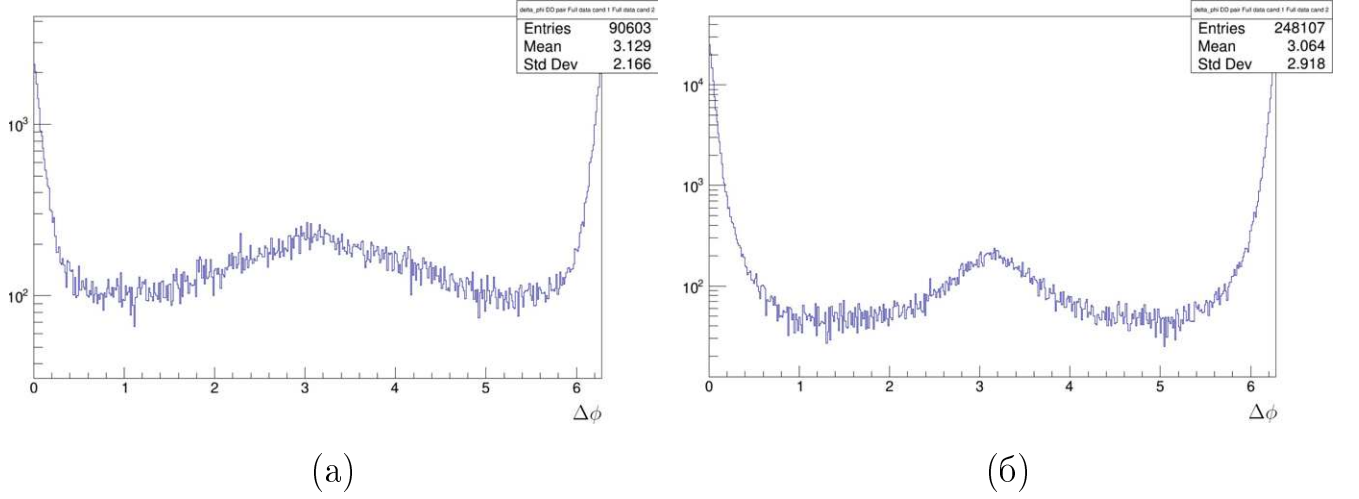


Figure 4.2: Распределение азимутальных углов разлета пары D^0 -мезонов для Монте-Карло моделирования (а) и экспериментальных данных (б)

Пик азимутальных корреляций в области $\phi = \pi$ наблюдается как для данных Монте-Карло моделирования, так и для экспериментальных данных. При этом, в обоих случаях пик наблюдается также для угла $\phi = 0$. Этот пик соответствует такому артефакту реконструкции, при котором одной частице, зарегистрированной в эксперименте соответствуют две равновероятных гипотезы при реконструкции трека частицы.

Следующим этапом является аппроксимация распределений инвариантных масс пар D^0 – мезонов. Распределения инвариантных масс для Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных представлены на рисунке 4.3. Здесь по одной оси представлено распределение инвариантных масс для первого кандидата, а по второй оси для второго кандидата. Таким образом в центре распределения можно наблюдать возможный сигнал от рождения пары частиц, каждая из которых попадает в область под пиком распределения инвариантных масс. Сильное различие в форме распределений экспериментальных данных и данных Монте-Карло моделирования связано с искусственным усилением выхода очарованных кварков на 50% и гашением фона. Такое моделирование позволяет представить условия идеального эксперимента, проверить методику выделения сигнала и оценить начальные значения параметров для аппроксимации экспериментальных распределений. Тем не менее, для того, чтобы предположить парное рождение D^0 – мезонов, все еще необходимо провести отбор по углам разлета кандидатов.

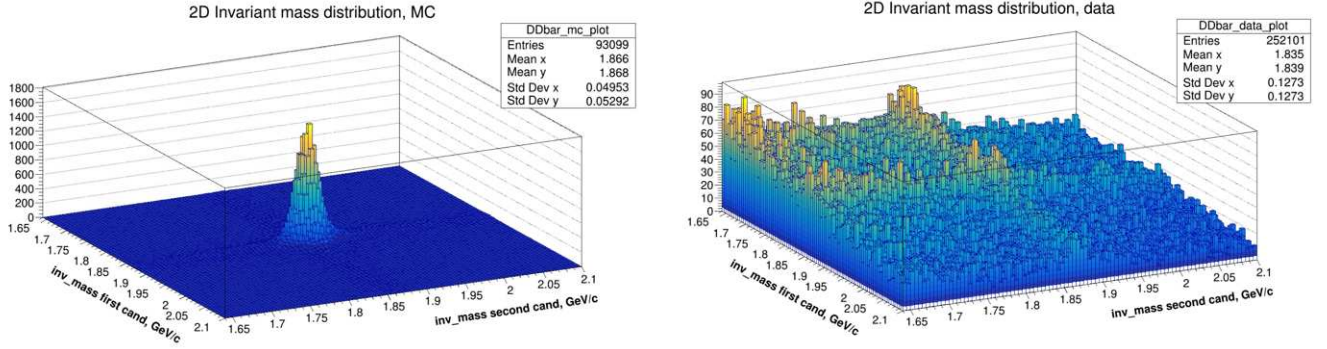


Figure 4.3: Двумерные распределения инвариантных масс пары D^0 -мезонов для Монте-Карло моделирования (а) и экспериментальных данных (б)

Полученные распределения были аппроксимированы функцией плотности вероятности (PDF):

$$PDF = N^{sig \times sig} \cdot D_{signal} \cdot \bar{D}_{signal} + N^{sig \times bkg} \cdot D_{signal} \cdot \bar{D}_{background} + N^{bkg \times sig} \cdot D_{background} \cdot \bar{D}_{signal} + N^{bkg \times bkg} \cdot D_{background} \cdot \bar{D}_{background}, \quad (4.2.1)$$

Где:

- $N^{sig \times sig}$ – количество пар кандидатов, где обе частицы дают вклад в сигнал, то есть наиболее вероятно являются D^0 -мезоном;
- $N^{bkg \times sig} = N^{sig \times bkg}$ – количество пар, где одна из частиц дает вклад в сигнал, а вторая дает вклад в фон, то есть является артефактом реконструкции, а не D^0 -мезоном. Так как при реконструкции D^0 -мезонов мы не различаем частицу и античастицу, каждый D^0 -кандидат входит в распределение дважды, как две равновероятные гипотезы. При этом, если один из кандидатов дает вклад в сигнал, второй автоматически дает вклад в фон, поэтому количество пар, где только первая частица из пары является D^0 -мезоном равно количеству пар, где только вторая частица является D^0 -мезоном;
- $N^{bkg \times bkg}$ – количество пар кандидатов, где обе частицы дают вклад в фон;
- D_{signal} ($\bar{D}_{signal}$) – функция Гаусса, аппроксимирующая область сигнала для одномерного распределения инвариантных масс;
- $D_{background}$ ($\bar{D}_{background}$) – полином второго порядка, аппроксимирующий область фона для одномерного распределения инвариантных масс;

Параметры аппроксимирующих функций были извлечены из одномерных распределений и использовались как начальные параметры для двумерной аппроксимации. В результате была сделана оценка количества пар частиц, дающих вклад в сигнал и фон. Для данных Монте-Карло моделирования эти величины известны, поэтому с их помощью можно проверить корректность аппроксимации. Результаты для Монте-Карло моделирования представлены на рисунке 4.4 и в таблице 4.1. Результаты аппроксимации экспериментальных данных представлены на рисунке 4.5.

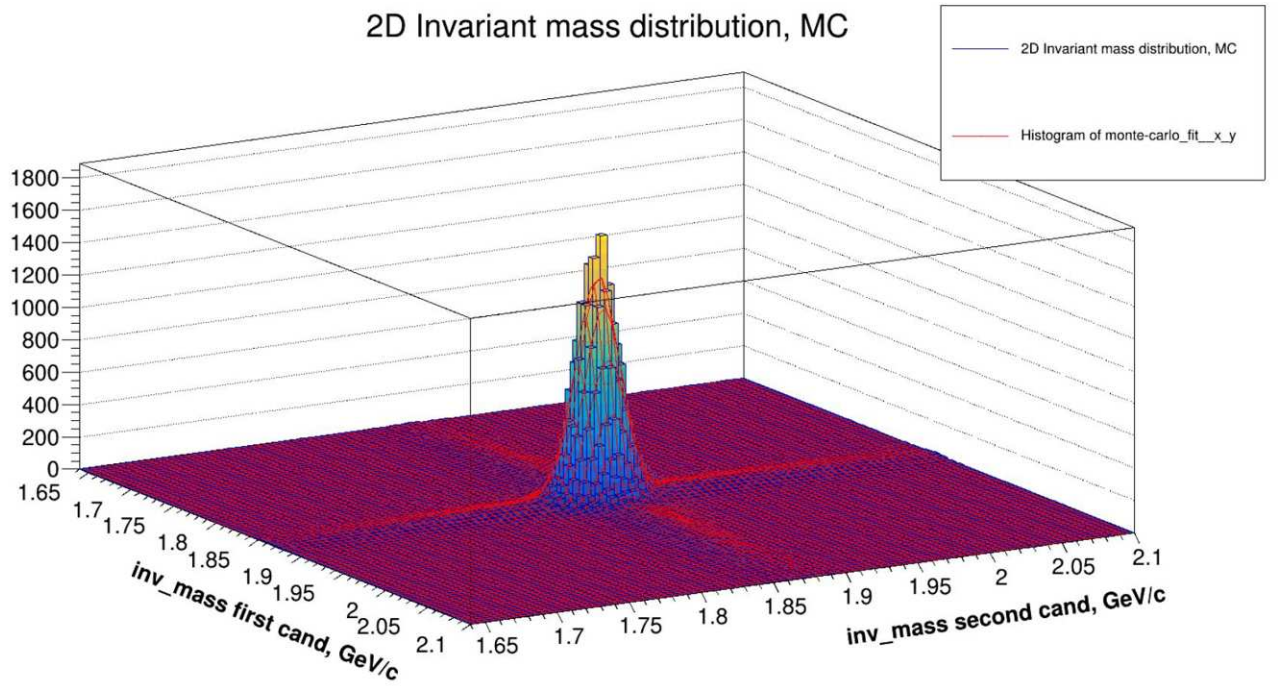


Figure 4.4: Аппроксимация функцией PDF двумерного распределения данных Монте-Карло моделирования для пар D^0 -мезонов.

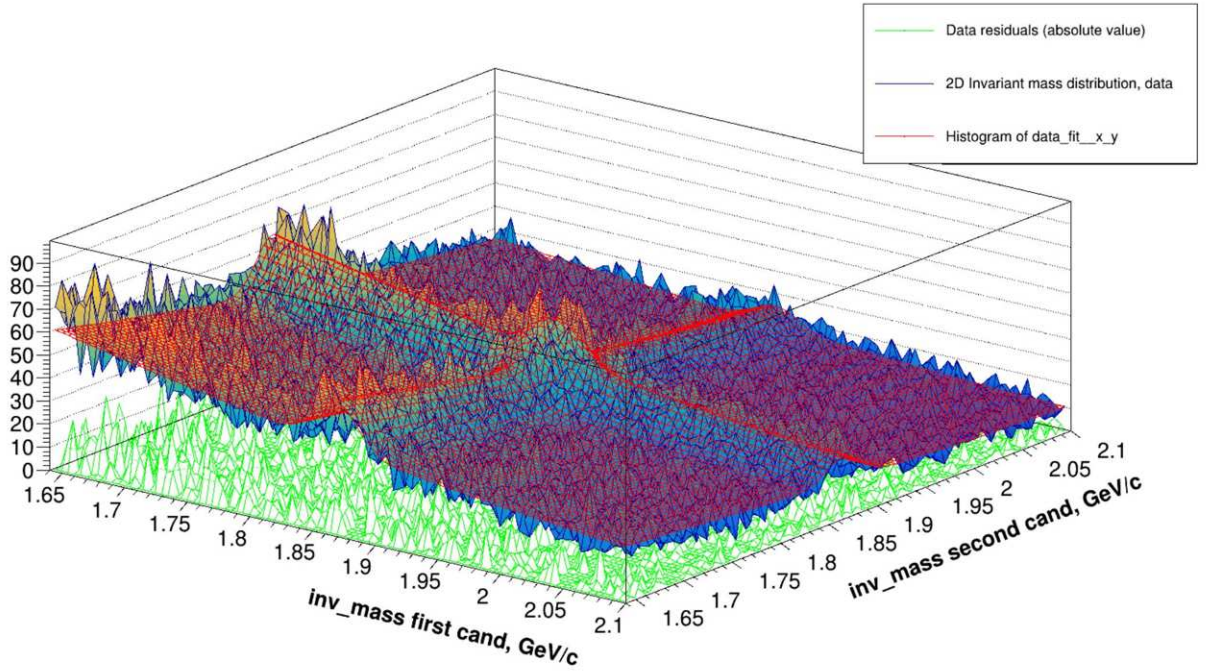


Figure 4.5: Аппроксимация функцией PDF двумерного распределения экспериментальных данных для пар D^0 -мезонов.

Данные Монте-Карло			Экспериментальные данные
Параметр	Результаты аппроксимации	Контрольное значение	Результаты аппроксимации
$N^{sig \times sig}$	$(5.572 \pm 0.002) \cdot 10^5$	56619	$(2.6 \pm 0.97) \cdot 10^2$
$N^{sig \times bkg}$	$(1.79 \pm 0.02) \cdot 10^4$	16011	$(1.004 \pm 0.007) \cdot 10^4$
$N^{bkg \times sig}$	$(1.62 \pm 0.01) \cdot 10^4$	16011	$(1.37 \pm 0.03) \cdot 10^4$
$N^{bkg \times bkg}$	$(5.43 \pm 0.09) \cdot 10^3$	5658	$(2.280 \pm 0.006) \cdot 10^5$

Table 4.1: Значение параметров двумерного распределения, полученных как с использованием данных Монте-Карло моделирования так и с использованием экспериментальных данных для пар D^0 -мезонов.

Для данных Монте-Карло моделирования наблюдается хорошее согласие между результатами аппроксимации и контрольными параметрами, что подтверждает корректность выбранной модели. Тем не менее, величина погрешности полученных результатов значительно меньше расхождения между результатами аппроксимации и контрольным значением, что является

следствием систематической ошибки, которая может быть оценена при вариации параметров аппроксимации.

Результаты аппроксимации, полученные для экспериментальных данных показывают, что выделенный сигнал обладает слишком большой погрешностью и, недостаточной статистической значимостью. При этом, на следующем шаге расчетов необходимо выделить область углов, соответствующую разлету в противоположном направлении. Как показано на рисунке 4.3 (б), большая часть событий располагается в области 0° и отвечает так называемым отражениям, когда один кандидат в D^0 -мезон был учтен дважды из-за равновероятной гипотезы (как частица и как античастица). В связи с редкостью регистрации парного рождения очарованных мезонов, используемая выборка данных не имеет достаточной статистики для дальнейшего анализа. Тем не менее, продолжение исследований в этом направлении представляет значительный интерес для изучения механизмов рождения тяжелых кварков. В настоящее время ведутся работы по включению изучения парного рождения тяжелых ароматов в физическую программу эксперимента ALICE после увеличения светимости Большого Адронного Коллайдера.

ГЛАВА 5

Исследования Монолитных Активных Пиксельных Сенсоров для модернизированной Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE

Новая физическая программа эксперимента ALICE, которая будет реализована после запуска БАК в 2022 году, в значительной степени ориентирована на исследования в области физики тяжелых ароматов. В таких исследованиях важнейшую роль играет реконструкция треков частиц, содержащих тяжелые кварки, обеспечиваемая внутренней трековой системой. Возможности существовавшей до 2020 года ВТС эксперимента ALICE значительно ограничивали спектр исследований в области тяжелых ароматов. Это, в частности, можно наблюдать по результатам анализа данных эксперимента ALICE, представленным в главах 3 и 4 данной работы. Низкая эффективность регистрации частиц, содержащих тяжелые кварки, не позволяет набрать достаточное количество статистики для строгой физической интерпретации полученных результатов. Расширение исследований в область кварков, тяжелее с-кварка, для ВТС существовавшей до 2020 года, в принципе не представлялось возможным. Для реализации физической программы эксперимента ALICE после 2022 года была создана новая ВТС на основе использования монолитных активных пиксельных сенсоров (см 2.3). Одним из важнейших этапов модернизации Внутренней Трековой Системы являлся контроль качества основных систем и компонентов и проведение исследований всех модулей пиксельных детекторов, электроники, систем питания и систем охлаждения.

В рамках данной работы проводились исследования, контроль качества и

характеризация отдельных детекторных модулей внешних и средних слоев ВТС ALICE. Процедура работы с детекторными модулями состояла из следующих этапов:

- Исследование и характеристика детекторных модулей;
- Проведение исследований детекторных модулей после любых механических манипуляций, включая установку в слои ВТС, доработку модулей после устранения неисправностей и т.д.

5.1 Исследование рабочих характеристик детекторных модулей внешних и средних слоев Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE

Проведение исследований в данном направлении состояло из серии тестов, которые были реализованы при заданных рабочих параметрах пиксельных сенсоров. По результатам тестирования определялось, соответствует ли весь детекторный модуль заявленным требованиям, или он не может быть использован в эксперименте. Объектом исследования являлись сборки детекторов внешних и средних слоев новой ВТС. Эти сборки состоят из модулей, в каждом из которых находится по 14 сенсоров, расположенных в два ряда по семь сенсоров. Питание и считывание данных происходит для каждого модуля (см. пункт 2.3), поэтому все тесты проводятся независимо для каждого модуля.

На первом этапе производилась проверка работы системы питания детектора. Питание детекторных модулей реализовано через шину питания. Напряжение подается на каждый модуль детектора, кроме того, через дополнительную шину к каждому модулю можно подать напряжение обратного смещения, приложенное непосредственно к подложке пиксельных сенсоров. Необходимо, чтобы питание равномерно распределялось между модулями детектора, для чего была разработана специальная процедура динамической коррекции напряжения, учитывающая потери напряжения в каждом из модулей. На первом шаге тестов было необходимо отключить питание и синхронизировать модули. После этого питание подается последовательно на все модули и устанавливается время, которое позволяет синхронизировать

модули пиксельных детекторов, отдельные системы ВТС, а также ВТС с остальными детекторами ALICE. Во время этой процедуры производится динамическая коррекция напряжения, и регистрируются как цифровые так и аналоговые напряжения и токи. Также проводится проверка работы системы подачи напряжения обратного смещения. Для этого строится вольт-амперная характеристика детектора при изменении напряжения обратного смещения от 0 до 4 В. Если ток при этом превышает 15 мА, считается, что данный модуль не работает с напряжением обратного смещения.

Несмотря на то, что в сборках детекторов внешних и средних слоев установлены шины для подачи напряжения обратного смещения, их использование в эксперименте излишне. Дело в том, что при длительном облучении сенсора радиацией (например, вблизи точки столкновения пучков), в кристаллической решетке кремния возникают несовершенства, в том числе сильные токи утечки, которые вызывают ложные срабатывания пикселей. В таком случае, подача напряжения обратного смещения на подложку пиксельной матрицы позволяет расширить обедненную зону в кремнии и снизить вероятность сбора паразитного заряда на диоде. В случае детекторов внешних и средних слоев, сенсоры расположены достаточно далеко от точки столкновения пучков и, в течение всего запланированного времени использования ВТС они не успеют накопить достаточной дозы радиации для возникновения существенных дефектов в кремнии.

Следующим этапом проводилось цифровое сканирование пиксельной матрицы. Цифровое сканирование выполняется для проверки отклика пикселей при инжектировании цифрового сигнала на заданный набор пикселей детектора, а также для проверки качества считывания через высокоскоростной канал передачи данных. Сканирование повторяется для трех настроек напряжения питания цифровой части периферийной электроники сенсора: номинальное, + 10% и -10%.

Далее проводилось пороговое сканирование пиксельной матрицы. В данном сканировании определялась минимальная величина заряда, необходимая для срабатывания пикселя – порог срабатывания пикселя по заряду, а также размытие этого порога – шум.

Порог срабатывания пикселя в единицах заряда определяется путем

инжектирования ~ 50 пробных зарядов на внешний вход пикселей (для заданного набора пикселей). Величина инжектируемого заряда возрастает с определенным шагом и для каждого заряда вычисляется вероятность срабатывания каждого пикселя. В результате получается S-образная кривая зависимости вероятности срабатывания пикселя от величины заряда. Такая кривая может быть аппроксимирована модифицированной функцией ошибок:

$$p_{hit}(q_{inj}) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{Erf} \left[\frac{q_{inj} - \mu}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right] \right), \quad (5.1.1)$$

Где q_{inj} – это количество инъекций заряда, μ – это порог срабатывания пикселей в единицах заряда, а σ – это размытие порога или темпоральный шум. Пример порогового сканирования одного из модулей исследуемого детектора представлен на рисунке 5.1. Показано, что порог срабатывания пикселей однороден для всех сенсоров данного модуля и для всех пикселей внутри сенсора.

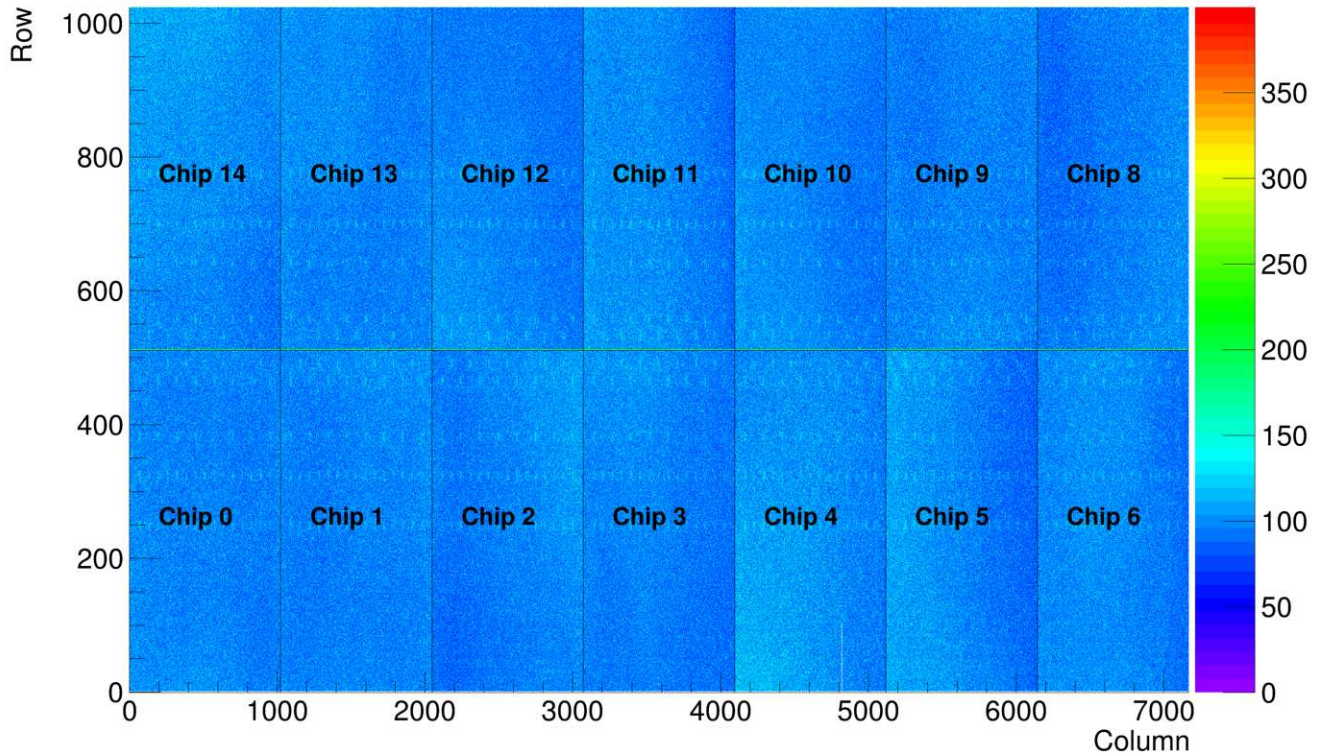


Figure 5.1: Результат порогового сканирования одного из модулей сборки внешнего слоя внутренней трековой системы

Сканирование выполняется при двух напряжениях обратного смещения 0

В и 3 В. Также, проводится сканирование с дополнительными настройками: в данном случае применяется корректировка настроек компаратора для того, чтобы добиться равномерного отклика для всех сенсоров в модуле. Кроме того, корректировка параметров может увеличить или уменьшить величину порога срабатывания пикселей. В таком случае, высокий порог может отсеять ложные (шумовые) срабатывания пикселей, вызванные сбором свободных носителей заряда на диоде. Возникновение свободных носителей заряда в обедненной зоне вызвано, в основном, тепловым движением носителей заряда в кремнии или темновыми токами утечки.

Следующим этапом выполнялось исследование таких шумовых срабатываний пикселей в отсутствии источников ионизирующего излучения. Для определения числа шумящих пикселей проводился циклический опрос всей пиксельной матрицы (1 000 000 циклов опроса пиксельной матрицы при номинальных значениях порогового тока и напряжения), и строилась карта пикселей, сработавших более одного раза. Согласно требованиям по пороговому уровню шумящих пикселей, обусловленных необходимостью регистрации редких событий, максимальное число шумовых срабатываний должно быть много меньше 10^{-6} срабатываний на событие на пиксель. На рисунке 5.2 представлен пример зависимости уровня шума (число срабатываний/пиксель/событие) от числа шумящих пикселей для каждого из модулей. Уровень шума в каждом из модулей не превышает максимально допустимый.

Такая серия исследований проводилась также для остальных сборок детекторов внешних и средних слоев ВТС. По результатам исследований, все установленные в обновленную ВТС ALICE детекторы внешних и средних слоев успешно прошли все необходимые исследования и удовлетворяют всем заявленным требованиям. Детекторы внутренних слоев также успешно прошли подобные серии тестов [78, 79], однако в рамках данной работы они не рассматривались.

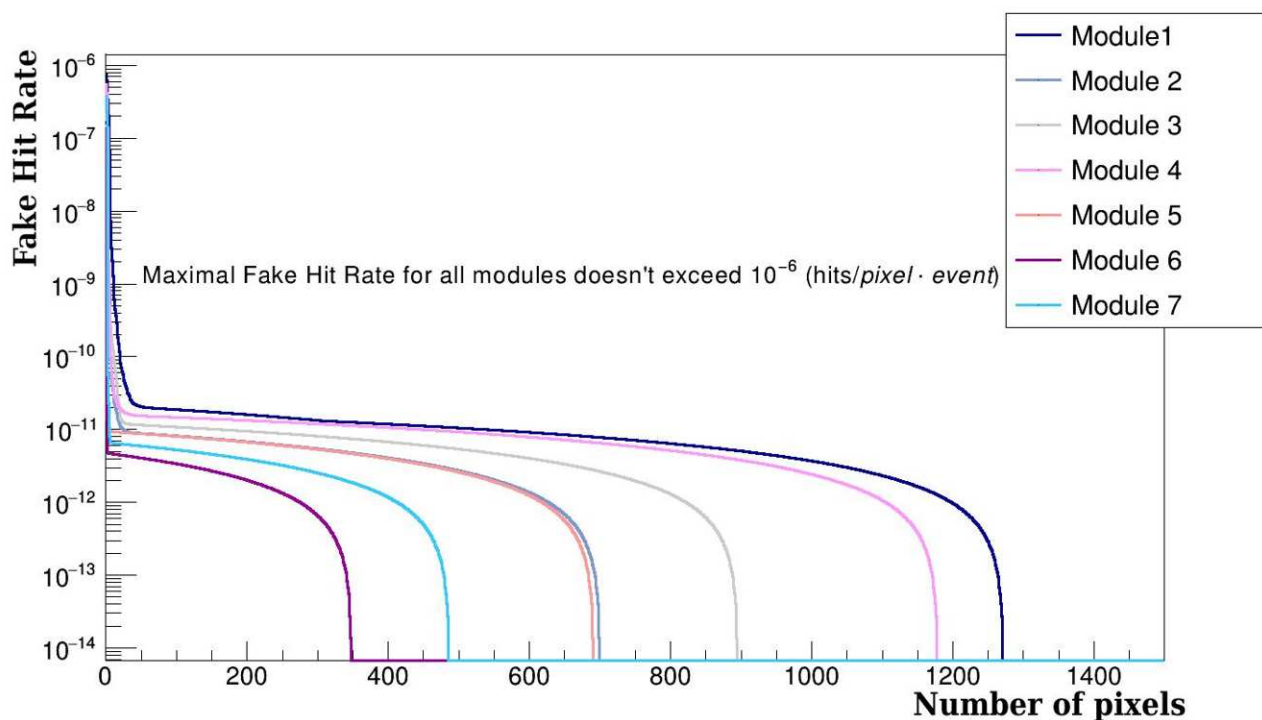


Figure 5.2: Зависимость уровня шума (число срабатываний/пиксель/событие) от числа шумящих пикселей в каждом из семи модулей полу-сборки сборки внешних слоев.

Также, для сборок детекторов внешних слоев были проведены исследования функции отклика (карта сработавших пикселей) пикселей детекторных модулей при облучении этих модулей источником ионизирующих излучений. В качестве радиоактивного источника использовался изотоп ^{90}Sr с активностью 1.42 МБк.

Были получены карты сработавших пикселей при различном расположении источника. Источник перемещался вдоль детектора, и в каждом измерении располагался над центром модуля и на границе между модулями. Измерения проводились последовательно с каждым из семи модулей детекторной сборки. На рисунке 5.3 приведены карты сработавших пикселей в различных модулях по мере удаления от источника ионизирующего излучения, а именно: (а) для первого модуля, над которым располагался источник, (б) для второго модуля, (в) для четвертого модуля и (г) для седьмого модуля.

На картах пикселей показана однородность срабатываний пикселей вдоль сборки. При длительной экспозиции и расположении источника непосредственно над исследуемым модулем отчетливо видны места спайки сенсоров с подложкой и расположение элементов внешней электроники

детектора. В четвертом модуле (рисунок 5.3 (в)) наблюдается заметное снижение числа срабатываний пикселей в одном из сенсоров (шестой сенсор). Все срабатывания пикселей в данном сенсоре являются шумовыми, в связи с неисправностью этого сенсора. Согласно моделированию реконструкции треков в ВТС, неисправность одного из сенсоров в модуле сборки внешнего слоя допустима и не оказывает значительного влияния на эффективность реконструкции треков. Анализируя отклики пикселей, стоит отметить, что, ионизирующее излучение от источника почти не достигает последнего модуля, поэтому для седьмого модуля регистрируются только шумовые срабатывания пикселей (см. рис. 5.3 (г)).

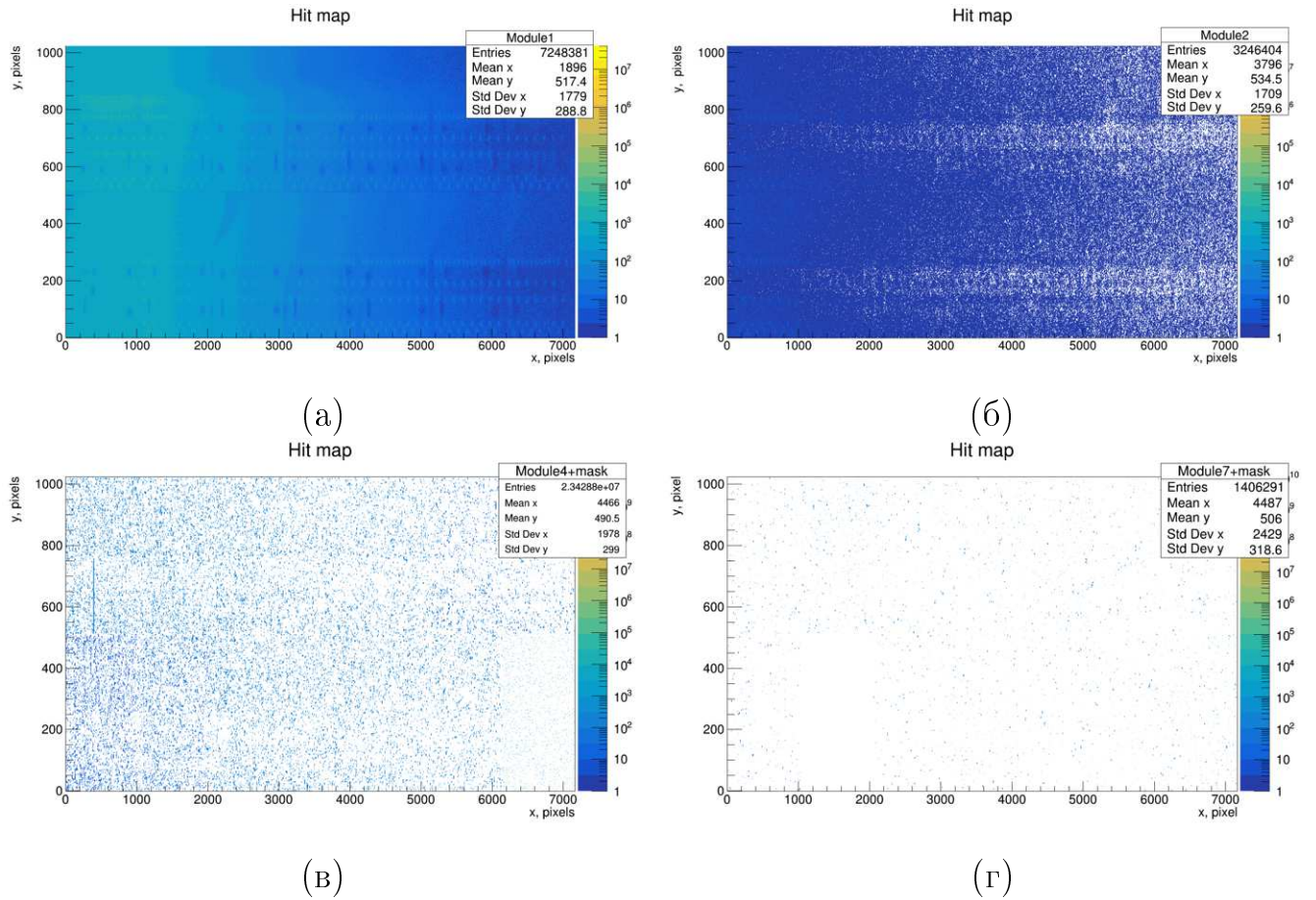


Figure 5.3: Карты сработавших пикселей при облучении источником ^{90}Sr : (а) карта сработавших пикселей для первого модуля; (б) карта сработавших пикселей для второго модуля; (в) карта сработавших пикселей для четвертого модуля; (г) карта сработавших пикселей для седьмого модуля. Источник располагается в начале сборки, на границе первого модуля.

Также, в рамках исследования сборок внешних слоев ВТС, была проведена серия температурных измерений. Согласно требованиям, обусловленным в

первую очередь механическими свойствами материалов, используемых при сборке детекторных конструкции (например клея, фиксирующего сенсоры), максимально допустимая температура нагрева составляет порядка 45°C . Температура детекторных модулей измеряется датчиками, расположенными на каждом сенсоре и напрямую связана с напряжением питания сенсоров. Каждый из модулей детектора (а также каждый из сенсоров) можно представить в качестве резистора, на котором происходит потеря напряжения. Чем выше напряжение питания, тем больше тепла выделяется на модуле и тем выше его температура. Чтобы оценить эффективность системы охлаждения сборки детекторов, а также флуктуации температуры в различных частях сборки были считаны показатели термодатчиков на каждом сенсоре, а также были получены усредненные значения температуры для модулей. В верхней части рисунка 5.4 показаны зависимости температуры (а) и напряжения (б), измеренных на сенсоре от порядкового номера этого сенсора в сборке. Так как охлаждение происходит параллельно для двух рядов пиксельных сенсоров в каждом модуле, результаты для каждого ряда представлены независимо друг от друга (первый и второй температурный контур). Как и следовало ожидать, по мере удаления от первого модуля (к которому охлаждающая жидкость подводится непосредственно от системы с хладагентом), охлаждающая жидкость нагревается и отводит тепло менее эффективно. Тем не менее, флуктуации от сенсора к сенсору незначительны и общую тенденцию можно увидеть только для усредненных (для модулей) значений (рисунок 5.4 (в)). Охлаждение детектора не может влиять на напряжение, подаваемое на модуль, и по мере удаления от первого модуля, напряжение ожидаемо падает (рисунок 5.4 (б,г)).

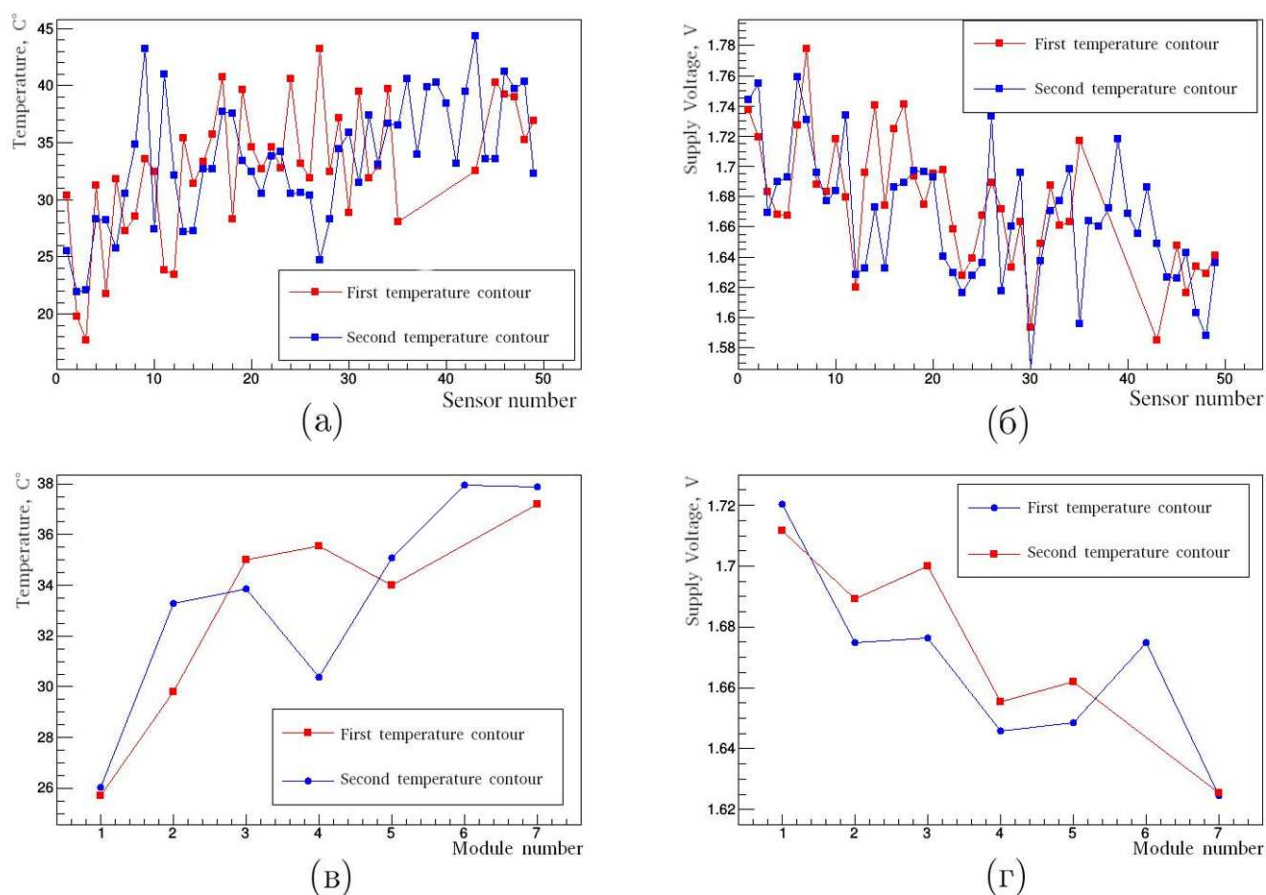


Figure 5.4: (а) зависимость температуры от порядкового номера сенсора в сборке; (б) зависимость температуры от номера модуля; (в) зависимость аналогового напряжения от порядкового номера сенсора в сборке; (г) зависимость аналогового напряжения от номера модуля.

Исследования температурных характеристик детекторных модулей проводились как для детектора в отсутствие нагрузок (когда детектор был подключен к системе питания, но не тестировался), так и в течение тестов, например порогового теста, который максимально задействует всю электронику детектора и систему сбора и обработки данных. Результаты данного исследования показали, что в условиях максимальной загрузки при средней температуре модулей, не превышающей 40 $^{\circ}\text{C}$, одиночные флуктуации отдельных сенсоров не превышают 45 $^{\circ}\text{C}$. Таким образом, жидкостная система охлаждения не допускает критического перегрева сенсоров и модулей. При этом, данное исследование проводилось до введения в эксплуатацию централизованной системы охлаждения, параметры которой позволят максимально эффективно отводить тепло от детекторов (до 20 $^{\circ}\text{C}$).

В функционирующей ВТС происходит постоянный мониторинг температуры всей сборки детекторов. При постоянном централизованном жидкостном охлаждении температура детекторов не превышает 22°C в отсутствии нагрузки и 40°C при максимальной загрузке детектора, что было проверено в ходе введения в эксплуатацию ВТС ALICE.

5.2 Основные результаты исследований характеристик пиксельных сенсоров.

При исследования пиксельных детекторов для модернизированной ВТС эксперимента ALICE были получены следующие результаты:

- проведено полное тестирование модулей сборок детекторов внешних слоев ВТС эксперимента ALICE. Автором было исследовано порядка 70% всех сборок детекторов внешних и средних слоев ВТС ALICE.

Однородность порога срабатывания пикселей по заряду для всех сенсоров во всех сборках обеспечивает равномерность регистрации частиц и отсутствие слепых зон – таких областей сенсора, в которых эффективность регистрации заряженных частиц значительно снижается. Соответствие требованиям к максимально допустимому уровню шумовых срабатываний пикселей позволит регистрировать редкие события рождения адронов, содержащих тяжелые кварки в столкновениях на БАК.

- Было проведено изучение функции отклика пиксельных сенсоров при воздействии на них ионизирующих излучений. Данное исследование позволило проверить равномерность регистрации электронов от источника для сенсоров, находящихся в различных модулях сборки, а также влияние электронных систем детектора (шина питания, сигнальная шина, электроника детектора) на регистрацию частиц сенсорами. Равномерность засветки позволяет сделать вывод об отсутствии слепых зон детектора, понижающих эффективность реконструкции частиц. На построенных картах сработавших пикселей проматривается внешняя электроника сенсора, что свидетельствует о перерассеении электронов в

материале детектора, однако спектр электронов от источника ^{90}Sr лежит в значительно более низкой по энергии области, по сравнению с частицами, регистрируемыми при столкновении пучков БАК. Соответственно потери энергии dE/dx для более высокоэнергетичной частицы будут минимальны и перерассеяние частиц на материале детектора будет незначительно сказываться на эффективности регистрации.

- Была проведена проверка работы системы охлаждения. Показано, что при работе детектора с жидкостным охлаждением не достигается критическая температура, при которой может быть нанесен ущерб детектору. В условиях максимальной загрузки детектора, крайне важно не допустить перегрева как всего детектора, так и отдельных его элементов. При этом сами сенсоры, даже после длительного воздействия излучения, толерантны к нагреву до температур порядка $\sim 60^\circ\text{C}$ [80], в то время как механические элементы структур поддержки и фиксации детекторов при повышении температуры могут вызывать смещение элементов детектора. Стоит отметить, что для реконструкции треков и вершин распадов частиц, рожденных в ультрарелятивистских столкновениях, длина пробега которых составляет <100 мкм, даже минимальные смещения геометрии детекторов могут стать критичными. В связи с этим, особое внимание уделяется постоянному наблюдению за температурой всех элементов детектора, а также элементов системы питания и охлаждения. Контроль температуры обеспечивается программными методами как при испытаниях детектора, так и непосредственно в эксперименте.

Заключение

В работе представлено исследование выходов адронов, содержащих тяжелые кварки в ультрарелятивистских столкновениях на Большом Адронном Коллайдере. В рамках работы были рассмотрены теоретические модели физики тяжелых ароматов, были изучены и успешно применены методики анализа данных в физике высоких энергий.

При анализе данных эксперимента ALICE на Большом Адронном Коллайдере были получены следующие результаты:

1. Проведен анализ данных, полученных в протон-протонных столкновениях в эксперименте ALICE. Протон-протонные столкновения являются простейшей системой столкновений и позволяют изучить рождение частиц в вакууме. Традиционно, для описания протонных столкновений успешно применяется партонная модель квантовой хромодинамики. Тем не менее, ряд источников ([7, 8, 49, 51]) и, в том числе, данная диссертация, показывают, что существуют значительные расхождения экспериментальных результатов с теоретическими расчетами в рамках партонной модели. Это показывает, что необходимо более детальное изучение протонных столкновений с увеличением статистики измерений, которое возможно только после модернизации эксперимента ALICE. Более того, изучение процессов в вакууме необходимо для выявления эффектов, возникающих в столкновениях тяжелых ионов, при формировании КГП, исследование которой является основной физической задачей эксперимента ALICE на БАК.
2. Впервые получены экспериментальные результаты радиальных зависимостей в адронных струях содержащих очарованные кварки в эксперименте ALICE. Получены первые результаты радиальных зависимостей в адронных струях, содержащих Λ_c^+ -барион. Впервые

измерено отношение радиальных зависимостей струй, содержащих Λ_c^+ -барион к струям, содержащим D^0 -мезон.

3. Показано, что поведение радиальных зависимостей как для струй, содержащих Λ_c^+ -барион, так и для струй, содержащих D^0 -мезон сильно зависит от диапазона поперечных импульсов адронов и струй:

- В области низких импульсов адронов и низких импульсов адронных струй наблюдается спад радиальной зависимости, причем поведение радиальных зависимостей (особенно для D^0 -мезона) сильно отличается от теоретических моделей, в том числе включающих механизмы пересоединений цветов и взаимодействия со средой
- В области низких импульсов адронов и высоких импульсов адронных струй наблюдается смещение пика радиальных зависимостей в область $0.05 < r < 0.1$, что может являться признаком увеличения количества струй, возникающих в результате расщепления глюонов
- В области высоких импульсов адронов и адронных струй наблюдается спад радиальной зависимости, соответствующий предсказаниям теоретических моделей

Полученные результаты свидетельствуют о чувствительности радиальной зависимости к процессам адронизации, что является главным положительным выводом данной работы. Таким образом, показана необходимость продолжения исследований радиальных зависимостей в адронных струях после модернизации детекторного комплекса как в столкновениях тяжелых ионов, так и в столкновениях протонов, физика которых до конца не ясна.

Другим важным этапом работы являлась апробация методики исследования парного рождения очарованных мезонов. Для существующего набора данных, статистическая значимость полученных результатов не допускает физической интерпретации, однако разработанная методика создает необходимый задел для продолжения исследований при увеличении статистики измерений.

Помимо анализа данных, полученных в эксперименте ALICE с 2016 по 2018 год, были изучены методы детектирования частиц, в частности адронов, содержащих тяжелых ароматы, в эксперименте ALICE. Работа включала в себя участие в модернизации Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE, ответственной за реконструкцию треков и вершин взаимодействий частиц, в том числе продуктов фрагментации тяжелых кварков. Основными преимуществами модернизированной ВТС ALICE являются:

- Низкий уровень шумовых срабатываний пиксельной матрицы, который позволит уменьшить фон при регистрации редких событий, таких как распад очарованных адронов
- Высокая эффективность $\sim 99.9\%$, радиационная прозрачность и уменьшение времени обработки сигнала до 5 мкс [13] позволит обрабатывать большую часть данных от Pb–Pb столкновений на частоте до 50 кГц, соответственно вероятность регистрации тяжелых ароматов будет значительно увеличена
- Слои детектора будут максимально приближены к точке столкновения, обеспечивая наилучшее разрешение для восстановления вершины распада короткоживущих тяжелых адронов. При этом, эффективная система охлаждения детектора и радиационная стойкость обеспечит бесперебойную работу ВТС, даже при максимальных нагрузках БАК при столкновениях тяжелых ионов.

В рамках проекта модернизации ВТС было принято участие в исследованиях работы сборок МАПС внешних слоев ВТС, а также в исследованиях характеристик и работы сборок МАПС при установке внешних и средних слоев ВТС. Отдельно стоит отметить важность исследования МАПС, разработанных коллаборацией ALICE, и для других проектов в области физики высоких энергий, где применяются эти сенсоры [81, 82, 12]. При этом использование таких технологий не ограничивается фундаментальными задачами, существует широкий спектр возможных применений пиксельных детекторов в области медицины, материаловедения и даже в космических исследованиях.

Список литературы

- [1] F. Halzen, Alan D. Martin. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle. — John Wiley & Sons, 1984.
- [2] A. Andronic et al.. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton–proton to heavy-ion collisions // *Eur. Phys. J.* — 2016. — V. C76, № 3. — P. 107.
- [3] D. A. Appel. Jets as a probe of quark-gluon plasmas // *Phys.Rev.D.* — 1986. — V. 33. — P. 717.
- [4] V. Khachatryan et al.. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC // *Journal of High Energy Physics.* — 2010. — V. 9, № 100. — P. 091.
- [5] V. Khachatryan et al.. Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC // *Phys. Lett. B.* — 2017. — V. 765. — P. 193–220.
- [6] J. Adam et al.. Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions // *Nature Phys.* — 2017. — V. 13. — P. 535–539.
- [7] S. Acharya et al.. Λ_c^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // *JHEP.* — 2018. — V. 04. — P. 108.
- [8] S. Acharya, D. Adamová, A. Adler et al.. Λ_c^+ production and baryon-to-meson ratios in pp and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the LHC // *Physical Review Letters.* — 2021. — Nov. — V. 127, № 20. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.202301>.

- [9] A. M Sirunyan et al.. Studies of Charm Quark Diffusion inside Jets Using Pb-Pb and pp Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — V. 125. — P. 102001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.102001>.
- [10] Sa Wang, Wei Dai, Ben-Wei Zhang, Enke Wang. Radial profile of bottom quarks in jets in high-energy nuclear collisions // *Chinese Physics C.* — 2021. — jun. — V. 45, № 6. — P. 064105. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/abf4f5>.
- [11] R. Aaij, C. Abellan Beteta, B. Adeva et al.. Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Journal of High Energy Physics.* — 2012. — V. 2012, № 6. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2012\)141](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2012)141).
- [12] V.I. Zherebchevsky, T.V. Lazareva et al.. Silicon Pixel Detectors for the Inner Tracking System of the MPD Experiment at the NICA Collider // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* — 2021. — V. 85, № 5. — P. 541–547.
- [13] B. Abelev et al.. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2014. — V. 41, № 8. <http://iopscience.iop.org/0954-3899/41/8/087002>.
- [14] V.I. Zherebchevsky, V. Kondratiev, T. Lazareva et al.. Investigations of the new generation pixel detectors for ALICE experiment at LHC // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* — 2016. — 08. — V. 80. — P. 953–958.
- [15] Т.В. Лазарева. Исследования выходов тяжелых ароматов в столкновениях тяжелых ионов на Большом Адронном Коллайдере // *Выпускная квалификационная работа СПбГУ.* — 2021. diploma.spbu.ru.
- [16] Measurement of in-jet production of Λ_c baryons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with radial displacement analysis for Λ_c and D^0 tagged jets. https://alice-figure.web.cern.ch/grp_prel_fig_pub.
- [17] P.A. Zyla et al.. Review of Particle Physics // *PTEP.* — 2020. — V. 2020, № 8. — P. 083C01.

- [18] D d'Enterria, M Ballintijn, M Bedjidian et al.. CMS Physics Technical Design Report: Addendum on High Density QCD with Heavy Ions // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2007. — oct. — V. 34, № 11. — P. 2307–2455. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/34/11/008>.
- [19] Richard P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — V. 23. — P. 1415–1417. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.1415>.
- [20] Richard P Feynman. Photon-hadron interactions. — CRC Press, 2018.
- [21] J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // *Phys. Rev.* — 1969. — V. 179. — P. 1547–1553. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.179.1547>.
- [22] J. D. Bjorken, E. A. Paschos. Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon // *Phys. Rev.* — 1969. — V. 185. — P. 1975–1982. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.185.1975>.
- [23] E. D. Bloom, D. H. Coward et al.. High-Energy Inelastic ep Scattering at 6° and 10° // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — V. 23. — P. 930–934. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.930>.
- [24] C. Collins, J, D. E. Soper, G. F. Sterman. Factorization of Hard Processes in QCD // *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* — 1989. — V. 5. — P. 1–91.
- [25] V. N. Gribov, L. N. Lipatov. Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1972. — V. 15. — P. 438–450.
- [26] Yuri L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // *Sov. Phys. JETP*. — 1977. — V. 46. — P. 641–653.
- [27] G. Altarelli, G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language // *Nuclear Physics B*. — 1977. — V. 126, № 2. — P. 298–318. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.

- [28] R. Baier, Yu.L. Dokshitzer, A.H. Mueller et al.. Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma // *Nuclear Physics B*. — 1997. — V. 483, № 1-2. — P. 291–320. [http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213\(96\)00553-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213(96)00553-6).
- [29] B. L. Ioffe, V. S. Fadin, L. N. Lipatov. Quantum chromodynamics. Perturbative and nonperturbative aspects. — Cambridge: Cambridge University Press, 2010. — V. 30. — P. ix + 585.
- [30] J. C. Walter, G.T. Barkema. An introduction to Monte Carlo methods // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. — 2015. — V. 418. — P. 78–87.
- [31] Torbjörn Sjöstrand. The Pythia event generator: Past, present and future // *Computer Physics Communications*. — 2020. — V. 246. — P. 106910. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.106910>.
- [32] Bo Andersson. The Lund model // *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* — 2005. — 07. — V. 7.
- [33] Silvia Ferreres-Solé, Torbjörn Sjöstrand. The space–time structure of hadronization in the Lund model // *The European Physical Journal C*. — 2018. — V. 78, № 11. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6459-8>.
- [34] P. Skands, S. Carrazza, J. Rojo. Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune // *Eur. Phys. J.* — 2014. — V. C74, № 8. — P. 3024.
- [35] Peter Z. Skands. Tuning Monte Carlo generators: The Perugia tunes // *Phys. Rev. D*. — 2010. — V. 82. — P. 074018. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.074018>.
- [36] J. R. Christiansen, P. Z. Skands. String Formation Beyond Leading Colour // *JHEP*. — 2015. — V. 08. — P. 003.
- [37] E. Braaten, K. Cheung, S. Fleming, T. C. Yuan. Perturbative QCD fragmentation functions as a model for heavy quark fragmentation // *Phys. Rev. D*. — 1995. — V. 51. — P. 4819–4829.

- [38] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein, H. Spiesberger. Collinear subtractions in hadroproduction of heavy quarks // *Eur. Phys. J.* — 2005. — V. C41. — P. 199–212.
- [39] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein, H. Spiesberger. Inclusive Charmed-Meson Production at the CERN LHC // *Eur. Phys. J.* — 2012. — V. C72. — P. 2082.
- [40] M. Cacciari, M. Greco, P. Nason. The p_T Spectrum in Heavy-Flavour Hadroproduction // *JHEP.* — 1998. — V. 05. — P. 007.
- [41] M. Cacciari et al.. Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC // *JHEP.* — 2012. — V. 10. — P. 137.
- [42] R. Aaij et al.. Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* — 2016. — V. 03. — P. 159. — [Erratum: JHEP09,013(2016); Erratum: JHEP05,074(2017)].
- [43] V. Khachatryan et al.. Measurement of the total and differential inclusive B^+ hadron cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett.* — 2017. — V. B771. — P. 435–456.
- [44] R. Aaij et al.. Measurement of the $B^\pm$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 13 TeV // *JHEP.* — 2017. — V. 12. — P. 026.
- [45] S. Acharya et al.. Measurement of D^0 , D^+ , D^{*+} and D_s^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with ALICE // *Eur. Phys. J.* — 2019. — V. C79, № 5. — P. 388.
- [46] Jaroslav Adam et al.. Observation of enhancement of charmed baryon-to-meson ratio in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — V. 124, № 17. — P. 172301.
- [47] John Adams et al.. Measurements of identified particles at intermediate transverse momentum in the STAR experiment from Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. — 2006. — 1.

- [48] M. Bahr et al.. Herwig++ Physics and Manual // *Eur. Phys. J.* — 2008. — V. C58. — P. 639–707.
- [49] *Acharya, S.* Observation of a multiplicity dependence in the p_T -differential charm baryon-to-meson ratios in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. — 2021.
- [50] S. Plumari, V. Minissale, K. Das, S et al.. Charmed Hadrons from Coalescence plus Fragmentation in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC and LHC // *Eur. Phys. J.* — 2018. — V. C78, № 4. — P. 348.
- [51] S. Acharya et al.. Measurement of in-jet production of Λ_c baryons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV with radial displacement analysis for Λ_c and D^0 tagged jets, paper in preparation. <https://alice-notes.web.cern.ch/node/1173>.
- [52] 3D ALICE Schematic RUN2 - with Description. https://alice-figure.web.cern.ch/general_fig.
- [53] K. Aamodt et al.. The ALICE experiment at the CERN LHC // *JINST.* — 2008. — V. 3. — P. S08002.
- [54] B. Abelev et al.. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2014. — V. 29. — P. 1430044.
- [55] The ALICE TPC: Optimization of the Performance in Run 2 and Developments for the Future // *Proceedings of the 7th Annual Conference on Large Hadron Collider Physics - LHCP2019, 20-25 May, 2019.* — 2019.
- [56] Pierre Billoir. Track fitting with multiple scattering: A new method // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* — 1984. — V. 225, № 2. — P. 352–366. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784902746>.
- [57] L Musa. Conceptual Design Report for the Upgrade of the ALICE ITS: Tech. Rep. CERN-LHCC-2012-005, LHCC-G-159: 2012. <https://cds.cern.ch/record/1431539>.

- [58] L Musa. ALICE inner tracking system upgrade // *ECFA High Luminosity LHC Experiments Workshop*. — 2016.
- [59] V.I. Zherebchevsky, V.P. Kondratiev, T.V. Lazareva et al.. Investigations of the new generation pixel detectors for ALICE experiment at LHC // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* — 2016. — V. 80, № 8. — P. 953.
- [60] G. Contin. The STAR PXL detector // *Journal of Instrumentation*. — 2016. — dec. — V. 11, № 12. — P. C12068–C12068. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/c12068>.
- [61] V. Zherebchevsky, I. Altsybeev, Feofilov G. et al.. Experimental investigation of new ultra-lightweight support and cooling structures for the new inner tracking system of the ALICE detector // *J. Instrum.* — 2018. — V. 13, № T08003.
- [62] V.I. Zherebchevsky, S.N. Igolkin et al.. Extra lightweight mechanical support structures with the integrated cooling system for a new generation of vertex detectors // *Instrum. Exp. Tech.* — 2014. — V. 57. — P. 356–360.
- [63] ITS Outer Barrel installation. <https://alice-collaboration.web.cern.ch/node/35130>.
- [64] S. Acharya, D. Adamová, A. Adler et al.. Pseudorapidity distributions of charged particles as a function of mid- and forward rapidity multiplicities in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02, 7$ and 13 TeV // *The European Physical Journal C*. — 2021. — Jul. — V. 81, № 7. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09349-5>.
- [65] J. Adam et al.. Charged-particle multiplicities in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ to 8 TeV // *Eur. Phys. J. C*. — 2017. — V. 77, № 1. — P. 33.
- [66] S. Acharya et al.. Λ_c^+ production in pp and in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // *Physical Review C*. — 2021. — V. 104, № 5. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.104.054905>.
- [67] *Chen, T.* XGBoost: A Scalable Tree Boosting System / T. Chen, C. Guestrin // Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge

- Discovery and Data Mining. — KDD '16. — ACM, 2016. — P. 785–794.
<http://doi.acm.org/10.1145/2939672.2939785>.
- [68] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen et al.. An introduction to PYTHIA 8.2 // *Comput. Phys. Commun.* — 2015. — V. 191. — P. 159.
- [69] S. Acharya, D. Adamová, S. P. Adhya et al.. Measurement of the production of charm jets tagged with D0 mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Journal of High Energy Physics*. — 2019. — V. 2019, № 8. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2019\)133](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2019)133).
- [70] AliHFJetFinder in AliPhysics. <https://github.com/alisw/AliPhysics/blob/master/PWGHF/treeHF/AliHFJetFinder.cxx>.
- [71] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez. FastJet user manual // *The European Physical Journal C*. — 2012. — V. 72, № 3. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2>.
- [72] M. Cacciari, G. P. Salam. Dispelling the N3 myth for the kt jet-finder // *Physics Letters B*. — 2006. — V. 641, № 1. — P. 57–61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037>.
- [73] M. Cacciari, G.P Salam, G. Soyez. The anti-ktjet clustering algorithm // *Journal of High Energy Physics*. — 2008. — V. 2008, № 04. — P. 063–063. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>.
- [74] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire et al.. GEANT3: user's guide Geant 3.10, Geant 3.11; rev. version. — Geneva: CERN, 1987. <https://cds.cern.ch/record/1119728>.
- [75] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, E. Re. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX // *JHEP*. — 2010. — V. 06. — P. 043.
- [76] G. D'Agostini. A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 1995. — V. 362. — P. 487–498.

- [77] ALICE Collaboration Figure repository. <https://alice-figure.web.cern.ch>.
- [78] D. Andreou. The upgrade of the ALICE Inner Tracking System // *Journal of Instrumentation*. — 2019. — V. 14, № 05. — P. C05004–C05004. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/05/C05004>.
- [79] G. Contin. The MAPS-based ITS Upgrade for ALICE // *Proceedings of Vertex2019 - The 28th International Workshop on Vertex Detectors, 13-18 October, 2019, Lopud, Croatia*. — 2020.
- [80] Т.В. Лазарева. Разработка кремниевой трековой системы для поиска кумулятивных эффектов в протон-ядерных столкновениях на фиксированной мишени // *Диссертация на соискание ученой степени магистра физики*. — 2017. diploma.spbu.ru.
- [81] T.V. Lazareva, F.F. Valiev, V.I. Zhrebchevsky et al.. A New Detector for Studying Cumulative Processes in Hadronic Collisions. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2019. — V. 83. — P. 1155–1160.
- [82] M. Deveaux, A. Aduszkiewicz, Y. Ali et al.. The Small Acceptance Vertex Detector of NA61/SHINE // *EPJ Web Conf.* — 2018. — V. 171. — P. 10003. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817110003>.

Благодарности

Автор выражает благодарность научному руководителю, Жеребчевскому Владимиру Иосифовичу, а также всем сотрудникам Учебной Лаборатории Ядерных Процессов за чуткое руководство, интересные задачи и неоценимую помощь в подготовке работы, а также за моральную поддержку.

Автор выражает благодарность сотрудникам Лаборатории Физики Сверхвысоких Энергий и лично Феофилову Григорию Александровичу за предоставленную возможность работы в ЦЕРН и обсуждения результатов исследований, Соболю Ольге Викторовне за помощь в бюрократических вопросах, а также Коваленко Владимиру Николаевичу за ценные комментарии к данной работе.

Автор выражает благодарность главе коллаборации ALICE (ЦЕРН) Лучиано Музе за возможность выполнения данной работы в составе коллаборации ALICE с использованием данных и оборудования эксперимента ALICE, а также за искреннее участие и интерес к данной работе.

Автор выражает благодарность всей рабочей группе Внутренней Трековой Системы эксперимента ALICE и лично Феликсу Рейдту и Димитре Андрэу.

Автор выражает благодарность рабочей группе анализа тяжелых ароматов и лично Жан Микеле Инноченти, Виту Кучере и, в особенности, Ниме Зардошти, без которых данная работа была бы невозможна, а также Луиджи Делло Стритто и Бенедикту Волкелю.

Кроме того, автор выражает особую благодарность Микаэлю Фрозини за помощь, поддержку и терпение.

Наконец, я благодарю мою маму за огромное терпение и бесконечную поддержку все эти годы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Верификация процедуры развертки

А.0.1 Верификация процедуры развертки для струй, содержащих D^0 -мезон

Для того, чтобы убедиться в корректности процедуры развертки, была проведена серия тестов:

- **Сходимость.** В качестве проверки сходимости были построены распределения выходов струй для каждой итерации байесовской развертки. На рисунке А.1 приведены результаты теста сходимости. Показано, что сходимость достигается уже после четвертой итерации.

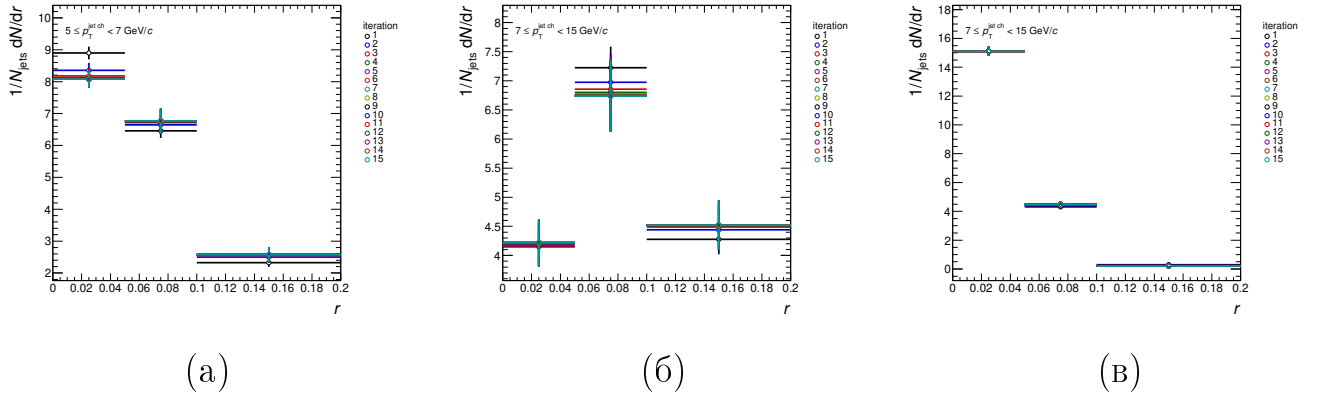


Figure A.1: Тест сходимости для струй, содержащих D^0 -мезон, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

- **Обратная развертка.** Стабильность матрицы отклика проверяется сверткой результатов развертки с матрицей отклика и сравнением с входными данными развертки. Результаты показаны на рисунке А.2.

Результаты отношения обратной развертки и входных данных находятся в пределах 10% от единицы, что подтверждает корректность развертки.

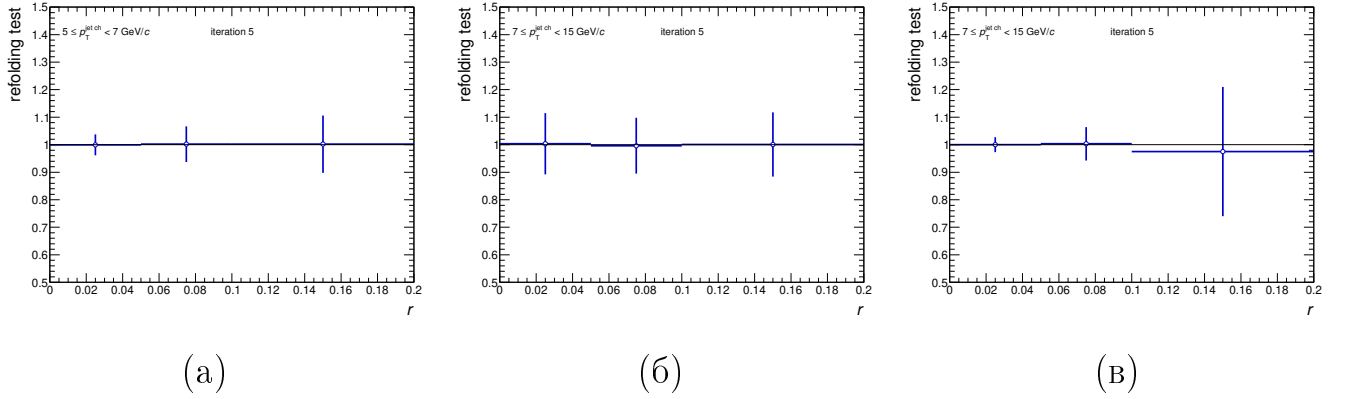


Figure A.2: Тест обратной развертки для струй, содержащих D^0 -мезон, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

- Тест смыкания.** В данном тесте процедура развертки проводилась для выборки данных Монте-Карло моделирования, в которых есть прямое соответствие между сгенерированными и реконструированными данными. При проведении теста, данные моделирования были разбиты на два образца в соотношении 20% и 80%. Реконструированные струи из первого образца использовались как входные данные теста. Из оставшихся 80% была создана матрица откликов, которая была применена к первому образцу. Для получившихся распределений были построены отношения результатов к сгенерированным распределениям струй. Показано, что отношение распределений находится в окрестности 10% от единицы (в пределах погрешности).

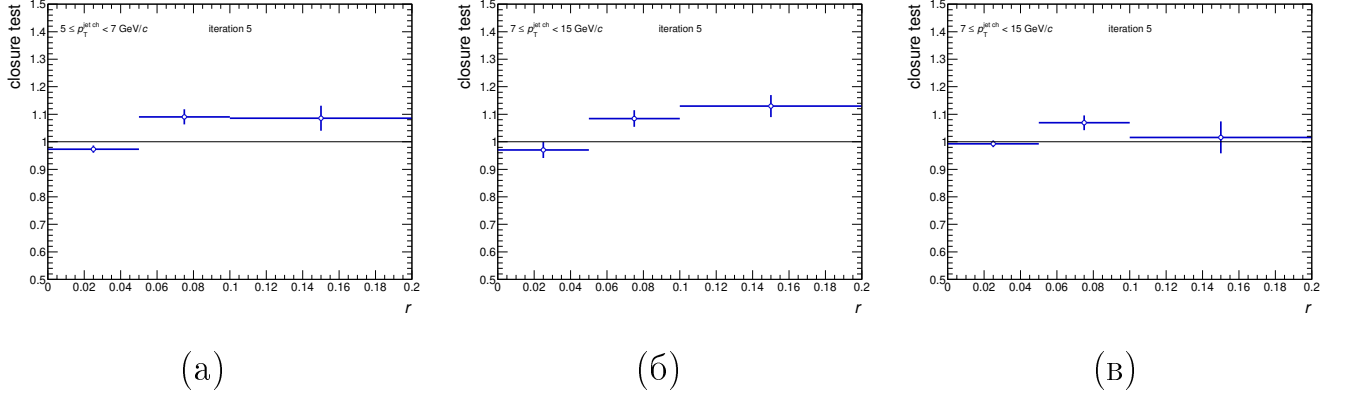


Figure A.3: Тест смыкания для струй, содержащих D^0 -мезон, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

A.0.2 Верификация процедуры развертки для струй, содержащих Λ_c^+ -барион

Для того, чтобы убедиться в корректности развертки, была проведена серия тестов аналогичных тестам развертки для D^0 -мезона (см. A.0.1):

- **Сходимость.** На рисунке A.4 приведены результаты теста сходимости. Показано, что сходимость достигается уже после четвертой итерации.

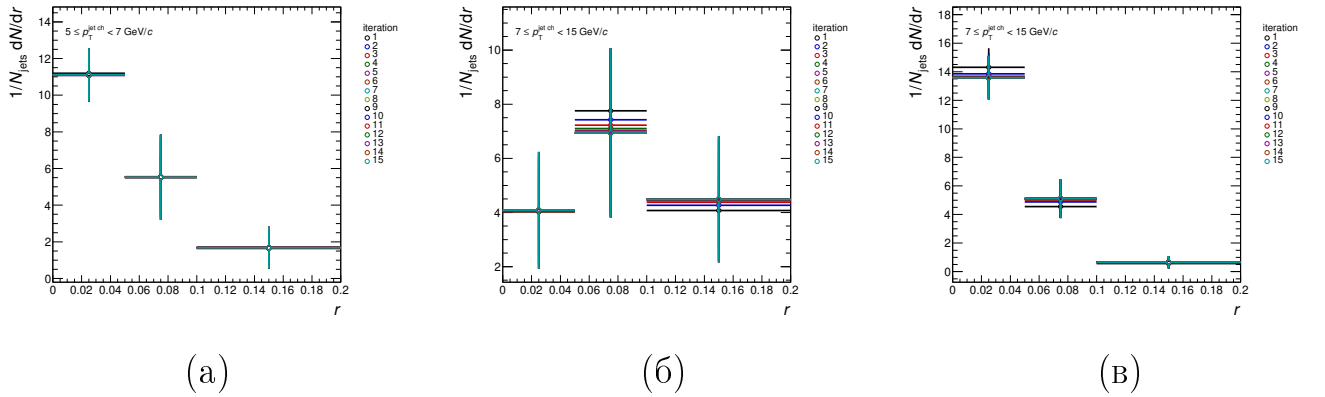


Figure A.4: Тест сходимости для струй, содержащих Λ_c^+ -барион, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/ c ; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c ; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/ c .

- **Обратная развертка.** Стабильность матрицы отклика проверяется сверткой результатов развертки с матрицей отклика и сравнением с

входными данными развертки. Результаты показаны на рисунке А.5. Результаты отношения обратной развертки и входных данных находятся в пределах 10% от единицы, что подтверждает корректность развертки.

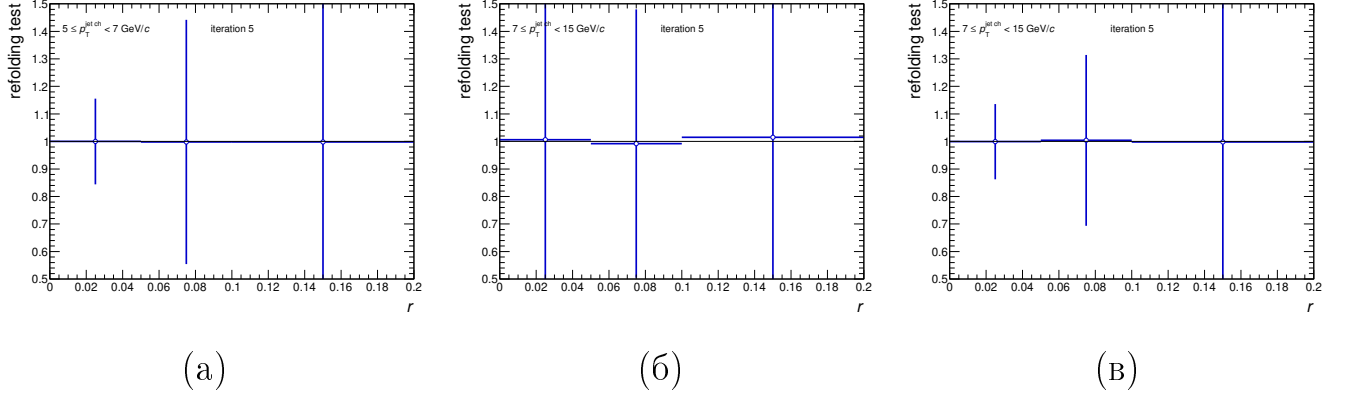


Figure A.5: Тест обратной развертки для струй, содержащих Λ_c^+ -барион, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

- **Closure test.** Результаты Closure test представлены на рисунке А.6. Показано, что отношение распределений находится в окрестности 10% от единицы (в пределах погрешности).

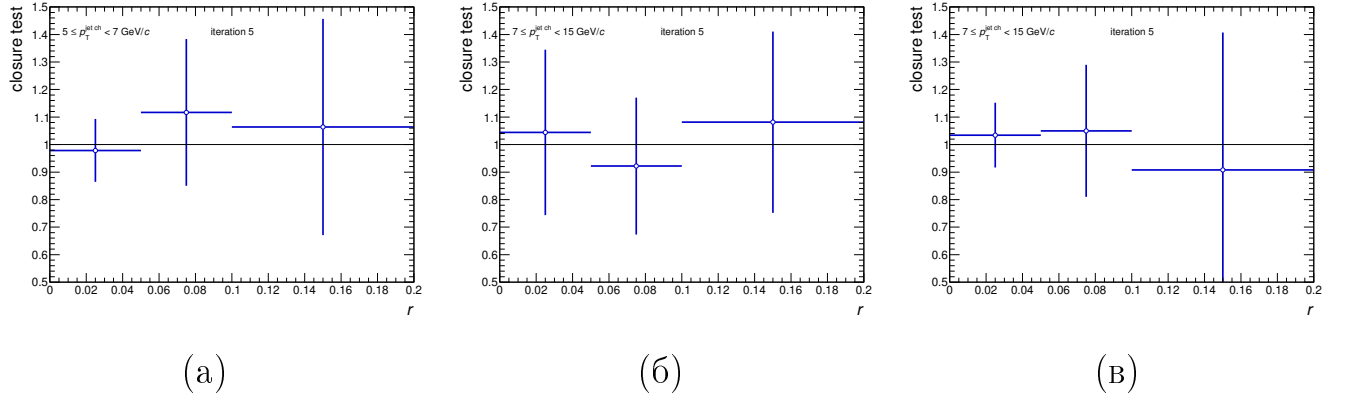


Figure A.6: Тест смыкания для струй, содержащих Λ_c^+ -барион, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Исследование систематических ошибок**Б.0.1 Вариации параметров анализа данных для струй, содержащих D^0 -мезон****Вариации параметров аппроксимации**

В качестве варьируемых параметров были рассмотрены:

- Границы аппроксимации распределения инвариантных масс
- Разбиение распределения инвариантных масс по бинам
- Экспоненциальная функция, используемая для аппроксимации фона была изменена на полиномиальную
- Ширина функции Гаусса для аппроксимации сигнала была зафиксирована на значении ширины соответствующего распределения инвариантных масс для данных Монте-Карло

Полученные распределения представлены на рисунке Б.1, а симметризованные среднеквадратичные отклонения были учтены в систематической ошибке.

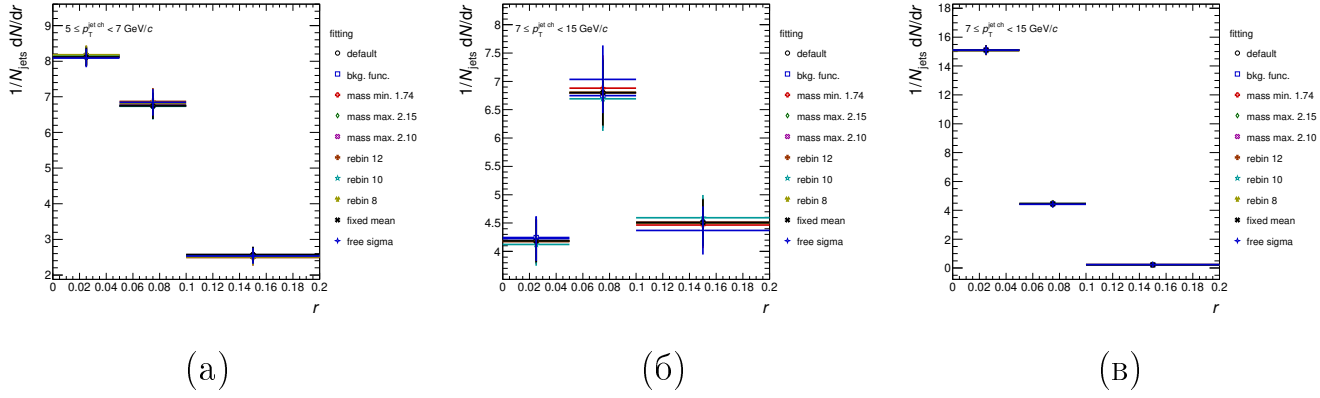


Figure B.1: Вариации распределений выходов струй, содержащих D^0 -мезон, при изменении параметров аппроксимации для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации сигнала и боковых полос

Были проведены следующие вариации выбора области сигнала и боковых полос:

- Область сигнала изменялась от 1.6σ до 2.4σ с шагом 0.1σ .
- Области боковых полос выбирались как:
 - Левая полоса: $\{8,4\}$, правая полоса: $\{4,8\}$
 - Левая полоса: $\{6,4\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{4,6\}$
 - Левая полоса: $\{7,5\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{5,7\}$
 - Левая полоса: $\{8,6\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{6,8\}$
 - Левая полоса: $\{8,5\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{5,8\}$
 - Левая полоса: $\{9,7\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{7,9\}$

- Левая полоса: $\{9,5\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
- Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{5,9\}$

Влияние вариаций сигнала и боковых полос на распределения выходов струй представлены на рисунке Б.2.

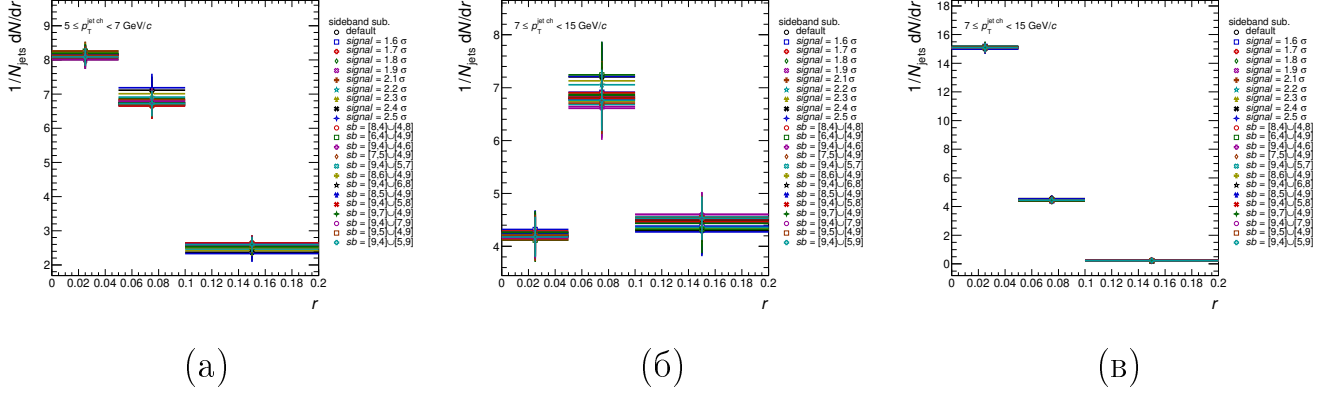


Figure Б.2: Вариации распределений выходов струй, содержащих D^0 -мезон, при изменении параметров выбора сигнала и боковых полос для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации параметров моделирования не прямой компоненты

Для изучения влияния вариаций не прямой компоненты, были изменены некоторые параметры моделирования POWHEG. В частности, изменялись масштабный коэффициент факторизации f_F , масштабный коэффициент перенормировки f_R и масса b -кварка m_b :

$$f_F = 1, f_R = 0.5$$

$$f_F = 0.5, f_R = 1$$

$$f_F = 2, f_R = 1$$

$$f_F = 1, f_R = 2$$

$$f_F = 2, f_R = 2$$

$$f_F = 0.5, f_R = 0.5$$

$$m_b = 5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mhigh)}$$

$$m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mlow)}$$

Влияние вариаций параметров моделирования не прямой компоненты на распределения выходов струй представлены на рисунке Б.3. Для вариаций не прямой компоненты вычисленная погрешность не симметризуется.

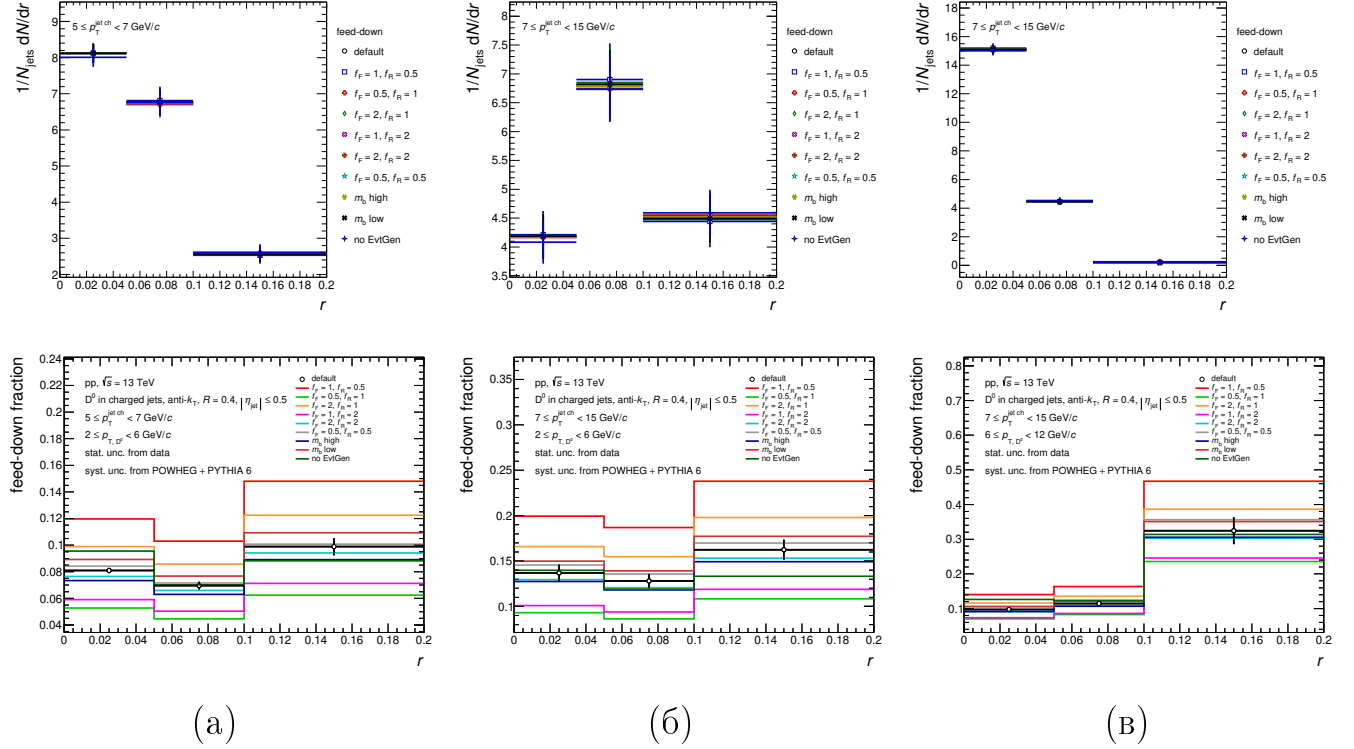


Figure Б.3: Вариации распределений выходов (верхняя панель) и вариации фракции не прямой компоненты (нижняя панель), для струй, содержащих D^0 -мезон, при изменении параметров моделирования не прямой компоненты для интервалов поперечного импульса : (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

Вариация выбора итерации (регулярность развертки)

При проведении процедуры развертки сходимость достигается уже на четвертой итерации которая используется как основная. В рамках исследования систематики, результаты данной итерации сравниваются с третьей и седьмой итерацией, как показано на рисунке Б.4.

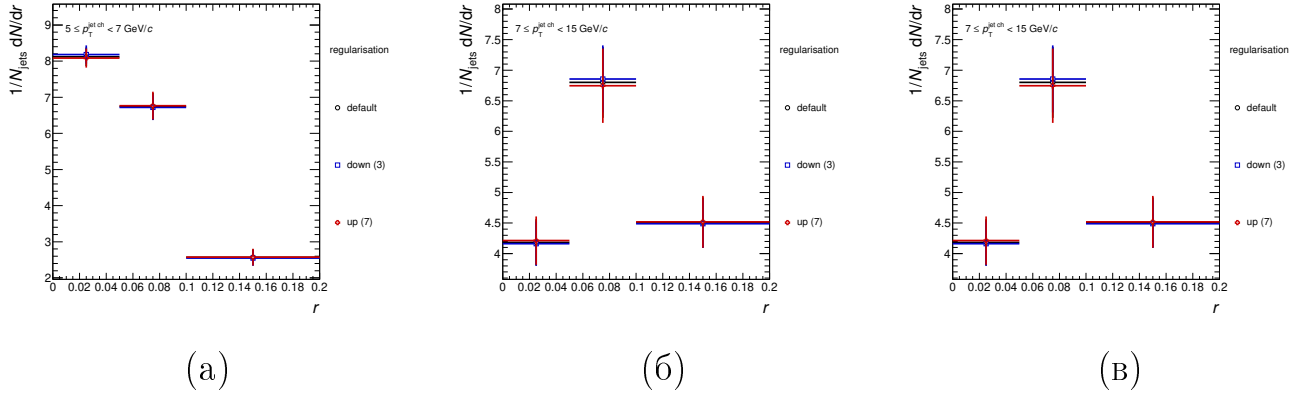


Figure B.4: Вариации распределений выходов струй, содержащих D^0 -мезон, при изменении выбора основной итерации для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации приближения первичной развертки

В качестве вариаций развертки, основные результаты сравнивались с распределениями, полученными в приближении первичной развертки. В этом случае, в качестве входного параметра итеративной процедуры использовалось радиальное распределение, взвешенное таким образом, чтобы получить максимально плоскую зависимость. Результаты сравнения представлены на рисунке Б.5.

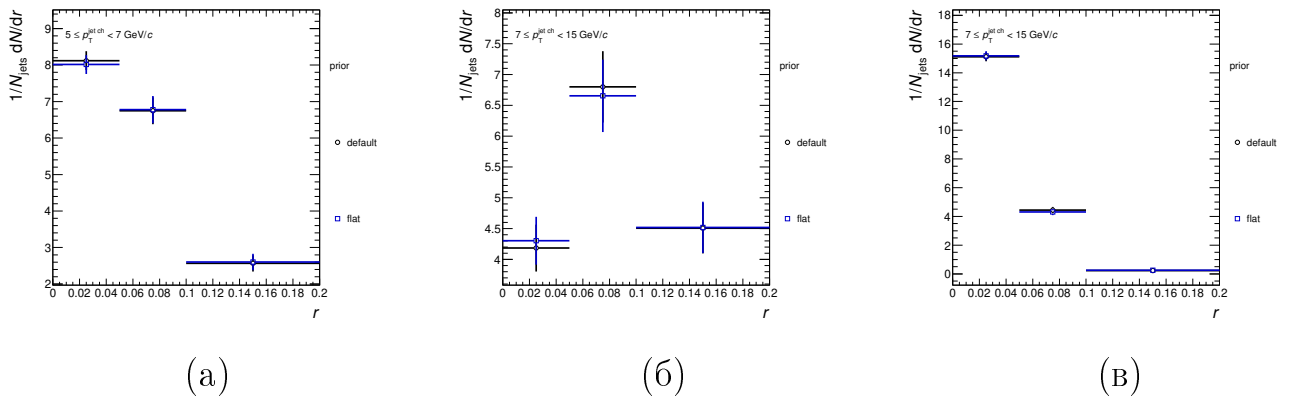


Figure B.5: Вариации распределений выходов струй, содержащих D^0 -мезон, в сравнении с приближением первичной развертки для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации эффективности восстановления треков

В рамках исследования систематических погрешностей, полный анализ был проведен для образца данных, содержащего на 4% меньше треков, чем исследуемый образец (соответственно меньшую эффективность восстановления треков). Результаты сравнения с основными распределениями приведены на рисунке Б.6.

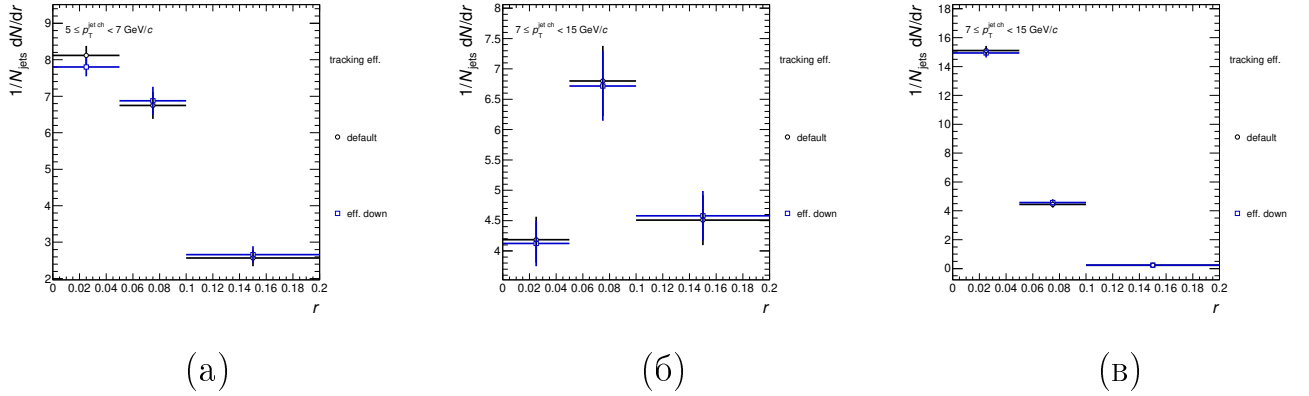


Figure Б.6: Вариации распределений выходов струй, содержащих D^0 -мезон, в сравнении результатами полученными для образца данных, содержащего на 4% меньше треков для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации топологических ограничений

Анализ данных был проведен для нескольких наборов топологических ограничений: при изменении параметров смещения треков от вершины взаимодействия, расстояния между вершиной распада D^0 -мезона и первичной вершиной (длина распада, L) и направления восстановленного импульса D^0 -мезона относительно первичной вершины в лабораторной системе координат. Кроме того, при изменении топологических ограничений измеряется также эффективность реконструкции. Вариации были подобраны так, чтобы эффективность изменялась в среднем на $\pm 25\%$. Отношение радиальных зависимостей при вариации топологических ограничений к исходным радиальным зависимостям, а также их эффективностей представлены на рисунке Б.7.

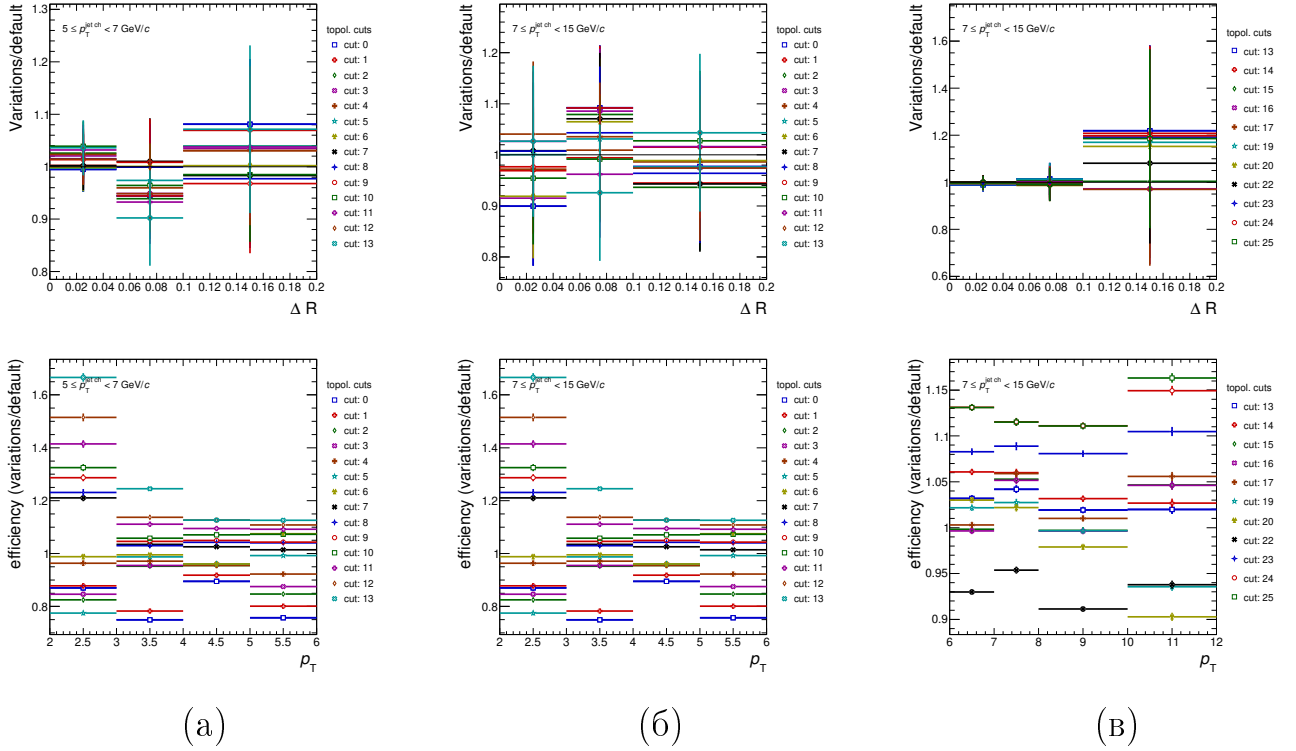


Figure B.7: Верхняя панель: Отношение радиальных зависимостей струй содержащих D^0 -мезон при вариации топологических ограничений к исходным радиальным зависимостям, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с. Нижняя панель: отношение эффективностей реконструкции струй D^0 -мезон при вариации топологических ограничений к исходной эффективности, для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Из полученных распределений видно, что вариации выходов струй носят характер флуктуаций и не соответствуют порядку, который установлен в распределении эффективностей. Кроме того, все вариации лежат в пределах статистических ошибок друг друга. Это позволяет рассматривать вариации топологических ограничений как источник систематической ошибки. Для учета систематической ошибки вариаций, было рассчитано среднеквадратичное отклонение всех вариаций выше и ниже основного значения, затем максимальное из двух среднеквадратичных отклонений и симметризовано относительно основного значения. Так как изменения топологических параметров вызывают сильные флуктуации распределений, каждое из которых имеет большую статистическую погрешность, симметризация ошибки во многих случаях

переоценивает величину погрешности. Кроме того, такой анализ данных проводился на выборке с малой статистикой и был более чувствителен к флуктуациям, чем традиционный инклюзивный анализ без ограничений на импульс струй. Поэтому, для топологических параметров было принято решение использовать в качестве вклада в систематическую ошибку относительную погрешность 5%, характерную для инклюзивного анализа.

Б.0.2 Вариации параметров анализа данных для струй, содержащих Λ_c^+ -барион

Вариации параметров аппроксимации

В качестве варьируемых параметров были рассмотрены:

- Границы аппроксимации распределения инвариантных масс
- Разбиение распределения инвариантных масс по бинам
- Полиномиальная функция, используемая для аппроксимации фона была изменена на экспоненциальную
- Ширина функции Гаусса для аппроксимации сигнала свободно варьировалась при подборе параметров аппроксимации

Полученные распределения представлены на рисунке Б.8, а симметризованные среднеквадратичные отклонения были учтены в систематической ошибке.

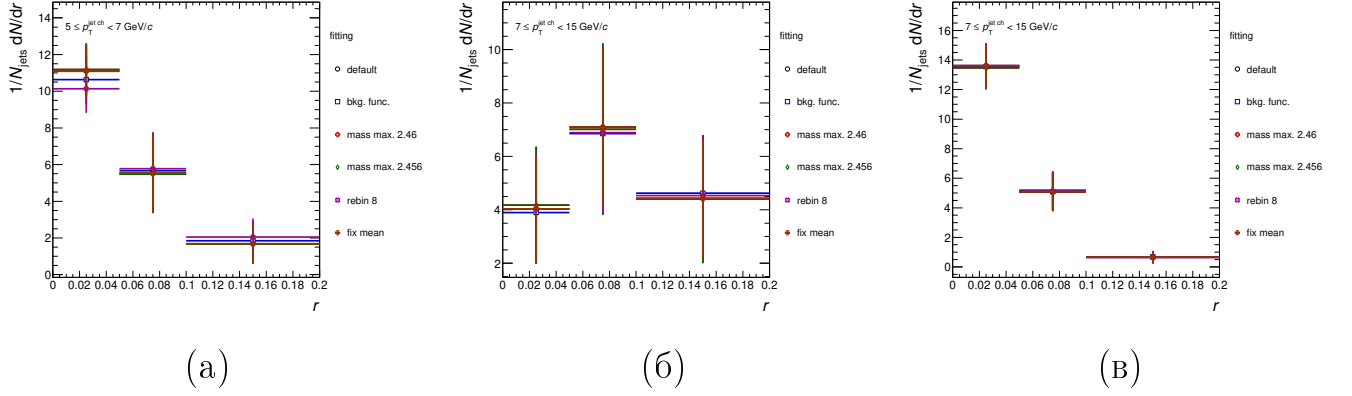


Figure Б.8: Вариации распределений выходов струй, содержащих Λ_c^+ -барион, при изменении параметров аппроксимации для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации сигнала и боковых полос

Были проведены следующие вариации выбора области сигнала и боковых полос:

- Область сигнала изменялась от 1.6σ до 2.4σ с шагом 0.1σ .
- Области боковых полос выбирались как:
 - Левая полоса: $\{8,4\}$, правая полоса: $\{4,8\}$
 - Левая полоса: $\{8,4\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{4,8\}$
 - Левая полоса: $\{9,5\}$, правая полоса: $\{5,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{5,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,5\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{5,8\}$
 - Левая полоса: $\{8,5\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,7\}$, правая полоса: $\{4,9\}$
 - Левая полоса: $\{9,4\}$, правая полоса: $\{7,9\}$

Влияние вариаций сигнала и боковых полос на распределения выходов струй представлены на рисунке Б.9.

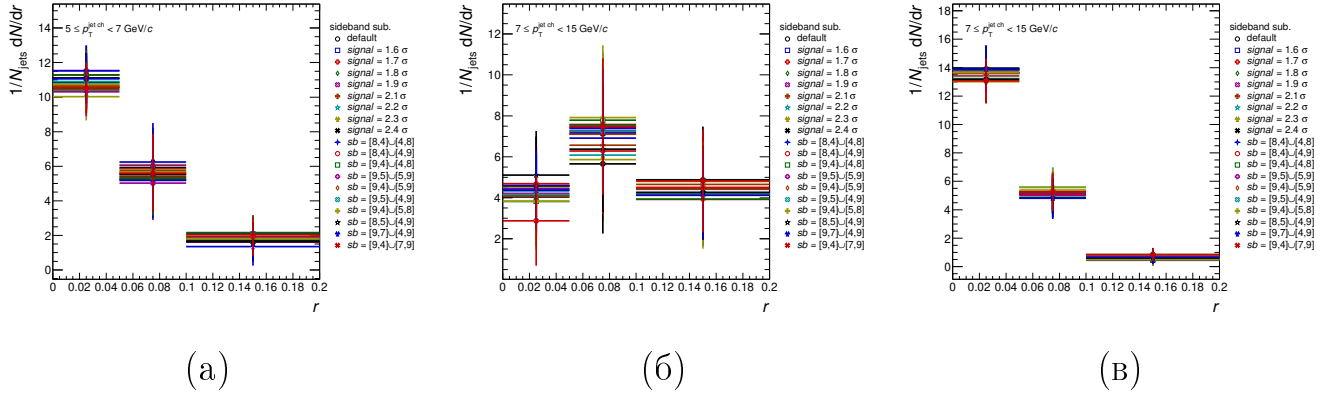


Figure Б.9: Вариации распределений выходов струй, содержащих Λ_c^+ -барион, при изменении параметров выбора сигнала и боковых полос для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

Вариации параметров моделирования непрямой компоненты

Параметры моделирования POWHEG изменялись также, как и в случае с D^0 -мезоном. Масштабный коэффициент факторизации f_F , масштабный коэффициент перенормировки f_R и масса b-кварка m_b изменялись как:

$$f_F = 1, f_R = 0.5$$

$$f_F = 0.5, f_R = 1$$

$$f_F = 2, f_R = 1$$

$$f_F = 1, f_R = 2$$

$$f_F = 2, f_R = 2$$

$$f_F = 0.5, f_R = 0.5$$

$$m_b = 5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mhigh)}$$

$$m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mlow)}$$

Влияние вариаций параметров моделирования не прямой компоненты на распределения выходов струй представлены на рисунке Б.10. Для вариаций не прямой компоненты вычисленная погрешность не симметризуется.

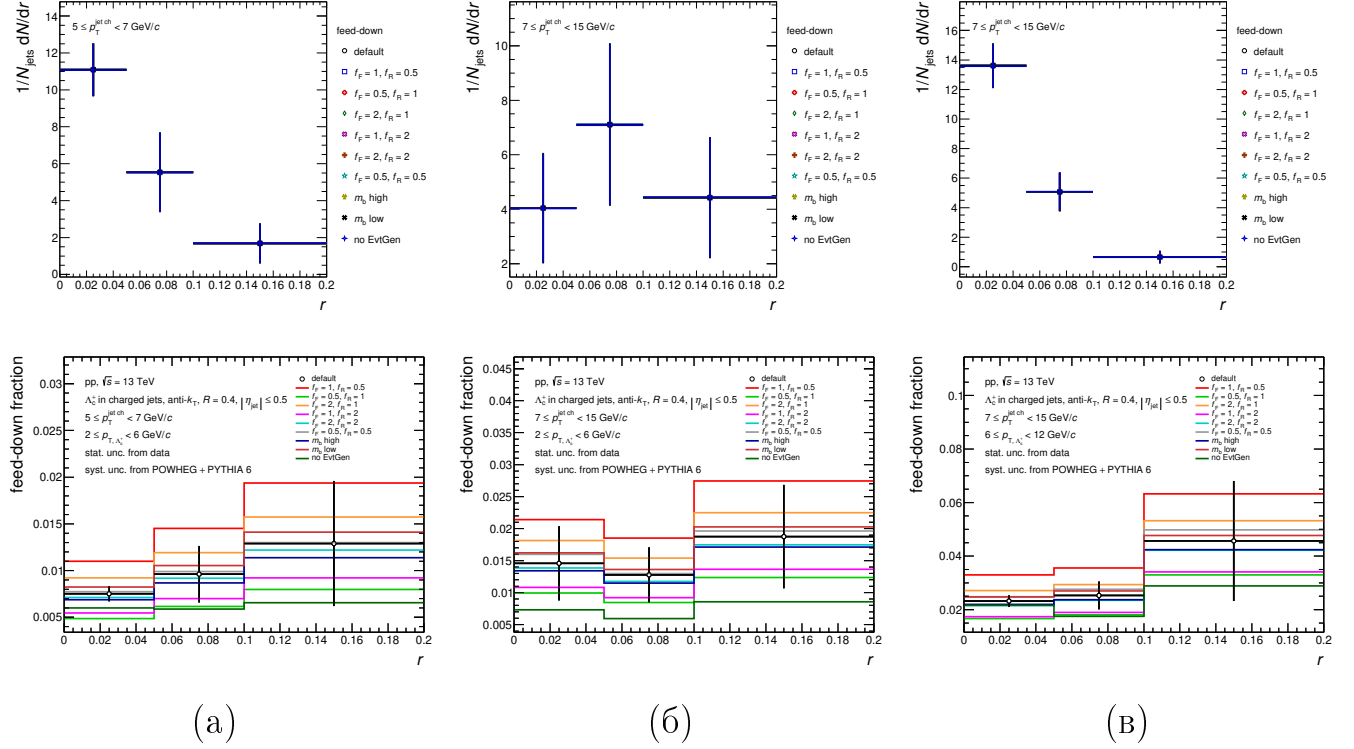


Figure Б.10: Вариации распределений выходов (верхняя панель) и вариации фракции не прямой компоненты (нижняя панель), для струй содержащих Λ_c^+ -барион, при изменении параметров моделирования не прямой компоненты для интервалов поперечного импульса : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

Вариация выбора итерации (регулярность развертки)

В рамках исследования систематики, результаты основной (четвертой) итерации сравниваются с третьей и седьмой итерацией, как показано на рисунке Б.11.

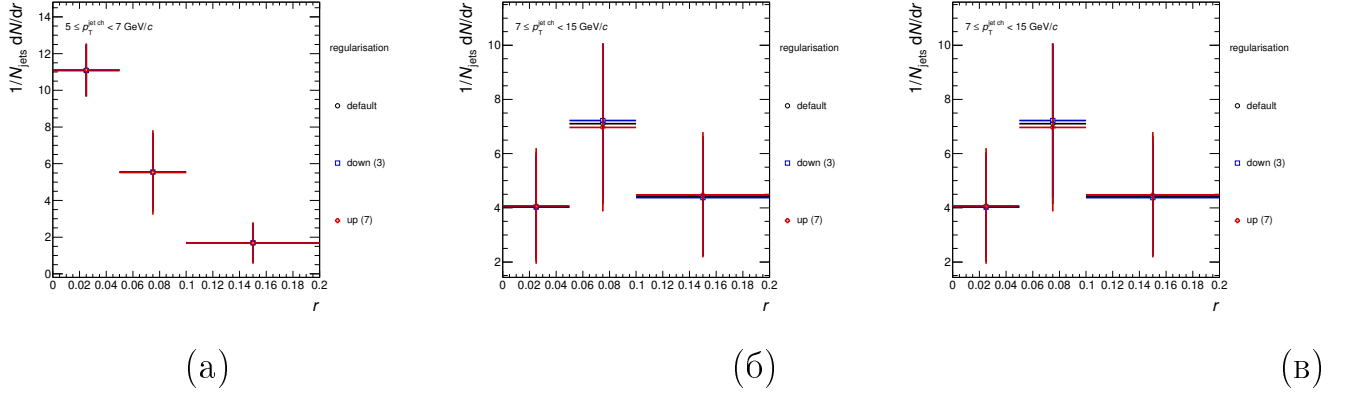


Figure B.11: Вариации распределений выходов струй, содержащих Λ_c^+ -барион, при изменении выбора основной итерации для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации приближения первичной развертки

В качестве вариаций развертки, основные результаты сравнивались с распределениями, полученными в приближении первичной развертки. В этом случае, в качестве входного параметра итеративной процедуры использовалось радиальное распределение, взвешенное таким образом, чтобы получить максимально плоскую зависимость. Результаты сравнения представлены на рисунке Б.12.

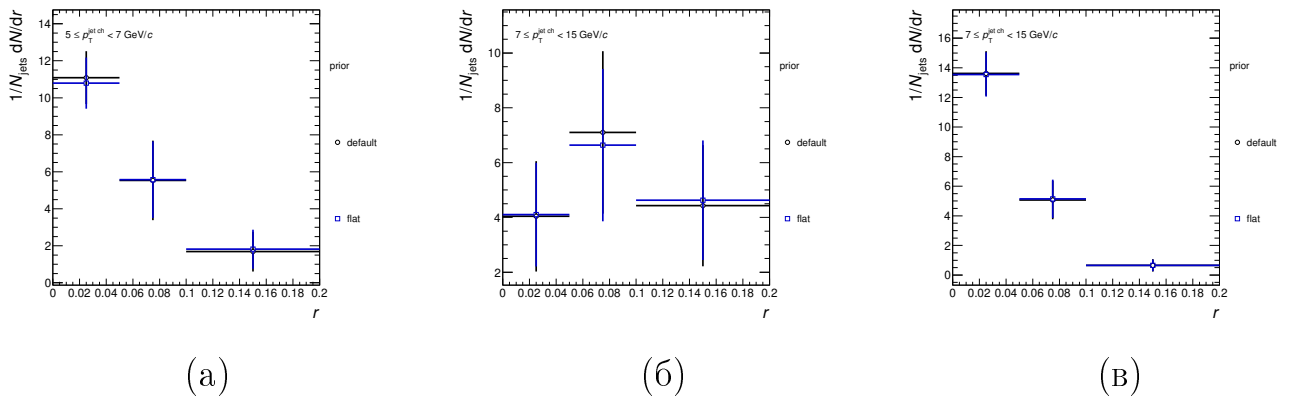


Figure B.12: Вариации распределений выходов струй, содержащих Λ_c^+ -барион, в сравнении с приближением первичной развертки для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Вариации эффективности восстановления треков

В рамках исследования систематических погрешностей, полный анализ был проведен для образца данных, содержащего на 4% меньше треков, чем исследуемый образец (соответственно меньшую эффективность восстановления). Результаты сравнения с основными распределениями приведены на рисунке Б.13.

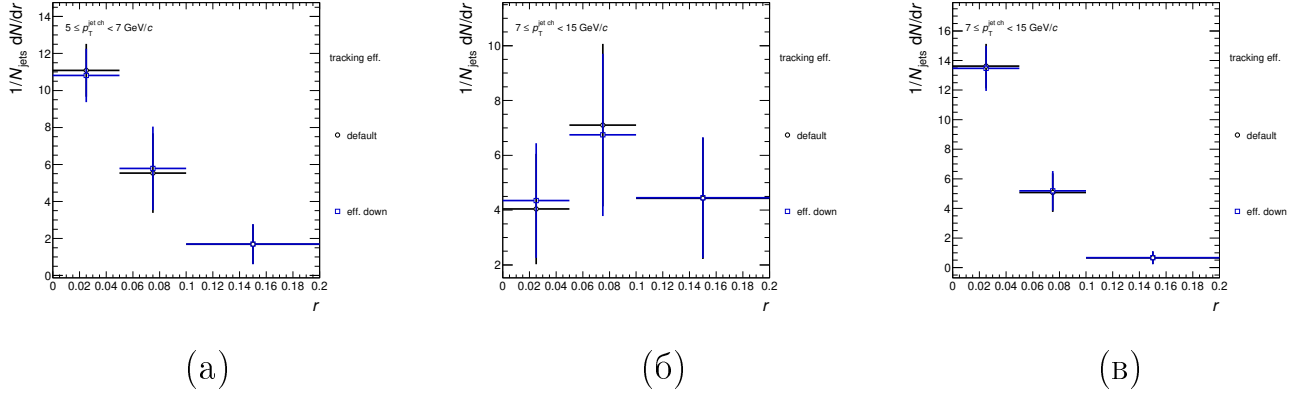


Figure Б.13: Вариации распределений выходов струй, содержащих Λ_c^+ -барион, в сравнении результатами полученными для образца данных, содержащего на 4% меньше треков для интервалов поперечного импульса : (а) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/c; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/c.

Вариации вероятностных ограничений

В случае Λ_c^+ -бариона отбор кандидатов производился при помощи методов машинного обучения. В результате применения модели к экспериментальным данным, каждому кандидату была присвоена вероятность того, что данный кандидат является Λ_c^+ -барионом. Для дальнейшего анализа рассматриваются только те кандидаты, вероятность которых выше 70%. В качестве вариаций вероятностных ограничений порог вероятности менялся таким образом, чтобы эффективность изменялась в диапазоне $\pm 25\%$. Отношение радиальных зависимостей при вариации топологических ограничений к исходным радиальным зависимостям, а также их эффективностей представлены на рисунке Б.14.

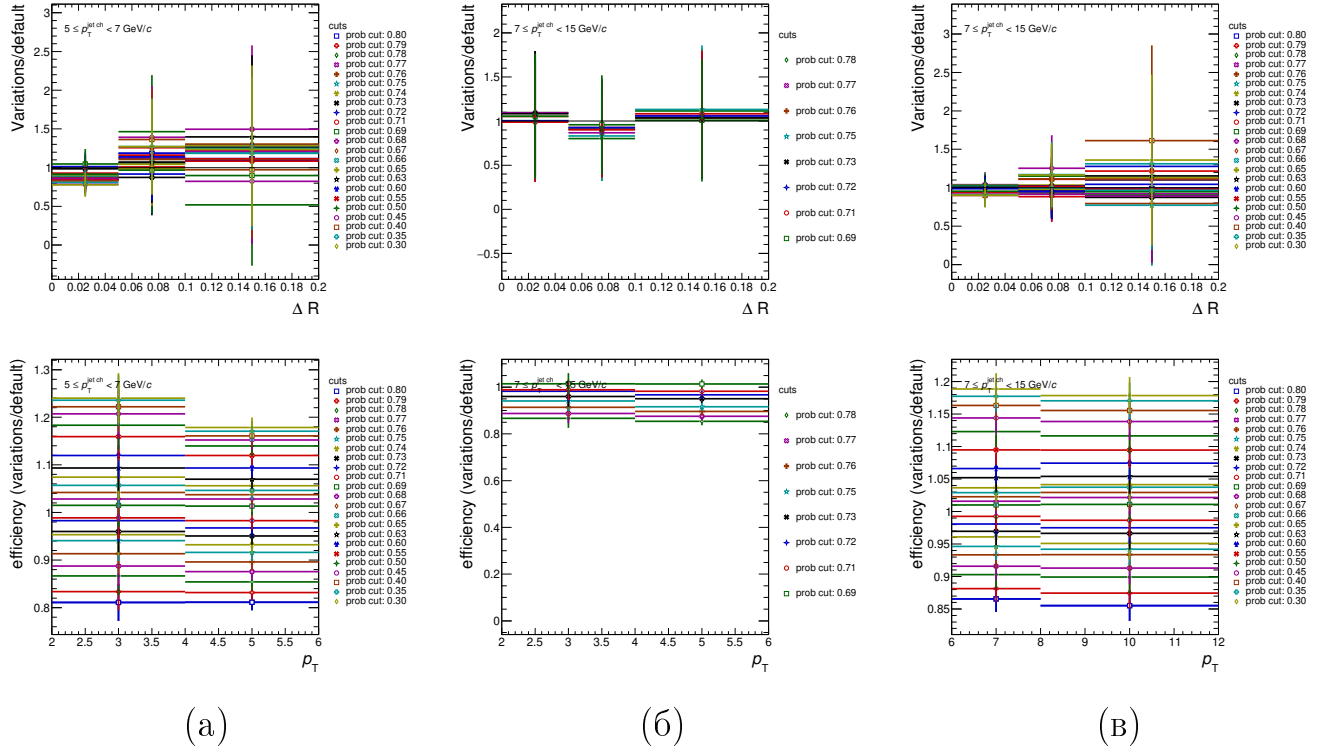


Figure B.14: Верхняя панель: Отношение радиальных зависимостей струй содержащих Λ_c^+ -барион при вариации топологических ограничений к исходным радиальным зависимостям, для интервалов поперечного импульса : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с. Нижняя панель: отношение эффективностей реконструкции струй Λ_c^+ -барион при вариации топологических ограничений к исходной эффективности, для интервалов поперечного импульса : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ ГэВ/с; (б) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с; (в) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с.

Из полученных распределений видно, что вариации выходов струй носят характер флуктуаций и не соответствуют порядку, который установлен в распределении эффективностей. Видно, что в интервале $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ ГэВ/с большая часть вариаций отсутствует. Это связано с тем, что при увеличении количества частиц, дающих вклад в фон, ввиду менее жесткого отбора кандидатов (или ввиду более жесткого отбора сигнала) соотношение сигнал/фон не позволяет достигнуть установленного уровня значимости $\sigma = \frac{Signal}{\sqrt{Signal+Background}} > 3$. Таким образом, в данном случае вклад в систематическую ошибку является недооцененным для данного интервала поперечных импульсов и переоцененным для остальных интервалов. Поэтому, для вариации вероятностных ограничений было принято решение использовать

в качестве вклада в систематическую ошибку относительную погрешность 10%, характерную для инклюзивного анализа.

SAINT PETERSBURG STATE UNIVERSITY

Manuscript copyright

Lazareva Tatiana Valerievna

**Study of the yields of hadrons containing heavy
quarks in ultrarelativistic collisions in ALICE
experiment at Large Hadron Collider**

Specialization 1.3.15. Physics of atomic nuclei
and elementary particles, high-energy physics
Dissertation is submitted for the degree
of Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Translation from Russian

Thesis supervisor:
Zhrebchevsky Vladimir Iosifovich
Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Saint-Petersburg
2022

Contents

Introduction	127
Chapter 1 Studies of hadronization processes of strongly interacting matter	138
1.1 Quantum chromodynamics, parton model	139
1.2 The factorization theorem	140
1.3 Simulation of processes arising from the interaction of particles in high energy physics	142
1.4 Experimental data review	143
Chapter 2 ALICE experiment at Large Hadron Collider	148
2.1 Main detector systems of the ALICE experiment	148
2.2 Reconstruction of tracks and vertices	153
2.3 Modernization of the ALICE ITS	154
Chapter 3 Study of radial dependence in hadronic jets containing heavy quarks	162
3.1 Experimental data analysis strategy	162
3.2 Study of radial dependencies in jets tagged with D^0 meson	166
3.3 Study of radial dependencies in jets tagged with Λ_c^+ -baryon	178
3.4 The main results of the study of radial dependencies in jets	187
Chapter 4 Study of the correlations of particles containing heavy quarks	192
4.1 Reconstruction of D^0 mesons	192
4.2 Data analysis	193
Chapter 5 Study of Monolithic Active Pixel Sensors for upgraded Inner Tracking System of the ALICE experiment	199
5.1 Study of performance characteristics of detector modules for the outer and middle layers of the ALICE Inner Tracking System	200
5.2 Main results of the study of the pixel sensors characteristics	207
Conclusions	209
Bibliography	212
Acknowledgments	221

Appendix A	Unfolding procedure verification	222
A.0.1	Unfolding procedure verification for the jets tagged with D^0 -meson	222
A.0.2	Unfolding procedure verification for the jets tagged with Λ_c^+ -baryon	224
Appendix B	Systematic errors study	226
B.0.1	Variations of data analysis parameters for jets containing D^0 -meson.....	226
B.0.2	Variations of data analysis parameters for jets containing Λ_c^+ -baryon.....	233

Introduction

Strong interaction is one of the four fundamental interactions in nature. According to the Standard Model, the strong interaction is responsible for the binding of quarks with the participation of gluons inside nucleons and other hadrons. The gluon is considered to be the gauge boson of this interaction and is its carrier. The strong interaction occurs when quarks begin to exchange gluons. Quarks and gluons are not observed in a free state due to the phenomenon of confinement predicted by quantum chromodynamics, however, in the first microseconds of the birth of the universe, quarks and gluons could be in a free state and form a special type of nuclear matter, the so-called quark-gluon plasma (QGP). Under laboratory conditions, QGP can be formed and studied at significant densities or temperatures of matter, which are achieved in ultrarelativistic collisions of heavy ion beams (lead nuclei accelerated at the Large Hadron Collider can reach an energy of 2.76 TeV/nucleon) in collider experiments. Collisions of heavy ions make it possible to reach a sufficient volume of QGP to observe the effects of particle interaction in the QGP medium. However, in order to separate the effects arising only in the QGP medium from the effects arising from the interaction of particles in a vacuum, it is necessary to consider smaller colliding systems, proton and proton-nucleus collisions, in which QGP is not formed in sufficient volume.

On the other hand, studies of nuclear processes that are at play in proton-proton (pp) or proton-lead (p - Pb) collisions are also necessary to study a number of problems of quantum chromodynamics (QCD) in a vacuum and the effects of cold nuclear matter (processes occurring during collisions of relativistic beams before the formation of hot QGP).

The production of hadrons that contain heavy quarks (heavy flavors) in ultrarelativistic collisions makes it possible to study the properties of strongly interacting matter. Unlike up (u) and down (d) quarks, heavier quarks (strange (s), charm (c),

beauty (b)) are not present as valence quarks in the initial state, but they can be produced in ultrarelativistic collisions. During the early stages of collisions, heavy quarks can be produced in hard (perturbative) parton scattering processes in the interaction of a pair of gluons or a pair of valence quarks (e.g., $gg \rightarrow c\bar{c}$, $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$) and due to the flavour excitation (e.g., $gc \rightarrow gc$, $qc \rightarrow qc$). Heavy flavours can also be produced as a result of subsequent parton evolution of the gluon splitting (e.g., $g \rightarrow c\bar{c}$). These processes are dominant in the production of heavy flavours with high transverse momentum (p_T). At low transverse momenta p_T , nonperturbative processes are dominating in production of heavy flavours [1, 2].

Heavy, in particular, charmed quarks are formed at an early stage of QGP formation and most of them do not undergo changes during the evolution of the medium. Rare transformations with a change in flavor are possible when a quark interacts in a medium, as a result of thermal creation or destruction [2]. Thus, heavy quarks carry information about the entire process of the QGP evolution and can be used as a effective probe of QGP down to low momenta ($p \approx 0$).

In experiments on the collision of high-energy particles, the products of the hadronization of heavy quarks are studied. As methods for studying the fragmentation of heavy quarks, one can use the correlations of the observables, as well as to carry out studies of the fragmentation function of hadron jets, which arise due to the birth of heavy quarks.

Measurements with hadronic jets containing heavy quarks provide direct access to the initial kinematics of partons and may provide additional constraints on the energy loss of heavy quarks [3]. Investigations of pp collisions are necessary to determine the reference parameters for the formation and fragmentation of heavy quarks in vacuum, which is a natural guideline for interpreting the results of heavy ion collisions, in which hot nuclear matter has a significant effect, namely, the processes of interaction with QGP. However, in events with high multiplicity, we observe signs of collectivity, such as long-range correlations [4, 5], increased yield of strange particles [6], which are typical for the formation of QGP.

In addition, recent studies of the ALICE collaboration have shown that the traditional approach to the theoretical description of the production of heavy quarks in pp collisions does not fully describe the spectra of hadrons containing charmed quarks [7, 8]. Accordingly, the first stage in the study of the processes of hadroniza-

tion of the medium in is the understanding of the corresponding processes in vacuum.

In this thesis, the production of heavy flavors in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV in the ALICE experiment at the Large Hadron Collider was studied. The main task of this work was to study the radial dependencies in hadronic jets containing charmed quarks. In addition, a method was considered for investigating the yields of heavy flavors using correlations corresponding to the pair production of charmed D^0 mesons.

The thesis consists of five main chapters, introduction, conclusion and two appendices.

The first chapter of this paper examines the theoretical aspects of the physics of heavy flavors, reviews the literature on the topic, and reviews ongoing research, including unresolved problems in the physics of heavy flavors and proton-proton collisions.

The second chapter of this paper provides an overview of the ALICE experiment at the Large Hadron Collider. The review includes characteristics of the main detector systems of the experiment, methods of registration and identification of particles, as well as a description of the procedure for searching and reconstructing tracks in the ALICE experiment. In addition, this chapter discusses a project to modernize the Inner Tracking System of the ALICE experiment.

The third chapter presents an investigation of the radial dependence arising in hadronic jets containing heavy quarks. For the data obtained in the ALICE experiment, the radial dependencies of jets containing D^0 -mesons and Λ_c - baryons are obtained and studied.

In the fourth chapter the study of correlations of particles containing heavy quarks is presented. For the set of data obtained in the ALICE experiment, a technique for analyzing the production of $D^0\bar{D}^0$ meson pairs was developed and applied. Pairs of $D^0\bar{D}^0$ mesons can be the hadronization products of the corresponding pairs of charmed quarks. In turn, the pair production of heavy flavors is one of the key points of the perturbative QCD model and requires experimental confirmation.

The fifth chapter presents the results of studies of Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) for the modernized Inner Tracking System (ITS) of the ALICE experiment. The motivation for the modernization of the ITS was the low speed of data collection and processing and the insufficient efficiency of the reconstruction

of particle tracks in the ITS that existed during the first and second runs of the Large Hadron Collider (until 2018 inclusive). These disadvantages have a particularly strong effect on the detection of rare events and short-range particles, such as hadrons containing heavy quarks. As part of the implementation of the program for studying the parameters of the MAPS, the most important characteristics of the sensors were studied, which will help expand the range of experimental data obtained, including in the region of hadrons containing heavy quarks. As a result, the use of the new ITS will increase the statistics of measurements, improve the efficiency of registration of short-lived particles and open up opportunities for implementing a new physical program of the ALICE experiment after the LHC is launched in 2022.

Separate stages of data analysis are also included in Appendices A and B.

Relevance of the topic

Investigation of the yields of heavy quarks hadronisation products in ultra-relativistic collisions is one of the most effective and successful methods for studying the properties of strongly interacting matter. The main experimental methods of heavy flavor physics are the study of particle correlations, as well as the study of processes involving heavy quarks in the composition of hadronic jets, which is the focus of this work. Similar studies for both proton and heavy ion collisions are included in both the current and future physics program of the largest experiments in high energy physics (ALICE, CMS, STAR). With the expansion of the field of research towards heavier flavors, the traditional models describing hadronization processes even for the simplest collision systems are being questioned. This requires a deeper study of the processes and the inclusion of additional observables that can reveal new mechanisms that affects experimental results.

Such observables include the radial distance from a hadron containing heavy quark to the axis of the hadron jet formed during the birth of this hadron. The first experimental study of the radial distributions of hadrons containing heavy quarks in hadronic jets was presented by CMS collaboration in [9]. Another paper on the simulations of radial dependences in hadronic jets for the top quark [10] was published in 2021, after the completion of the present study.

In addition, in this work, attention is paid to another method for studying heavy flavors - the study of correlations of the production of charmed mesons. A technique

for analyzing the production of pairs of charmed mesons was developed to test one of the main hypotheses of quantum chromodynamics (the pair production of heavy quarks). This technique can be applied to data that will be obtained after the modernization of the ALICE experiment and after an increase in the luminosity of the Large Hadron Collider. An experimental study of the pair production of D^0 mesons is presented in [11], but in the ALICE experiment, such a study has not been carried out before.

One of the main problems of research in the field of heavy flavor physics is the imperfection of existing detection methods, so the most important stage of the work was the study of new generation pixel sensors used to modernize the ITS of the ALICE experiment. In addition to the ITS of the ALICE experiment, which was put into operation in 2021, such sensors can be used in the tracking systems of the MPD and SPD experiments at the Russian NICA collider, in Dubna [12]. In addition, the sensors under study can also find applications, for example, in computed tomography for diagnosing and visualizing tumor processes with high accuracy.

The development and research of the MAPS prototypes for the modernized ITS of the ALICE experiment has been carried out since 2012 [13]. In Russia, such studies were done in St. Petersburg State University and published in [14]. In the thesis, research was carried out for real full-scale assemblies of detectors that were installed to the Inner Tracking System of the ALICE experiment.

Goals and objectives of the work

The aim of the thesis was to study the hadrons, containing heavy quarks in ultrarelativistic collisions at the Large Hadron Collider. Within the framework of this study, the following tasks were set and solved:

- Review of theoretical models of the physics of heavy flavors in ultrarelativistic collisions
- Review of methods for studying the mechanisms of hadronization of strongly interacting matter
- Review of methods for registration and reconstruction of particles and particle jets in the ALICE experiment

- Overview of data analysis techniques in the ALICE experiment
- Development of a method for analyzing the radial dependence in hadronic jets based on the analysis of the fragmentation function of hadronic jets containing heavy flavors
- Analysis of radial dependencies for experimental data obtained in the ALICE experiment in pp-collisions in the period from 2016 to 2018
- Development of a method for studying the production of charmed meson pairs in a wide range of transverse momenta in the ALICE experiment
- Investigation of detector systems based on Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) for the outer layers of the modernized Inner Tracking System of the ALICE experiment

Theoretical and practical value of the work

Theoretical and practical value of the work is determined by the development of a technique for analyzing the radial dependence in hadronic jets containing heavy quarks, as well as the development of a technique for analyzing the production of pairs of charmed mesons. It is shown that the mechanisms of formation of heavy quarks and hadronic jets can have a certain effect on the shape of the radial dependencies. As a result, the importance of studying the radial dependencies in hadronic jets for studying the processes of hadronization of a medium is shown.

The significance of the work is also due to the research of new generation pixel sensors for the modernized ITS of the ALICE experiment. In addition to the scientific value of such sensors in the framework of the physics program of the ALICE experiment, it is necessary to note the possible practical application of the studied sensors in applied problems of radiation materials science and nuclear medicine.

Scientific novelty of the work

The first measurements of radial dependencies in hadronic jets containing charmed quarks were obtained in the ALICE experiment. The first measurements of radial dependencies in hadronic jets containing the Λ_c^+ -baryon are obtained. The

ratio of the radial dependencies for hadronic jets containing the Λ_c^+ - baryon to the jets containing the D^0 - meson was measured for the first time.

Statements of the defence

- A technique for analyzing the radial dependence in hadronic jets based on the analysis of the fragmentation function for the jets tagged with hadron that contains heavy quark
- Results of analysis of the ALICE experiment data: radial dependencies for jets containing Λ_c^+ -baryon and D^0 -meson, as well as the ratio of these radial dependencies
- Methods for analyzing the production of charmed meson pairs in the ALICE experiment
- Results of investigations of MAPS assemblies for the outer layers of the upgraded ALICE MTS: investigation of noise characteristics of MAPS assemblies, investigation of the response function of pixel sensors when exposed to ionizing radiation, investigation of the temperature characteristics of detector assemblies

Author's personal contribution

All the main results were obtained personally by the author or in collaboration with other researchers. The results presented in this work were included to the Graduate Qualification Work [15].

The author has developed and applied a technique for studying radial dependencies in hadron jets. For this study, the author created a program code based on software for studying the fragmentation function of the Λ_c^+ -baryon. This code was used to analyze the events reconstructed in the ALICE experiment containing Λ_c^+ -baryons and D^0 -mesons.

To study the pair production of D_0 -mesons, the author wrote a program code that was used to analyze the events reconstructed in the ALICE experiment containing D_0 -mesons.

As part of the study of the characteristics of the MAPS for modernized ITS of the ALICE experiment, the author personally investigated and tested about 70% of middle and outer layer assemblies of the ITS. The author also made a contribution to the development of software for the MAPS characterization.

Approbation of work

The results of the work were presented at international conferences and meetings:

1. T. Lazareva, G.M. Innocenti, V.Kucera, N. Zardoshti, Λ_c^- and D_0 –jets radial displacement, ALICE Physics Forum,
<https://indico.cern.ch/event/1029235/>
2. V. Zhrebchevsky, T. Lazareva et. al., Silicon Pixel Detectors for the Inner Tracking System of MPD Experiment at the NICA collider, 75Th International Conference «Nucleus-2020»
3. T.Lazareva, Assembly and Commissioning of the ALICE ITS Upgrade, The 28th International Workshop on Vertex Detectors «Vertex-2019», 13.10.2019 – 18.10.2019, Lopud Island, Croatia
4. T. V. Lazareva, F. F. Valiev, V. I. Zhrebchevsky, D. G. Nesterov, G. A. Feofilov, New detector for studying cumulative processes in hadronic collisions , Nucleus-2018, 2–7 Jul. 2018, Voronezh
5. T. V. Lazareva on behalf of the ALICE collaboration, Upgrade of the ALICE Inner Tracking System, Nucleus-2019, 1 – 7 Jul. 2019, Dubna
6. T. Lazareva, V. Zhrebchevsky, G. Feofilov, D. Nesterov, N. Maltzev on behalf of the ALICE collaboration, Pixel detectors for experiments at the NICA collider, AYSS-2018, 23 – 27 April 2018, Dubna

The main results of the data analysis were approved and accepted as the official results of the ALICE [16] experiment, and therefore were included in the reports on behalf of the ALICE collaboration:

- Gian Michele Innocenti for the ALICE collaboration, Recent experimental open heavy-flavor results, The 19th International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2021), 17–22 May 2021, Online

- Andrea Dubla for the ALICE collaboration, Jet substructure of heavy-flavour tagged jets with ALICE at the LHC, EPS2021 - European Physical Society conference on high energy physics 2021, July 26-30, 2021

Publications ¹:

1. V.I. Zhrebchevsky, T.V. Lazareva et al., Experimental investigation of new ultra-lightweight support and cooling structures for the new Inner Tracking System of the ALICE Detector, Journal of Instrumentation 13(08):T08003-T08003 DOI:10.1088/1748-0221/13/08/T08003, 2018
2. M.Deveaux, A.Aduszkiewicz, ..., T.Lazareva et al., The Small Acceptance Vertex Detector of NA61/SHINE, EDP Sciences, Vol. 171. 6 p. 10003. (EPJ Web of Conferences; vol. 171), 2018.
3. T.V. Lazareva et al., A New Detector for Studying Cumulative Processes in Hadronic Collisions, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 83, 9, p. 1155-1160, 2019.
4. V.I. Zhrebchevsky, T.V. Lazareva et al., Silicon Pixel Detectors for the Inner Tracking System of the MPD Experiment at the NICA Collider, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2021, Vol. 85, No. 5, pp. 541–547.
5. S. Acharya, D. Adamová, ..., V. Zhrebchevsky, T. Lazareva et al. (ALICE collaboration), Measurement of the production of charm jets tagged with D^0 mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV, JHEP 08(2019)133
6. S. Acharya, D. Adamová, ..., V. Zhrebchevsky, T. Lazareva et al. (ALICE collaboration), Λ_c^+ production and baryon-to-meson ratios in pp and p-Pb collisions $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the LHC, Phys. Rev. Lett. 127 (2021) 202301
7. S. Acharya, D. Adamová, ..., V. Zhrebchevsky, T. Lazareva et al. (ALICE collaboration), Observation of a multiplicity dependence in the pT-differential charm baryon-to-meson ratios in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, preprint: arXiv:2111.11948

¹Complete list of ALICE collaboration publications: InspireHEP: Tatiana_Lazareva

In 2022, an article is being prepared for publication directly on the results of the data analysis presented in this paper.

- ALICE collaboration, Measurement of in-jet production of Λ_c baryons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV with radial displacement analysis for Λ_c and D^0 tagged jets

Used terms and abbreviates

ALICE – A Large Ion Collider Experiment

LHC – Large Hadron Collider

QCD – Quantum chromodynamic

QGP – Quark-gluon plasma

ITS – Inner Tracking System

CMOS – Complimentary structure metal-oxide-semiconductor

MAPS – Monolithic Active Pixel Sensors

CHAPTER 1

Studies of hadronization processes of strongly interacting matter

Hadrons containing heavy quarks are formed in collisions of high-energy particles as a result of the fragmentation of the corresponding quarks arising in hard scattering processes in the early stages of the collision. In particular, heavy ion collisions allow achieving a sufficient collision volume (Figure 1.1) to be able to study matter in a state of deconfinement (quark-gluon plasma) and its hadronization processes.

As a result of an ultrarelativistic collision, extremely high temperatures and energy densities of the order of several GeV/fm^3 are achieved, as a result of which quarks and gluons pass into a free state and almost immediately thermalize in the QGP, forming a so-called fireball. The fireball expands rather quickly and cools down to the critical temperature T_c , after which the quarks and gluons bind and form a hadronic gas (Figure 1.1). In hadronic gas, inelastic collisions of partons occur with changing flavors. Then the system is cooled to the temperature of chemical freeze-out, at this moment inelastic collisions of hadrons cease and the hadronic composition becomes constant. Further, the temperature reaches kinematic freeze-out, when elastic collisions also cease. It is in this state that the particle reaches the detector.

Since most of the heavy quarks are produced at the very first moments of hadronic collision, they are a tool for studying the evolution of the collision system during the entire time of its existence. Nevertheless, the decay length of heavy flavors is rather small, in particular, for the D^0 meson that consists of charmed quark and u anti-quark, the intrinsic decay length of $c\tau$ is about $123 \mu\text{m}$ [17]. Therefore, only the decay products of hadrons containing heavy flavors can be registered in the detector.

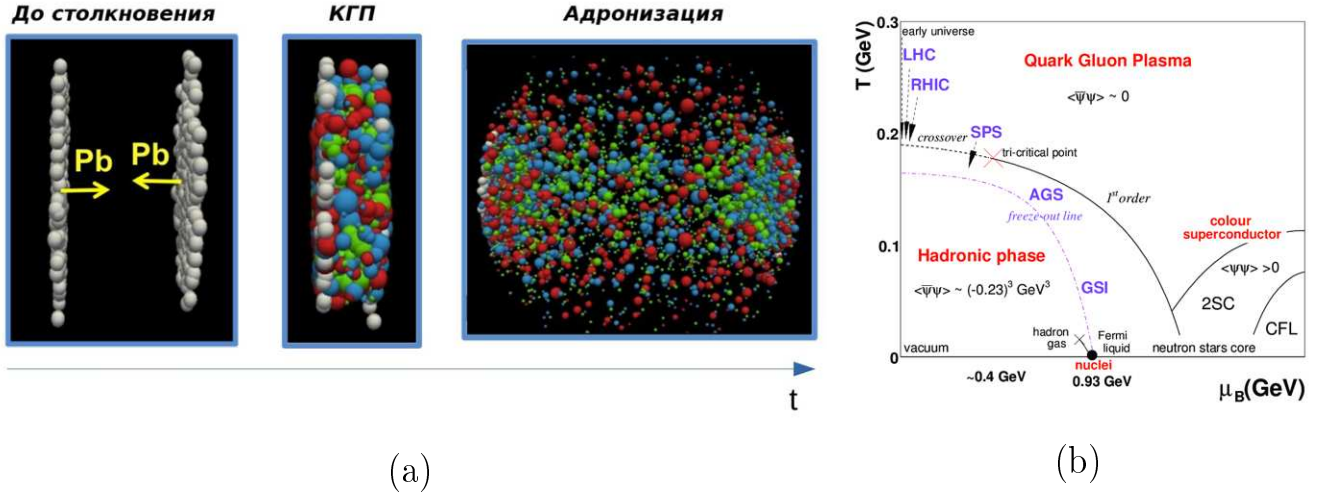


Figure 1.1: (a) Evolution of the central ultrarelativistic lead-lead collision; (b) Phase diagram of hadronic matter[18]

The next important task after registration of particles is the interpretation of the results obtained. A successful description of experimental results is achieved using perturbative quantum chromodynamics (QCD).

1.1 Quantum chromodynamics, parton model

One of the main goals of perturbative QCD is to describe the parton model within the framework of field theory. The parton model [19, 20] arose as a result of experimental observations [21, 22, 23], indicating the scaling effect. This effect can be explained by assuming that protons contain point charged constituents, which in QCD can be represented as sea and valence quarks. These constituents do not interact with each other and have a negligible transverse momentum, and each of them with some probability carries a fraction of the momentum of the composite hadron. In this case, the cross sections for hadronic processes at large momentum transfers can be calculated in terms of the cross sections of the interaction of individual partons and their parton distribution functions. An accurate theoretical description of parton processes will also make it possible to refine model predictions. One of the advantages of describing the parton model within the framework of perturbative QCD is the possibility of describing the hard processes of the production of quark-antiquark pairs and hadron jets that occur at the initial moments of collision. The most common theoretical approach to describe the cross sections of hadronic processes is based on the QCD factorization theorem [24].

1.2 The factorization theorem

The factorization theorem assumes that the average time of parton-parton interaction is shorter than the time of any interactions of partons over a long distance inside a nucleus in a state of confinement before or after collision. Accordingly, it is possible to separate the near and far processes to calculate the total cross section of hadron production. Short-range processes can be described in terms of perturbative QCD, while long-range processes can only be described in a nonperturbative regime. The factorization theorem postulates that the cross section for hadron production in a collision of hadrons or nuclei is calculated as a convolution of three independent terms: the distribution function of incoming partons (PDF), the cross section for parton scattering, which produces heavy quarks, and the fragmentation function (FF), which parameterizes the nonperturbative evolution of a heavy quark into a given form of hadron [18]:

$$d\sigma_{AB \rightarrow h}^{hard} = f_{a/A}(x_a, Q^2) \otimes f_{b/B}(x_b, Q^2) \otimes d\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_a, x_b, Q^2) \otimes D_{c \rightarrow h}(z, Q^2), \quad (1.2.1)$$

Where:

- $f_{a/A}(x_a, Q^2)$ – parton distribution function that corresponds to the probability of finding a parton with flavor a in the colliding particle A and the carrier fraction of the nucleon momentum $x = \frac{p_a}{p_A}$. Parton distribution functions are necessary to determine the partons participating in the subsequent scattering, while an analytical description using perturbative QCD is impossible due to the wide range of momenta, including the soft region. Assuming that the parton distribution functions are unchanged for all collision systems, to calculate them, experimental data are used, including those on deep inelastic scattering, as well as the Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) equations [25, 26, 27, 28] and Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov (BFKL)[29], which reflect the evolution of quark and gluon distributions in a nucleon with a change of the Q^2 and x ;
- $\sigma_{ab \rightarrow c}^{hard}(x_a, x_b, Q^2)$ – hard parton process cross section $a + b \rightarrow c + X$. Since the interaction constant for hard processes with high momentum is small, the cross section can be calculated using perturbative QCD;

- $D_{c \rightarrow h}(z, Q^2)$ – fragmentation function corresponding to the probability of fragmentation of a parton c into a hadron h with a fraction of the momentum of a parton $z = \frac{p_h}{p_c}$. The processes occurring during the fragmentation are non-perturbative by definition, therefore, their mechanism cannot be described analytically. As in the case of parton distributions, they are determined from the DGLAP and BFKL equations with parameters extracted or extrapolated from experimental data.

A schematic representation of the application of the factorization theorem is shown in the figure 1.2.

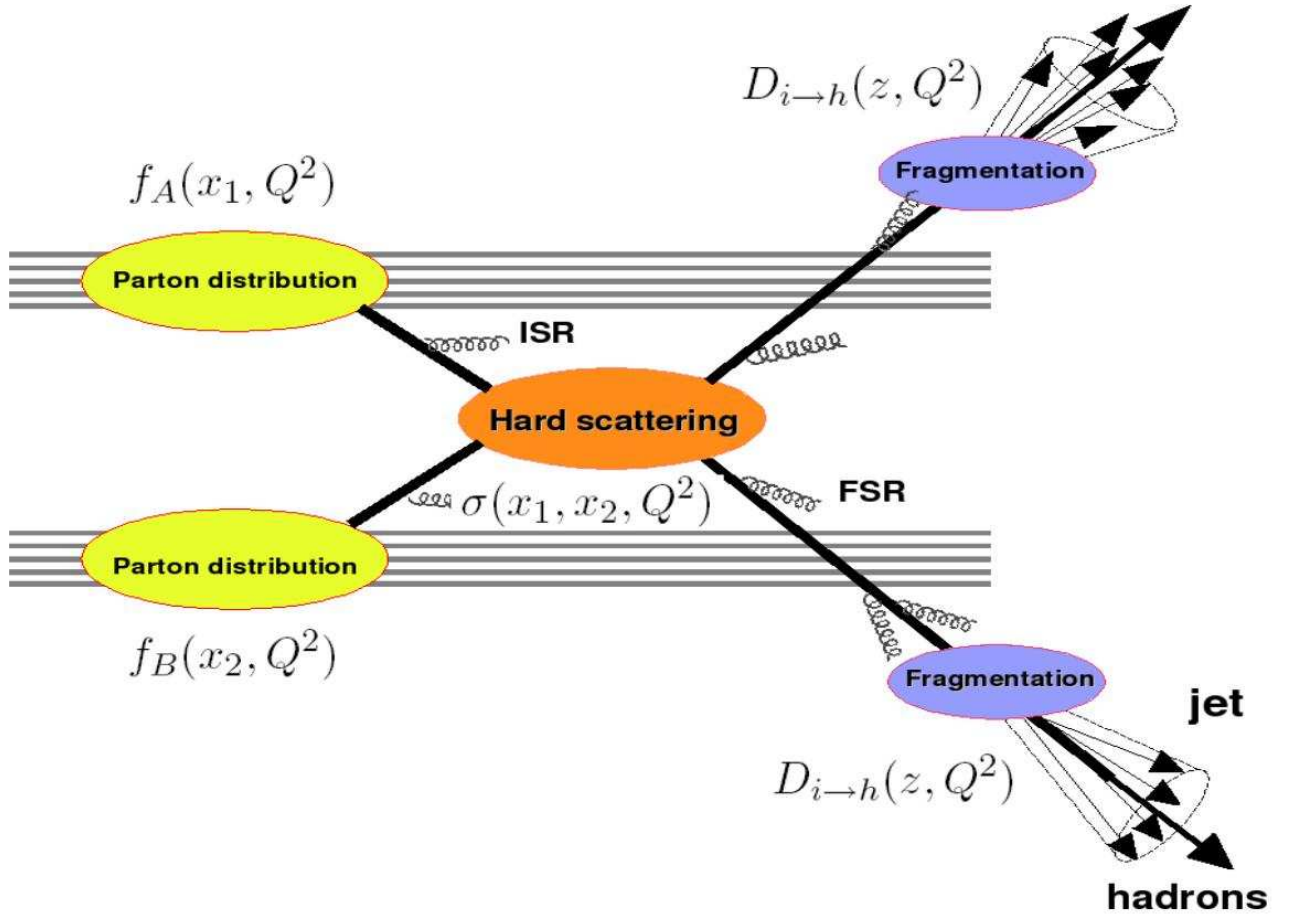


Figure 1.2: Schematic representation of the application of the factorization theorem in the formation of two hadronic jets [18]

1.3 Simulation of processes arising from the interaction of particles in high energy physics

To simulate processes in high-energy physics, event generators are used, which are special software libraries that describe the birth, interaction, and decay of particles, for example, in ultrarelativistic collisions. Event generators take into account both traditional models of quantum chromodynamics (perturbative QCD, factorization theorem, etc.) and phenomenological models that reproduce well certain effects observed in the experiment. The probability of a particular process in event generators is estimated using the Monte Carlo method [30]. The most commonly used event generator in high energy physics is the PYTHIA [31] event generator. The PYTHIA package contains a set of theoretical and experimental models describing hard and soft interactions, parton distributions, parton showers in the initial and final states, multiparton interactions, hadronization, including total and partial cross sections of various processes.

The PYTHIA event generator is based on Lund's string fragmentation model ([32, 33]). According to this model, a massless string is formed between color charge carriers located at a distance of ~ 1 fm due to the tension of the field lines. Traditionally, Monte Carlo models consider the leading color approximation, when one of the quarks in the final state is connected by a string with only one parton, and each gluon carrying color and anticolor is connected to two partons. It is usually assumed that a quark and an antiquark are located at opposite ends of the string.

The PYTHIA event generator includes many subprocesses, such as hard QCD processes, soft QCD processes, color reconnection, string string showing, string ropes, etc, and accordingly, a large number of free parameters. One can allocate separate sets of parameters (tunes), that are optimized for certain conditions. The most common tunes are Monash and Perugia 0 [34, 35] where parameters are adapted to study hadron collisions at the LHC. These tunes well describe hard processes. For softer physics SoftQCD tunes are better, where the formation of confining potentials (strings) takes into account color correlations beyond the leading color approximation [36]. In this case, dipoles of connected partons can be considered as individual pseudoparticles, and the probability of formation of a certain $SU(3)$ multiplet (hadron) is determined by minimizing the potential energy of the string. The main

SoftQCD tune is SoftQCD Mode 2 which requires strict causality for all dipoles.

1.4 Experimental data review

Theoretical calculations based on the factorization theorem so far have been based on the assumption that the fragmentation function, which is usually measured in electron-electron (electron-positron) collisions [37], is universal for all collision systems and energies. Calculations based on factorization have been verified in experiments at the Large Hadron Collider (LHC). Next-to-Leading Order perturbative computation with resummation of the next-after-leading logarithm, as shown in [38, 39, 40, 41], successfully describe the production of strange and charmed strange mesons and their ratios as a function of transverse momentum and velocity in proton-proton (pp) collisions over a wide range of center-of-mass energies [2, 42, 43, 44, 45].

This broad set of experiments confirmed the validity of the theoretical framework adopted for describing the formation of heavy flavors, and provided experimental evidence that the hadronization of charmed mesons in pp collisions can be described using fragmentation functions extracted from electron-electron (ee) or electron-proton (ep) collisions.

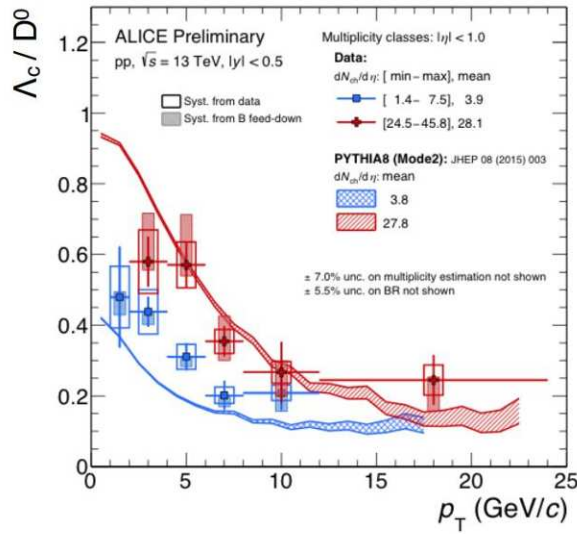
On the other hand, various measurements of the Λ_c^+ production cross section in pp collisions raise doubts for the hypothesis that the fragmentation function is universal for charmed baryons [7, 8]. For the first time, a similar problem was observed in AuAu collisions at RHIC [46, 47], where increased baryon production compared to ep and pp collisions was observed for the ratios of the yields π/p and Λ/K_s^0 . Study of the Λ_c^+ - baryon production as a function of the transverse momentum, carried out by the ALICE collaboration for pp collisions at 5 TeV [8], an increase in the Λ_c^+ cross section by compared with theoretical predictions at low transverse momenta p_T . Calculations performed with PYTHIA 8 in Monash [34] modification and HERWIG 7 [48] event generator, that also takes into account color reconnection. Both of the generators are using theoretical models, where the charmed quark fragmentation function is based on measurements for ee and ep collisions [38, 39].

The ratio of the yields of Λ_c^+ - baryons to D^0 - mesons, which was calculated to isolate the fragmentation effect, ranged from ~ 0.6 in the range $1 < p_T < 2$ GeV/ c

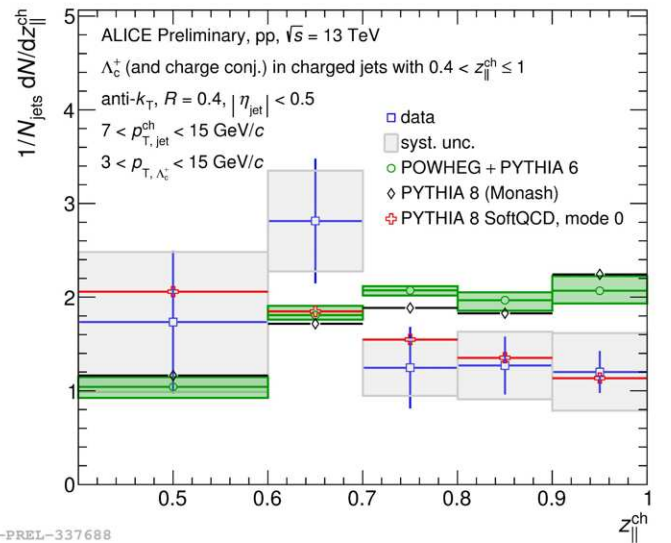
to ~ 0.3 for $8 < p_T < 12$ GeV/ c , while PYTHIA 8 as modified by Monash and HERWIG 7 predicted relatively constant relation $\Lambda_c^+/D^0 \sim 0.1$.

A significant increase of the ratio Λ_c^+/D^0 in comparison with theoretical models was also observed for low multiplicities in the study of multiplicity intervals performed by the ALICE collaboration for collisions at 13 TeV [49] (See Fig. 1.3 (a)).

This broad set of experimental observations suggests that the mechanisms of hadronization of charmed baryons in pp collisions are different from those of hadronization of charmed baryons in ee or ep collisions. This hypothesis is supported by theoretical calculations that include new hadronization mechanisms that go beyond traditional fragmentation in a vacuum. Much better agreement with the results of the relation Λ_c^+/D^0 measured by ALICE is achieved by PYTHIA 8 calculations, which include color reconnection mechanisms outside the leading color approximation [36], or calculations based on the Wigner formalism and relativistic Langevin dynamics, which include the mechanisms of charm formation through coalescence in the presence of matter in a state of deconfinement [50].



(a)



(b)

Figure 1.3: (a) ratio Λ_c^+/D^0 as a function of p_T compared with theoretical models for multiplicity classes $\{1-9\}$, $\{60-99\}$ [49]; (b) fragmentation function of hadronic jets containing Λ_c^+ - baryon, depending on the fraction of the momentum of the jet carried by a given baryon [51]

Despite the abundant experimental evidence for the existence of different hadronization mechanisms in pp collisions, a microscopic understanding of the nature of these new phenomena has not yet been achieved. Whereas the study of

hadronic jets containing a charmed quark can provide a new, more detailed understanding of hadronization mechanisms in comparison with the distributions and ratios of individual particles. Indeed, the transverse momentum of the jet and the direction of the jet axis strongly correlate with the initial energy and direction of the scattered quark. The possibility of simultaneous access to the hadron in the final state and to the initial charm kinematics may allow direct studies of the dynamic properties of hadronization.

The first measurement of the fragmentation function of hadronic jets containing the Λ_c^+ - baryon, depending on the fraction of the jet momentum transferred by Λ_c^+ , was obtained in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV (Fig.1.3 (b), [51]). It was shown that the best fit to the measured fragmentation function is observed in the PYTHIA 8 SoftQCD model, which includes color reconnection.

As an extension of the study of the fragmentation function of hadronic jets, it was proposed to study the radial dependence of hadronic jets tagged with Λ_c^+ and D^0 hadrons, as well as the corresponding ratio of the yields of baryons to mesons measured in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV in the ALICE experiment from 2016 to 2018.

A similar study (investigation of the diffusion of charmed quarks inside hadronic jets) was first performed by the CMS collaboration for jets containing D^0 mesons in pp and PbPb collisions in [9]. This work showed the difference in the radial distribution of D^0 - mesons in pp collisions compared to PbPb, taking into account a significant error. Thus, the sensitivity of the radial dependence to the effects of hot nuclear matter was shown, in particular, these dependencies reflected the effects of jet quenching in PbPb collisions (see Fig.1.4).

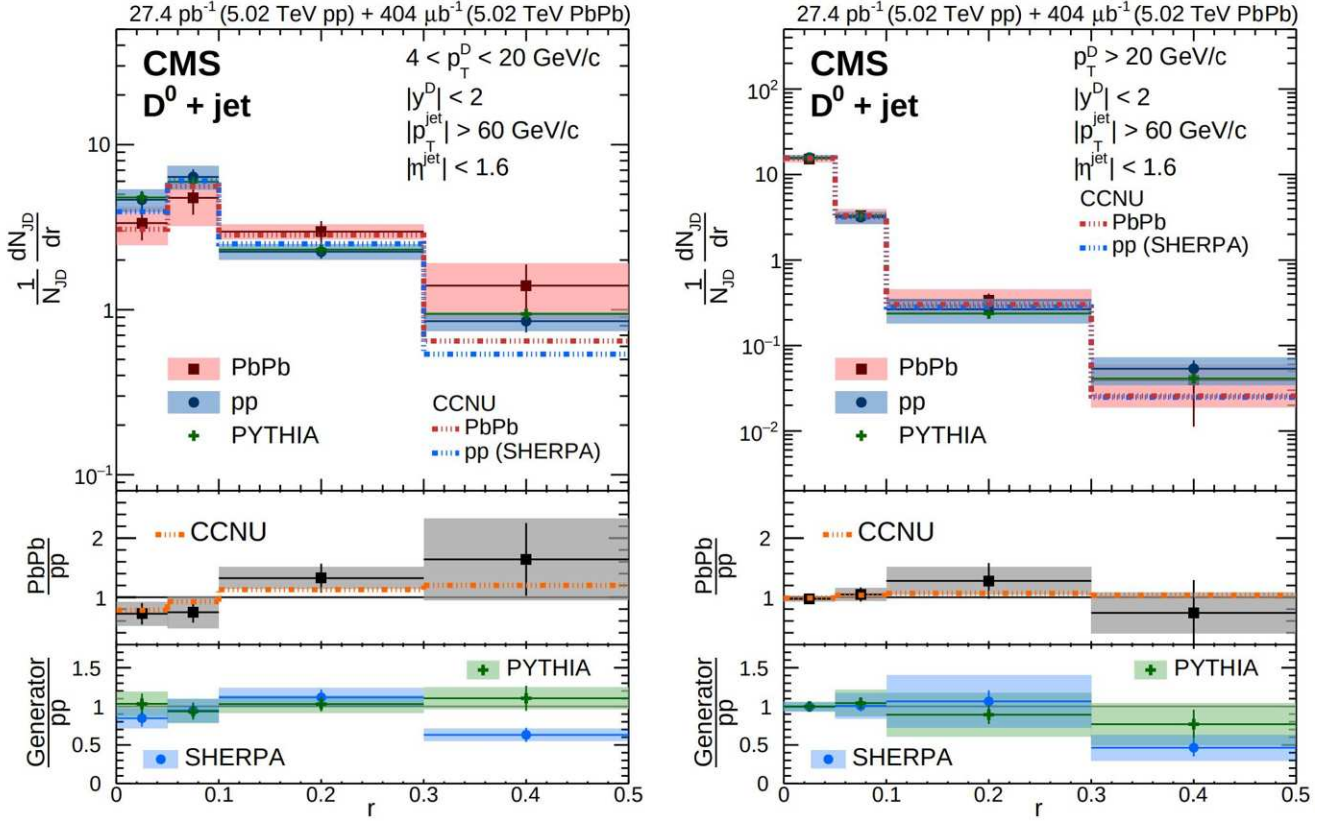


Figure 1.4: Distribution of D^0 - mesons in hadronic jets depending on the radial distance from hadron to the jet axis (r) in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. The measurement is carried out in the range $p_{T,D^0} = \{4, 20\}$ GeV/ c (left) and $p_{T,D^0} > 20$ GeV/ c (right). The ratios of the radial distributions of jets containing the D^0 - meson for the PbPb and pp data are shown in the middle panels. The lower panels show the ratios of the radial distributions of jets containing the D^0 - meson for two MC [9] event generators.

In our analysis, we investigated the radial dependencies to study the decorrelation effect that occurs as a result of recombination processes in proton-proton collisions. The investigated quantity is the dimensionless angular parameter r , which is the radial distance between the jet axis and the hadron containing the heavy flavor:

$$r = \sqrt{(\phi_{\text{jet}} - \phi_{\text{HF}})^2 + (\eta_{\text{jet}} - \eta_{\text{HF}})^2} \quad (1.4.1)$$

Where:

- ϕ_{jet} and ϕ_{HF} azimuthal angles of the jet and hadron, respectively
- η_{jet} and η_{HF} pseudorapidity of the jet and hadron, respectively

The purpose of this analysis is to assess the influence of hadronization mechanisms on the radial dependencies of hadronic jets containing heavy flavors.

In addition, the paper considered the possibility of experimental verification of the hypothesis of pair production of quarks. This hypothesis is the basis of perturbative QCD and the Lund model, where parton production occurs in quark-antiquark pairs, with a particle and an antiparticle scatter in opposite directions at an angle of 180° . A similar study was carried out by the LHCb collaboration in the work [11]. Within the framework of this work, an attempt was made to isolate the signal of the $D^0\bar{D}^0$ meson pairs as products of the fragmentation of the $c\bar{c}$ quark pairs registered in the ALICE experiment.

CHAPTER 2

ALICE experiment at Large Hadron Collider

The ALICE experiment is one of four experiments located at the Large Hadron Collider at CERN. The ALICE detector complex is designed to study the properties of strongly interacting matter in heavy ion collisions, as well as proton-proton and proton-nuclear collisions. The main research is concentrated in the field of studying quark-gluon plasma and, accordingly, particles that can characterize this state.

2.1 Main detector systems of the ALICE experiment

The main detector systems of the ALICE experiment could be categorized as follows:

- Position-sensitive detectors providing particle trajectory reconstruction (ITS, TPC);
- Detectors for particle identification (TPC, TRD, TOF, HMPID);
- Multiple charged particle detectors (PMD, FMD, V0);
- Calorimeters (T0, ZDC, EMCal, PHOS, muon spectrometer).

The general diagram of the ALICE detector is shown in Fig.2.1. The specified detector systems are presented in the version of a technical design before the modernization of the ALICE experiment, carried out in 2018-2021.

THE ALICE DETECTOR

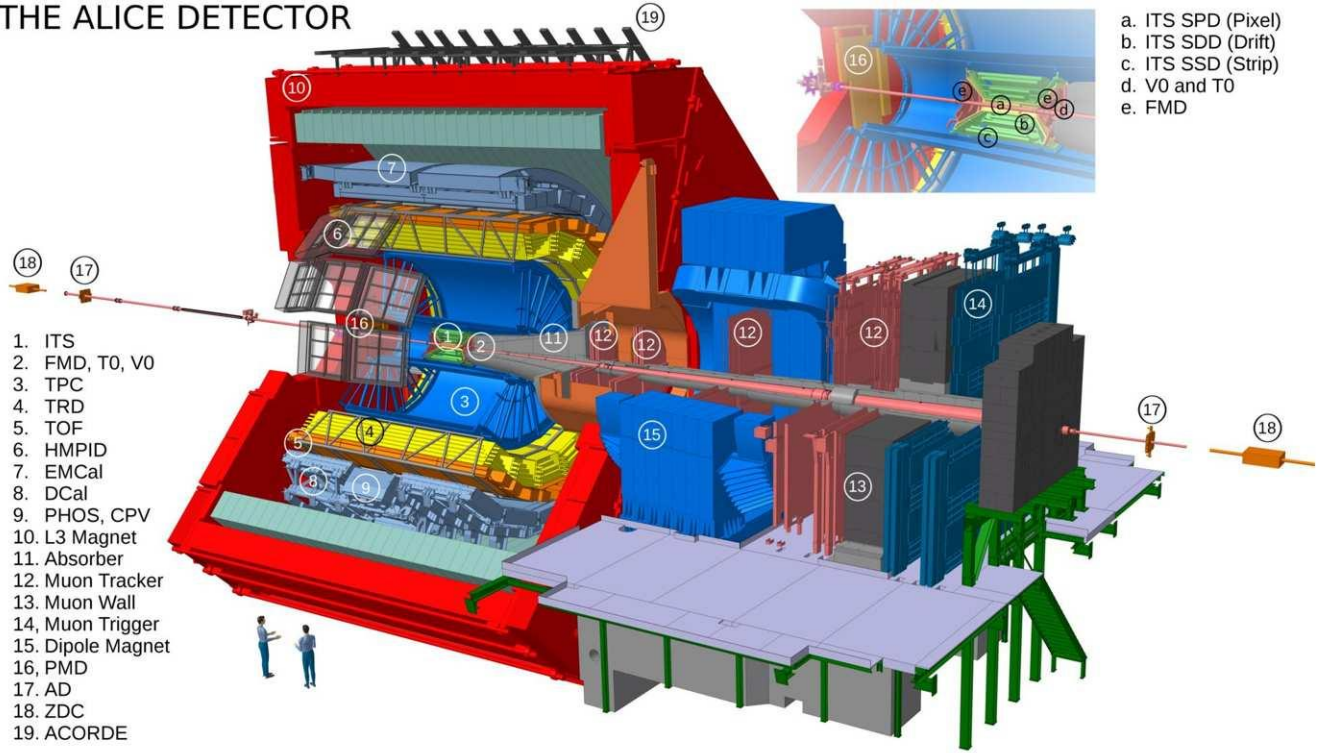


Figure 2.1: Diagram of the ALICE experimental setup [52]

Let us consider in details the main detector systems responsible for the registration of hadrons that contain heavy quarks in the ALICE experiment [53, 54].

1. **Inner Tracking System (ITS).** The Inner Tracking System is the closest detector to the beam collision point and consists of six cylindrical layers of silicon detectors that implement three different technologies: Silicon Hybrid Pixel Detectors (SPD), the radius of the first layer of which is 3.9 cm, Silicon Drift Detectors (SDD) and Silicon Strip Detector (SSD). SPD layers contain 9.8×10^6 pixels of size $50 \times 425 \text{ micron}^2$. The proximity of pixel detectors to the point of interaction in combination with a high spatial resolution provides a resolution of the impact parameter of the track relative to the primary vertex of less than $75 \text{ }\mu\text{m}$ for tracks with a transverse momentum $p_T > 1 \text{ GeV}/c$. The layers of drift and strip detectors, in addition to positional sensitivity, also contribute to the determination of the energy loss of charged particles (dE/dx).

The inner tracking system covers the pseudorapidity range $|\eta| < 0.9$, while the first layer covers the pseudo-rapidity region $|\eta| < 1.8$ to ensure continuous measurement of the multiplicity of events (in conjunction with the FMD

multiplicity detector).

The main problem of this ITS is a significant limitation on the speed of information processing: the maximum readout frequency is 1 kHz with a dead time approaching to 100%. In this regard, after 2018 (during Long Shutdown 2), the ITS was completely replaced by the new one, which included detector modules with a number of distinctive features (for details, see paragraph 2.3).

2. **Time Projection Chamber (TPC)** The time projection chamber TPC is a cylinder 510 cm long with an inner radius of 85 cm and an outer radius of 250 cm. The time projection chamber covers the region of pseudorapidity $|\eta| < 0.9$ and the full azimuth angle. The chamber is filled with a mixture of Ne (90%) and CO₂ (10%) gases, and it is divided into two parts by a membrane. A voltage of 100 kV is applied between the membrane and the end parts of the detector, which ensures the drift of ionized atoms to the ends of the detector. At the ends of the detector there are multiwire proportional chambers, divided into 18 segments, from which information is read. The trajectories of charged particles crossing the volume of the time-projection chamber are reconstructed from the ionization produced in the gas. Particle identification in a time-projection camera is based on the ionization energy loss dE/dx in the gas. The ALICE detector is capable of reconstructing tracks of charged particles with a transverse momentum from $p_T = 0.15$ GeV/ c to $p_T = 20$ GeV/ c with a resolution about 2%.

The main problem that arose during the operation of the TPC was a strong distortion of the drift trajectories at the edges of some reading chambers, associated with the local accumulation of charges in the chambers [55].

3. **Time of flight detector (TOF).** The time-of-flight detector is designed to identify particles in the mid-momentum region (up to 2.5 GeV/ c for pions and kaons and up to 4 GeV/ c for protons). The TOF consists of an array of chambers with gaps containing resistive plates and filled with gas (MRPC) and covers the region of pseudorapidity $|\eta| < 0.9$ and full azimuth angle. Particle identification is achieved by measuring the time of flight of a particle from the collision point to the arrival of the particle in the TOF MRPC element of the time-of-flight detector. The starting point of time

reference for TOF can be either the hit of particles in the Cherenkov counter T0, or the hit of the very first particles after the collision into the volume of the TOF itself (taking into account a special calibration). The use of a combination of TPC and TOF ensures the separation of pions and kaons at the 3σ level for particles with a transverse momentum $0.5 < p_T < 2 \text{ GeV}/c$.

4. **Transitional Radiation Detector (TRD).** The transition radiation detector is designed to identify electrons with a momentum of more than $1 \text{ GeV}/c$, as well as a trigger for particles with a large transverse momentum. The principle of operation of the detector is based on measuring the transition radiation when a particle crosses the boundary of two materials with different dielectric constant.
5. **High Pulse Particle Identification Detector (HMPID).** The HMPID is a ring Cherenkov detector (RICH) designed to measure momentum higher than $1 \text{ GeV}/c$.
6. **Photon Spectrometer (PHOS).** The high-resolution photonic spectrometer is designed to study the thermal and dynamic properties of the initial phase of a collision, as well as to study the effect of jet quenching. The PHOS electromagnetic calorimeter uses scintillation modules based on lead tungstate crystals in its design. It closes the pseudorapidity range $|\eta| < 0.12$ and can detect not only photons, but also hadrons (including neutral ones). Identification of events involving this class of hadrons is carried out using a topological analysis of the evolution of the Shower.
7. **Electromagnetic Calorimeter (EMCal).** EMCal is a large cylindrical lead and scintillator calorimeter designed for the identification of particles with large transverse momenta. Each detector module of the calorimeter consists of a set: $1.44 \text{ mm lead} / 1.76 \text{ mm scintillator}$. Reading of the signal from the scintillator is carried out via spectrum-shifting fibers connected to avalanche photodiodes. The fibers are placed longitudinally through the entire lead/scintillator assembly.

8. **A Cosmic Radiation Detector (ACCORDE).** The cosmic ray detector is an array of plastic scintillators located on the top surface of the main magnet.
9. **Muon spectrometer.** The registration of muons occurs in the region of pseudorapidity $-4.0 < |\eta| < -2.0$. Registration of decays in the $\mu^+\mu^-$ channels makes it possible to measure the spectra of vector mesons containing heavy flavors, such as J/ψ resonances, as well as ϕ -mesons.
10. **Zero Angle Calorimeters (ZDC).** Zero angle calorimeters make it possible to determine the centrality in PbPb collisions by measuring the energy of spectator nucleons that did not participate in the collision and fly in the direction of the beam (at an angle of 0°). Two sets of calorimeters are located at a distance of 116 m on either side of the interaction point. In the magnetic field of the dipole separator, protons and neutrons are separated, and thus one detector registers spectator protons, and the other neutrons. ZDC calorimeters consist of metal plates (tungsten for the neutron detector, brass for the proton detector) in which quartz fibers are implemented. The hadrons in the particle shower, which occurs when protons and neutrons interact with the material of the plates, create Cherenkov radiation in quartz fibers, which is then recorded by a special photomultiplier. Also, the ZDCs are complemented by small electromagnetic calorimeters located at a distance of 7 m from the ZDC (along the beam axis).
11. **Multiplicity detectors (FMD, PMD).** The front multiplicity detector (FMD) is a silicon strip detector that allows the measurement of particle multiplicity in the forward rapidity region ($-3.4 \leq \eta \leq -1.7$, $1.7 \leq \eta \leq 5.0$). The photon multiplicity detector (PMD) measures the multiplicity of photons in the pseudorapidity region $2.3 \leq \eta \leq 3.7$.
12. **Detector V0.** The V0 detector is a small-angle detector consisting of two arrays of scintillation counters located on either side of the interaction point at a distance of -90 and 340 cm from it and covers the region of pseudorapidity $-3.7 \leq \eta \leq -1.7$ and $2.8 \leq \eta \leq 5.1$. First of all, the V0 detector provides event triggering with minimal interaction (min-bias). Since the number of particles registered in the detector V0 monotonically depends on the number

of particles in an event, it is possible to determine the centrality class of an event as a function of multiplicity. In addition, the V0 detector is used to measure the luminosity of an event.

13. **Detector T0.** The T0 detector consists of two arrays of Cherenkov counters located on both sides of the interaction point at distances of -72 and 375 cm and covering the pseudo-rapidity regions $-3.28 \leq \eta \leq -2.97$ and $4.61 \leq \eta \leq 4.92$. The T0 detector determines the starting point of time reference for the time-of-flight detector, this signal corresponds to the moment of collision (taking into account the signal delay time) and determines the zero level trigger (L0). In addition, this detector allows you to determine the position of the interaction vertex.

The trigger system in the ALICE detector is divided into three levels. The first trigger level (L0) is determined by the very first signal collected at the V0 and T0 detectors in the first $0.9 \mu\text{s}$ after the interaction. The next trigger (L1) is a signal arriving at detectors V0 and T0 with a delay of about $6.5 \mu\text{s}$. Both of these signals are transmitted to all other detector systems with a delay of about $0.3 \mu\text{s}$ and determine the start of data processing. After about $100 \mu\text{s}$, the particles should drift in the volume of the time-projection chamber, and this sets the third-level trigger, which determines the time of signal collection from the detectors.

The main detectors used for detecting jets and heavy hadrons are: Inner Tracking System (ITS), Time-Projection Chamber (TPC), Time-of-Flight (TOF) detector, and V0 scintillators. These detectors were used for vertex detection, track reconstruction and subsequent particle identification, and also as a trigger (V0).

2.2 Reconstruction of tracks and vertices

A detailed description of the tracking process in the ALICE experiment can be found in [54]. Reconstruction of tracks and vertices is performed using the Kalman filter [56] and proceeds as follows:

1. For all detectors, clustering is performed. Clustering is the selection of the area of interaction of a particular particle with the detector and, accordingly, the point where the particle hits the detector (hit);

2. As a result of the analysis of particles hitting the first two layers of the SPD pixel detector, the possible position of the primary interaction vertex is determined;
3. Particle tracks are restored in the time-projection chamber (TPC) and in the internal track system using the Kalman filter;
4. The tracks are stitched from the time-projection chamber and the inner tracking system;
5. The reconstructed tracks are propagated to all other detector systems;
6. The reverse propagation of the reconstructed tracks into the inner layers and the final fitting are performed;
7. The exact position of the primary interaction vertex where the collision took place is determined;
8. Secondary interaction vertices are restored, where the short-lived particles have decayed;
9. Particle showers are restored.

2.3 Modernization of the ALICE ITS

The most important stage of data analysis is the reconstruction of particle tracks and vertices of interaction and decay. The Inner Tracking System (hereinafter ICS) plays a key role in the reconstruction of particle tracks in the ALICE experiment. Since the launch of the ALICE experiment and until recently, the ITS consisted of six cylindrical layers of silicon detectors (see paragraph 2.1) placed coaxially around the ion pipe. The radii of the layers ranged from 39 to 430 mm and covered the range of pseudorapidities $|\eta| < 0.9$ for vertices located within $z = \pm 60$ mm from the interaction point (i.e. $\pm 1\sigma$ of the luminosity region).

In the middle range of rapidities, it is the ITS that determines the possibility of reconstructing the tracks of particles containing heavy flavors. In heavy ion

collisions, additional track reconstruction and particle identification using a time-projection chamber and a time-of-flight detector provide signal extraction. Nevertheless, the registration of baryons containing heavy flavors, in particular Λ_c^+ and Λ_b , in heavy ion collisions is a difficult and practically insoluble problem. The Λ_c -baryon has its own decay length of only $60 \mu\text{m}$. This is below the resolution of the ITS in terms of the impact parameter in the range of transverse momenta of most daughter particles of the Λ_c -baryon. Consequently, before the modernization of the ALICE experiment, charmed baryons could not be measured with sufficient statistical significance using the then existing ALICE detector systems in central Pb–Pb collisions. For the same reasons, studying particles containing quarks heavier than the c quark is impossible [13].

The key limitation of the ITS that existed until 2020 is the low readout rate: the maximum detector operating frequency is 1 kHz (with a dead time close to 100 %). At the same time, at present, the Large Hadron Collider operates at a frequency of Pb - Pb collisions of 8 kHz and most of the data on Pb - Pb collisions was not recorded in the experiment. In addition, a significant amount of data was lost in pp collisions. Taking into account the plans to increase the luminosity of the LHC, it became obvious that the existing ITS would not be able to solve the problems that are determined by the new program of physical research of the ALICE experiment. Therefore, a rather significant modernization of the corresponding detector systems and the design of the ITS was required.

In many inner tracking systems of high energy physics experiments: CMS, ATLAS, LHCb at the LHC, hybrid pixel sensors are used. In such sensors, the active volume of silicon and the readout electronics are separated, resulting in an overall increase in sensor material. As practice has shown, another problem of such detectors is the fragility of fastening the readout electronics modules to silicon, as a result of which the pixels in such detectors often fail. The solution to these problems was the advent of Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS), where the sensor electronics are embedded directly in silicon. For the first time, such sensors were used for the STAR PXL detector [57] during the modernization of the STAR experiment at the RHIC collider. The main disadvantage of the sensors used in the STAR PXL detector was the low data readout rate, primarily due to the features of the Roller Shutter architecture, which provides sequential reading of data from each pixel. The total

charge collection time from such a sensor was $185.6 \mu\text{s}$. Also, these sensors with the corresponding electronics had a rather low radiation resistance.

The project of modernization of the Internal Tracking System [13, 58] involves the creation of a completely new VTS using detector modules based on new generation Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) [59, 60]. The main requirement for the modernization of the ALICE PTS is the ability to collect and process data from PbPb collisions with a frequency of up to 50 kHz. In addition, in order to implement a program for studying short-lived particles, the detector should be located as close as possible to the collision point, consist of a large number of layers for the best reconstruction of tracks, and have high granularity for better spatial resolution of particle tracks. Also, to ensure the maximum efficiency of track reconstruction, it is necessary to minimize the detector material and mechanical structures to ensure radiation transparency, that is, to minimize radiation losses and re-scattering on the detector material.

For the modernization of the ITS of the ALICE experiment, the ALPIDE MAPS was developed on the basis of 180 nm CMOS technology. Each sensor is a 1.5×3 cm pixel matrix consisting of 512×1024 pixels. Figure 2.2 shows the charge collection scheme in a pixel of such a sensor. A high-resistivity p-type epitaxial layer $25 \mu\text{m}$ thick is located on a low-resistance silicon substrate, which is the active volume of the detector. When a charged particle crosses the sensor, charge carriers are formed in the epitaxial layer of the detector, which are collected on the diode by both drift and diffusion. At the same time, p-type pockets implemented in the area of peripheral electronics screen the charge and prevent the creation of additional noise in the detector electronics. The total thickness of the sensor is $50 \mu\text{m}$.

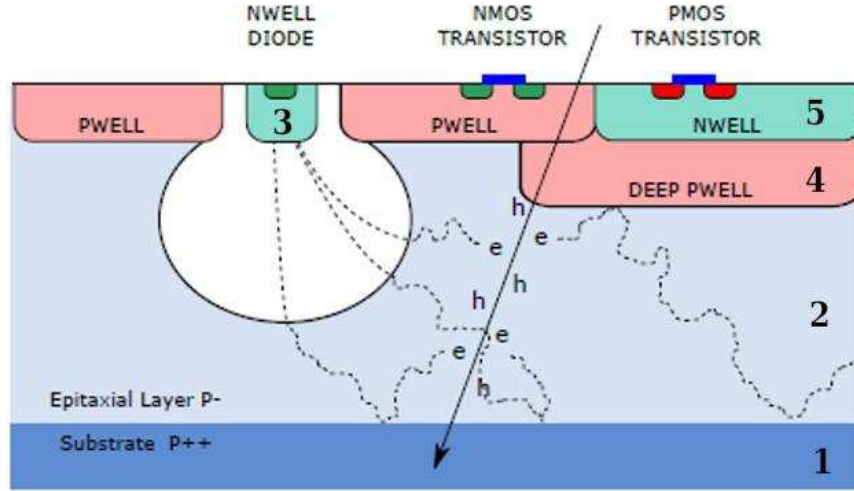


Figure 2.2: The scheme of the collection of the charge generated by an ionizing particle in a MAPS pixel cell with a deep p-well [13]. 1 – substrate; 2 – epitaxial layer; 3 – charge collecting electrode; 4 – NMOS transistor with p-type well (p-well); 5 – PMOS transistor with n-type well (n-well) [13].

An important difference between the detectors of the ALPIDE family is the data readout architecture, which operates on the principle of priority reading of signals from triggered pixels (Priority Encoder architecture). Unlike Rolling Shutter sequential reading, pixel information is read in parallel for double columns of pixels. The address of each fired pixel in the column is encoded and transferred to the end of the double column of pixels, where it is written to the corresponding memory register. Thus, the reading takes place directly from each double column, and only the addresses of the triggered pixels are read, which significantly speeds up the entire process of collecting information.

ALPIDE pixel chips will provide a spatial resolution of tracks at the level of $5\ \mu\text{m}$, with a detection efficiency of 99.9%. The signal processing time from such detectors is $\sim 5\ \mu\text{s}$, and the noise level - Fake Hit Rate (FHR) - is much less than 10^{-6} hits per event per pixel.

The new Inner Tracking System of the ALICE experiment consists of seven layers of pixel detectors: three inner layers, two middle layers and two outer layers. The geometric model of the ITS is shown in the figure 2.3 (a).

The project of modernization of the Inner Tracking System [13, 58] is based on the use of the new generation Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) [59, 60]. The

new inner tracking system of the ALICE experiment consists of seven layers of pixel detectors: three inner layers, two middle layers and two outer layers. The geometric model of the Inner Track System is shown in the figure 2.3 (a).

The difference between the inner, middle and outer layers lies in the geometric dimensions of the MAPS assemblies that form each layer and the location of the pixel sensors on the carbon support structures. In addition, for the MAPS assemblies of the inner layers, the power and data acquisition provided by the flexible printed circuit board are combined into a hybrid integrated circuit (HIC), while the other layers are powered by a separate power bus.

The first three layers of the ITS consist of 48 modules 27 cm long and 1.5 cm wide each, forming a cylindrical structure surrounding the point of collision. Each module consists of 9 MAPS located on a water-cooled ultra-light carbon fiber support structure [61, 62]. It is the inner layers that ensure the accuracy of the reconstruction of the interaction vertex. The material and geometry of the support structures of the inner layers, together with the MAPS technology, allows the first layer of detectors to be located at a distance of 2.2 cm from the interaction point, providing a high-quality reconstruction of the vertex at a collision rate of up to 100 kHz (in Pb - Pb collisions).

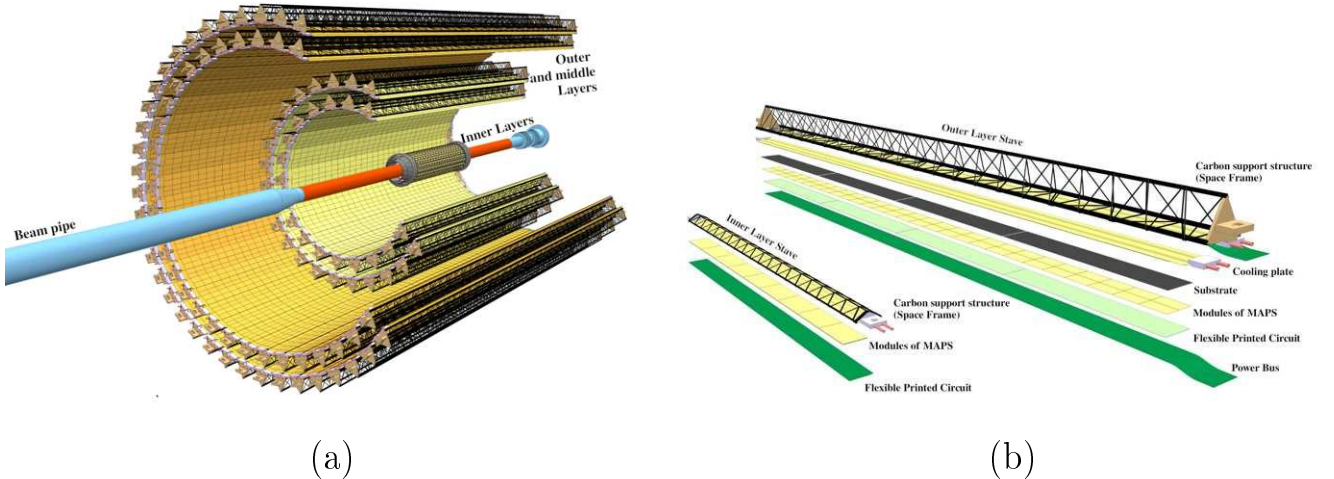


Figure 2.3: (a) Project of the modernized Inner Tracking System [13]; (b) Schemes of assemblies of the inner and outer (middle) layers of the ITS [13]

Pixel sensors are located on ultra-lightweight carbon fiber space-frames [61, 62]. The carbon space-frames were made of carbon fibers using a special technology developed by scientists from St Petersburg University. The design of the space-frames

makes it possible to achieve maximum hardness with minimal material budget, which ensures record radiation transparency, and also allows avoiding distortion of the results when reconstructing tracks due to deflections of the supporting structures and violation of the geometry of the ITS. The use of carbon composite materials for the cooling substrate and supporting structures is due to the high thermal conductivity of carbon fiber, which ensures efficient heat removal from the sensors. A cooling circuit is connected to each assembly from a centralized cooling system via the polyamide tube with a constantly circulating liquid. Each space-frame with sensors, electronics and cooling system forms the basic element of the detector layer-stave. The diagrams of assemblies of the inner and outer (middle) layers are shown in the figure 2.3 (b).

The difference between the inner, middle, and outer layers lies in the geometric dimensions of the MAPS assemblies that make up each layer, and the location of the pixel sensors on the carbon fiber supporting structures.

Inner layers (Inner Barrel)

The first three layers of the ITS consist of 48 detector staves 27 cm long and 1.5 cm wide each, forming a cylindrical structure surrounding the LHC beam collision point.

Each detector stave consists of 9 MAPS, which form an inner layer detector module. For each module, the power and data acquisition provided by the flexible printed circuit, as well as the sensors themselves, are combined into a hybrid integrated circuit (HIC). Data is read directly from each sensor through a high-speed channel of 1.2 Gbps. Power and data acquisition via a single bus further minimizes the amount of material used in the first detector layers. In addition, a reverse bias voltage can be applied to the detector substrate, which will increase the depletion zone in silicon, which will improve the performance of the detector after long-term radiation exposure [13]. The detector module, together with the electronics, is placed on a carbon-composite cooling substrate, which, in turn, is fixed on a carbon-fiber space-frame. It is the inner layers that provide the accuracy of the reconstruction of the collision point and decay vertices. The material and geometry of the supporting structures of the inner layers, together with the MACS technology, makes it possible to place the first layer of detectors at a distance of 2.2

cm from the LHC beam collision point, providing high-quality reconstruction of the vertex at a collision frequency of up to 100 kHz (in Pb–Pb collisions).

Outer and middle layers (Outer and Middle Barrel)

Since the middle and outer layers of the ITS are much farther from the beam collision point than the inner layers, they are exposed to a significantly lower dose of radiation, in addition, the density of particle tracks is greatly reduced, respectively, the requirements for the detectors of the middle and outer layers are lower than for the detectors of the inner layers.

Among themselves, the middle and outer layers of the ITS differ only in the length of the staves, i.e. the number of sensors installed in one assembly. As in the inner layers, the sensors in the outer layers are grouped into modules. Each module consists of 14 sensors, arranged in two rows of 7. For each module, the sensors with the signal bus connected to them form a hybrid integrated circuit (HIC). There is one master sensor and 13 slave sensors in each module. Each slave sensor transmits data to the end of the module to the master sensor, after which the signal from the master sensor is read through the signal bus. In addition, configuration signals and time information are transmitted to the sensor through additional differential pairs on the signal bus, which makes it possible to link each element of the ITS and all other detector systems of the experiment. Data transmission via the signal bus is carried out in the format 8bit/10bit. Unlike inner layers, the power bus of the modules is separate from the signal bus. From the power supply unit, digital and analog power supply voltage is supplied to each module via the power bus. In addition, a separate reverse bias voltage bus is supplied to the assemblies of the outer and middle layers. The modules are arranged on a carbon-composite cooling pad: seven modules in a row for the outer layer assemblies and four modules in a row for the middle layer assemblies. Cooling is supplied to the carbon composite substrate. A system of modules with appropriate electronics and a cooling circuit on a carbon-composite substrate is called a half-stave. At the same time, two such half-staves are located in parallel on one space-frame. Thus, the modules on the stave are arranged in two rows: 2×7 modules for the outer layers and 2×4 for the middle ones. The length of the outer layer staves is 1.5 m, the total number of sensors in the stave is 196, the length of the middle layer staves is 0.9 m, the total

number of sensors in the stave is 112. Figure 2.4 shows the stave of detectors of the outer layers of the ITS.

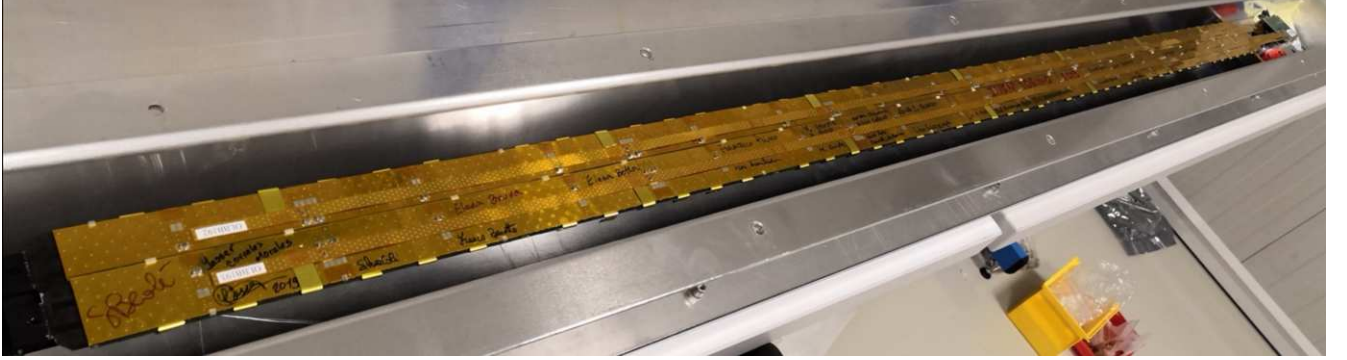


Figure 2.4: Outer layer stave of the ALICE ITS

At present, the upgraded Inner Tracking System has already been installed in the ALICE experiment cavern and has been successfully tested in conjunction with all the ALICE experiment detector systems, including the LHC test beam. The figure 2.5 shows the view of the outer layers of the ITS after their installation in the experiment cavern (a), half of one of the outer layers before installation in the cavern (b).

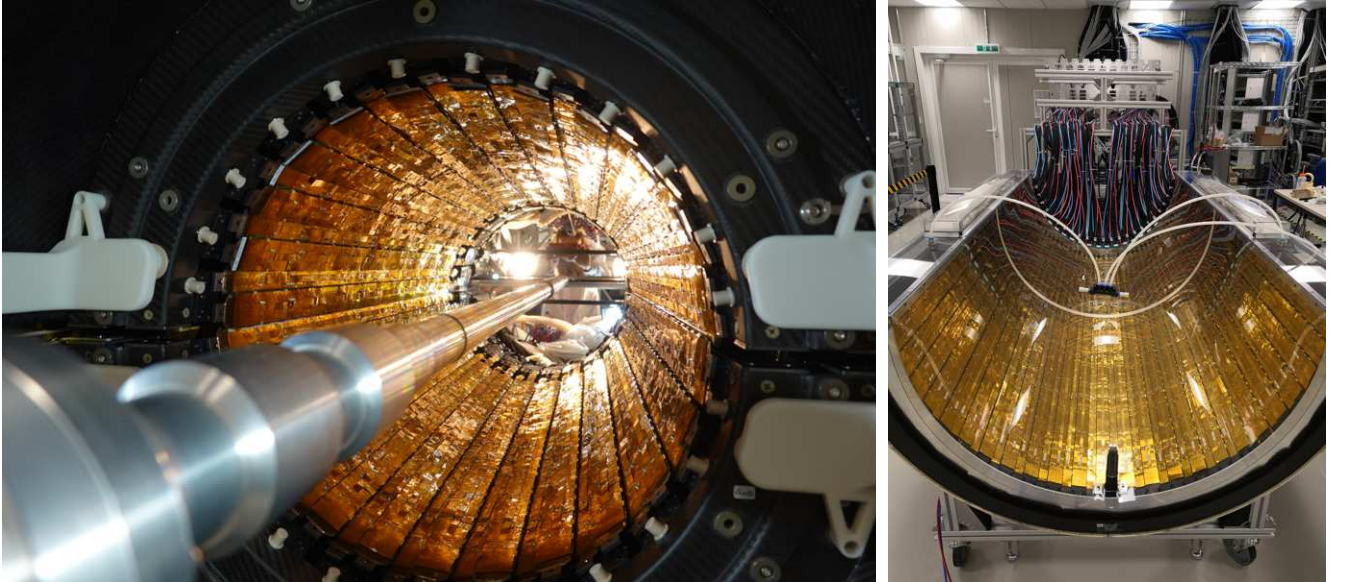


Figure 2.5: (a) Inner Tracking System in the ALICE detector cavern (prior to the installation of the very internal layers) [63]; (b) the upper half of the outer layer of the ALICE ITS

CHAPTER 3

Study of radial dependence in hadronic jets containing heavy quarks

One of the main goals of this work is to study the influence of microscopic effects of parton interaction in ultrarelativistic collisions on radial dependencies in jets containing heavy quarks. It is assumed that the radial distance from the axis of the hadron jet to a hadron containing a charmed quark can carry information about the mechanism of formation of the hadronic jet. Since radial dependencies have not been previously studied in the ALICE experiment, this study will complement the existing work in the field of heavy flavor physics and expand the future research program.

3.1 Experimental data analysis strategy

The analysis was based on inelastic pp interaction events with minimum selection (minimum bias) recorded by the ALICE detector in proton-proton collisions during the runs of 2016, 2017, and 2018. To trigger and isolate one event, it was necessary to match the signals in the two scintillators of the V0 detector. Background events resulting from interactions of particles with gas were excluded from subsequent analysis using information about the event time obtained from V0 and neutron calorimeters. To mitigate the pile-up effect, where several events were registered simultaneously, events with multiple reconstructed primary vertices were rejected. To correct the nonuniformity of the detector acceptance, only events with the position of the primary vertex $|z_{\text{vtx}}| < 10$ cm around the nominal interaction point were used for the analysis. Finally, the events had to have at least one charged particle in the pseudorapidity region $|\eta| < 1.0$, which corresponds to about 75 % of the total inelastic section [64, 65]. After the selection described above, the data

sample consists of 1.8 billion events.

Hadron reconstruction

Λ_c^+ - baryons and their charge conjugate were reconstructed in the weak hadronic decay channel $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-$ (decay probability along this channel: $BR = 1.59 \pm 0.08\%$) [17], in the interval of transverse momenta $\Lambda_c^+ : 2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12 \text{ GeV}/c$. This decay channel was chosen due to the fact that in the case of decay along the channel with a higher probability ($\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$), the combinatorial background in this channel is much higher. Only tracks with $|\eta| < 0.8$ and $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$, which fully meet the criteria described in [66] were considered. The criteria for choosing the pseudorapidity of the Λ_c^+ track were selected in such a way as to correspond to the reference sensitivity of the detector: the particle detection efficiency drops sharply to zero at $|y| > 0.5$ in the region of low transverse momentum and for $|y| > 0.8$ in the region $p_T > 5 \text{ GeV}/c$. For this reason, the corresponding restrictions were imposed on the rapidity of the candidates: in the range of transverse momenta $0 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$, the restriction on the rapidity increases from 0.5 to 0.8 as a second-order polynomial function, and for $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ is constant: $y_{fid} = 0.8$. The selection of Λ_c^+ - candidates was carried out using machine learning methods based on the Boosted Decision Tree (BDT) algorithm provided by the XGBoost [67] package. When optimizing the model, both topological parameters and particle identification parameters were taken into account. These parameters include the cosine of the angle of expansion of the decay products, the distance of closest approach of the decay products, the impulses of the decay products, and a number of other parameters. Since the optimal values of the parameters depend on the transverse momentum of the candidate, the entire range of the Λ_c^+ -candidate transverse momenta was divided into intervals in which the parameter values could remain constant. The training was carried out in the intervals of the transverse momenta of the Λ_c^+ - candidate, where the signal was received from the direct component from the PYTHIA 8.243 event generator with the Monash-2013 [68] setting, and the background was obtained from the sidebands of the distribution of the invariant masses of the data.

D^0 - mesons and their charge-conjugate were reconstructed in the $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ hadron decay channel, which has the decay probability for a given channel $BR = 3.89 \pm 0.04\%$ [17]. In each event, the D^0 - meson candidates and their vertices

were reconstructed from pairs of tracks with opposite charges. For the analysis, we considered tracks with $|\eta| < 0.8$ and $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$, having at least 70 connected spatial points in a time-projection chamber (TPC) (from maximum 159), $\chi/ndf < 4$ in TPC (where ndf is the number of degrees of freedom included in the tracking procedure), at least one hit in any of the two layers of pixel detectors and at least 3 hits in the entire inner tracking system. The criteria for selecting the rapidity and pseudorapidity of the track, as well as the motivation for their choice, correspond to the criteria described above for Λ_c^+ .

D^0 - mesons have an average intrinsic decay length $c\tau = 123 \mu\text{m}$ [17], therefore the secondary vertex is usually displaced by several hundred microns from the primary interaction vertex. As geometric constraints on the tracks of D^0 - mesons, we used constraints on the displacement of the tracks from the interaction vertex, on the distance between the decay vertex of the D^0 - meson and the primary vertex (length decay, L) and on the direction of the reconstructed momentum of the D^0 -meson relative to the primary vertex in the laboratory coordinate system. As well as for the Λ_c^+ -baryon, the transverse momentum range of the D^0 -meson was divided into intervals with the best choice of constraints [69].

Jet reconstruction

The reconstructed tracks of the candidates Λ_c^+ and D^0 are used as the input data for the jet reconstruction. In the reconstruction, the daughter tracks are replaced by the four-momentum of the mother hadron for each candidate found in the event. The procedure for the reconstruction and tagging of the jet is implemented in the AliPhysics software package [70].

Candidates track reconstruction

For the reconstruction of jets, all events containing Λ_c^+ and D^0 are considered. If only one hadron that contains heavy quark can be reconstructed in an event, the daughter tracks of its decay products are replaced by the track of this hadron. If there are several candidates in the event, this procedure is repeated for each of the candidates. Events in which two or more candidates meet all the selection criteria are very rare and amount to approximately 0.9% events. Thus, in the further analysis, only reconstructed "pseudo-tracks" of candidates are considered in each event. For the reconstruction of the jet, the cone angle is 0.4 rad, while more than 50% of

"charmed" hadrons (hadrons that contain charmed quark) with $p_T = 3 \text{ GeV}/c$ emit decay products at an angle exceeding 0.4 rad relative to the direction of the momentum of the "charmed" hadron. As a consequence, the decay products of low-momentum charmed hadrons are often found outside the reconstructed jet cone. The missing momentum carried away by the decay products worsens the momentum resolution of the charmed jet and reduces the efficiency of detecting a hadron that contains heavy quark in the jet. Figure 3.1 (a) shows how the reconstruction of hadronic jets with the replacement of the tracks of decay products by the track of the hadron itself solves this problem.

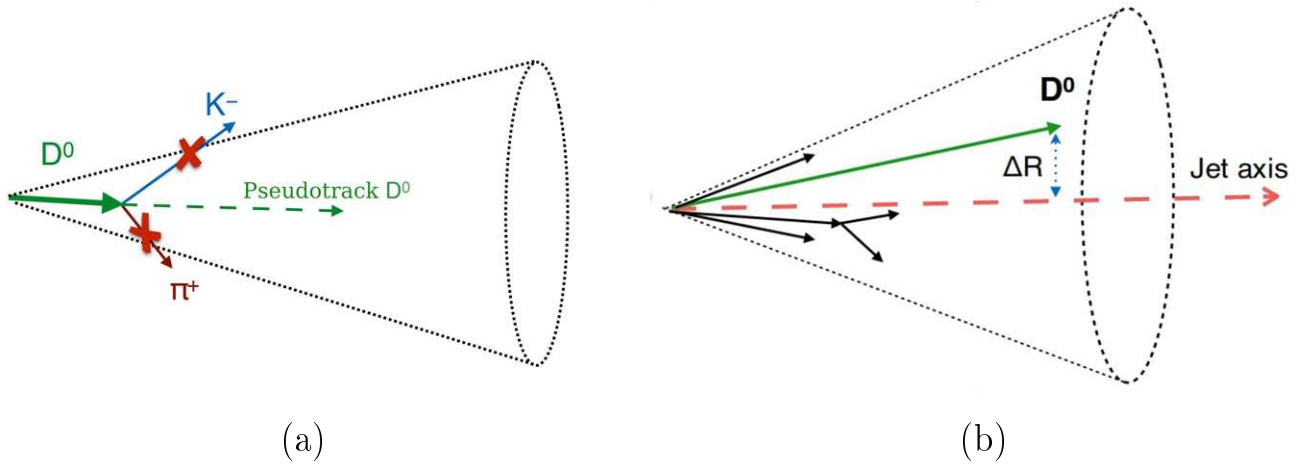


Figure 3.1: (a) replacing daughter tracks with the tracks of D^0 -mesons during the jet reconstruction

(b) hadron jet tagged with D^0 -meson

Jet finding

The search for hadronic jets was carried out on a sample of "pseudo-tracks" using the FastJet [71, 72] package based on the anti- k_T FastJet algorithm [73] with a resolution of $R = 0.4$. The anti- k_T algorithm is based on sequential measurement of the distance between particles in the space $(\eta - \phi)$, where η is pseudorapidity and ϕ is the azimuthal angle. If the distance between two particles is less than the distance between the particle and the beam axis, then these particles are combined into a cluster until the cluster size exceeds the specified radius of the jet. Each cluster is subsequently treated as a separate particle, and all the momenta of its constituents are replaced by a four-momentum of the cluster. If the distance between two particles is greater than the distance between the particle and the beam axis,

then this particle (cluster) is treated as a jet. The search for jets is carried out until the distance between all pairs of particles is verified. The tracks were combined by summing four vectors, while the transverse momentum of the jet was limited to the interval $5 < p_{T,jet} < 35$ GeV/ c . The jet axis was positioned to satisfy the condition $|\eta_{jet}| < 0.5$. Selection criteria for pseudorapidity and momentum: $|\eta| < 0.9$ and $p_T > 0.15$ GeV/ c , respectively. The tracking efficiency is homogeneous as a function of the pseudorapidity η and the azimuthal angle ϕ . As a function of the transverse momentum of the track, the efficiency is about 70% for $p_T = 0.2$ GeV/ c and approaches its maximum value 90% for $p_T \sim 2$ GeV/ c . Then the efficiency decreases again and reaches a plateau of 85%.

Jet tagging

The jets containing an charmed hadron (Λ_c^+ or D^0) were tagged with a heavy flavour and were used for further analysis. The analysis was carried out on jets in the transverse momentum ranges $5 < p_{T,jet} < 7$ and $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c . Additional corrections of the transverse momentum of the reconstructed jets to take into account the background, for example, from multiparton interactions, were not performed.

The choice of the transverse momentum intervals of the candidate and the jet for data analysis was made in such a way as to compare the regions where different mechanisms of hadronic jet formation can dominate. At the same time, in the course of this analysis, various combinations of splitting into intervals of the transverse momentum were tested and those that provide the best statistical significance of the results for both the D^0 -meson and Λ_c^+ - baryon.

3.2 Study of radial dependencies in jets tagged with D^0 meson

The analysis of hadronic jets containing D^0 - meson was carried out independently for three combinations of transverse momenta of D^0 - meson and hadronic jet:

1. $2 < p_T^{D^0} < 6$ and $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/ c ,
2. $2 < p_T^{D^0} < 6$ and $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c ,
3. $6 < p_T^{D^0} < 12$ and $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c .

The radial distance r calculated by the formula 1.4.1 for each candidate was divided into intervals $\{0, 0.05, 0.1, 0.2\}$ in such a way that a sufficient amount of statistics was collected in each interval. At the same time, data that could be outside the selected intervals are not statistically significant.

Signal extraction

The signal extraction for the radial dependencies was performed in two stages.

At the first stage, the distributions of invariant masses were made. Calculations of the efficiency as a function of the transverse momentum were performed for the signal from the Monte Carlo simulation in the intervals of the transverse momentum that correspond to the reconstruction intervals. To take into account the efficiency of reconstruction the correction to the extracted signal in the corresponding intervals of the transverse momenta should be done. Therefore, the procedure for extracting the signal is carried out in narrow intervals of the transverse momenta. Thus, the distributions of invariant masses for the D^0 - meson were plotted in the intervals $p_{T,D^0} : \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12\}$. For each distribution, the signal and background were fitted. The Gaussian function was used to fit the signal, and an exponential function was used to fit the background. The distributions of invariant masses are shown in Figures 3.2 - 3.4.

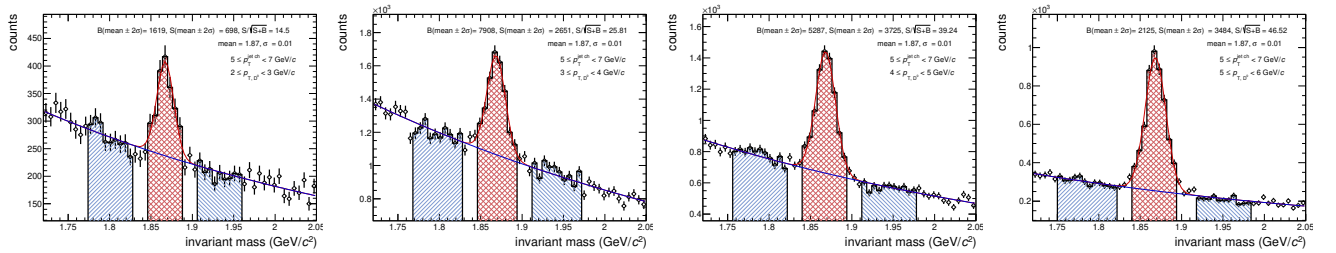


Figure 3.2: The spectra of invariant masses of the D^0 - meson for the intervals of transverse momentum (from left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ in the interval of the jet transverse momenta $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c

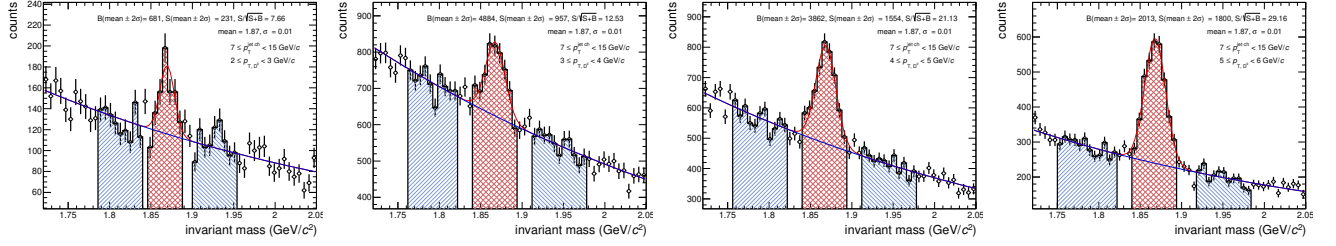


Figure 3.3: The spectra of invariant masses of the D^0 - meson for the intervals of transverse momentum (from left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ in the interval of the jet transverse momenta $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c

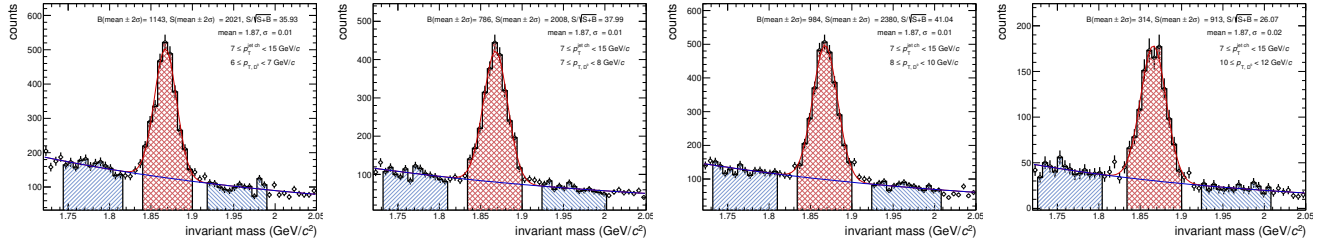


Figure 3.4: The spectra of invariant masses of the D^0 - meson for the intervals of transverse momentum (from left to right) $\{6-7\}$, $\{7-8\}$, $\{8-10\}$, $\{10-12\}$ in the interval of the jet transverse momenta $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c

In the second stage, the sideband was subtracted. For this, the spectrum of invariant masses was divided into lateral regions containing only the background ($[mean - 9\sigma, mean - 4\sigma] \cup [mean + 4\sigma, mean + 9\sigma]$, where $mean$ is the mean of the Gaussian fit of the signal, σ is the half-width of the Gaussian fit) and the signal region containing a mixture of the signal and the background ($[mean - 2\sigma, mean + 2\sigma]$). Then each of the selected areas is plotted as a function of the radial distance r . Then, the selected signal is calculated as:

$$dN/dr^{raw} = dN/dr^{SR} - \alpha \cdot dN/dr^{SB} \quad (3.2.1)$$

Where:

- dN/dr^{raw} – distribution of extracted signal as a function of r
- dN/dr^{SR} – signal region as function of r
- dN/dr^{BR} – sum of the sideband regions as function of r

- α – a scaling parameter representing the ratio of the area in the signal region to the sum of the sideband areas.

Signal extraction procedure is shown in Fig. 3.5. Results of the signal subtraction for D^0 -meson are presented in Fig. 3.6 – 3.8.

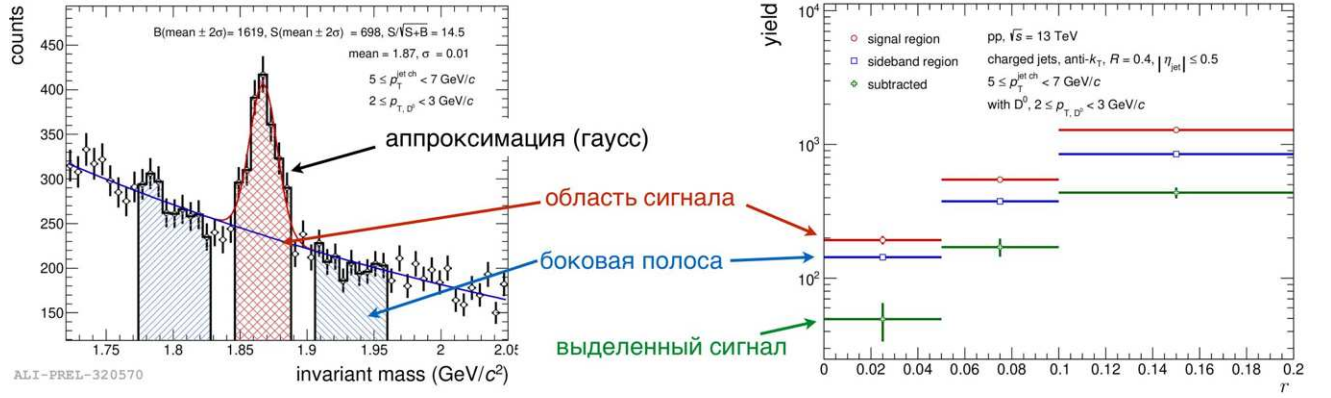


Figure 3.5: Signal extraction and sideband subtraction for D^0 - meson.

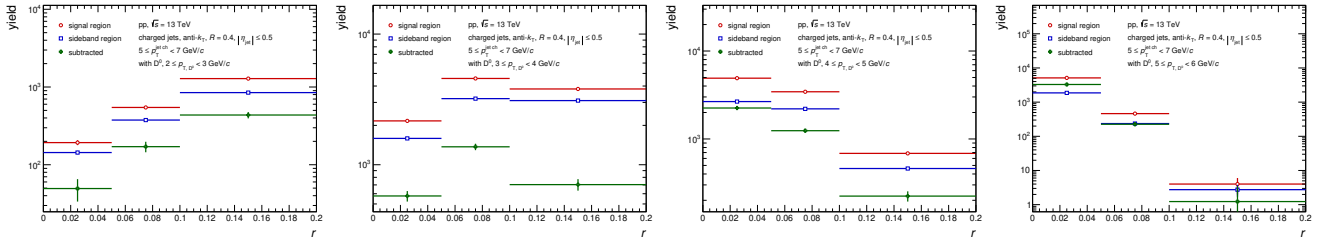


Figure 3.6: Distribution of the yields of jets containing the D^0 - meson as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals (from left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ in the interval of transverse momenta of the jet $5 < p_{T,jet} < 7 \text{ GeV}/c$

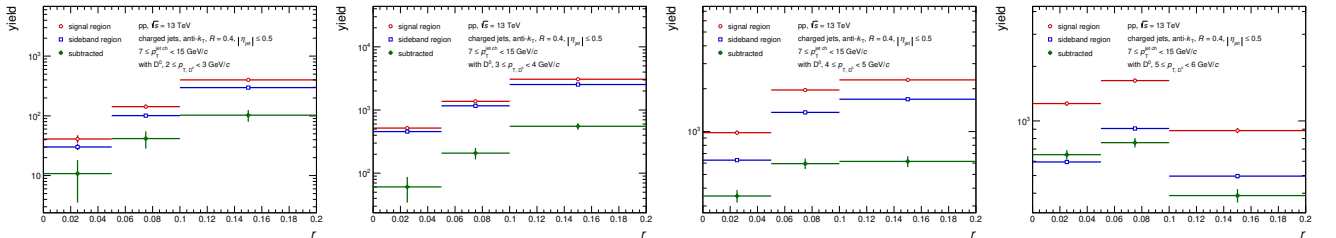


Figure 3.7: Distribution of the yields of jets containing the D^0 - meson as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals (from left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ in the interval of transverse momenta of the jet $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$

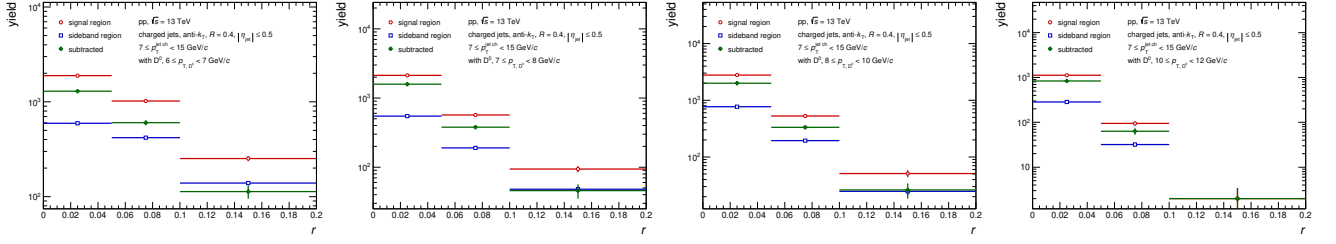


Figure 3.8: Distribution of the yields of jets containing the D^0 - meson as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals (from left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ in the interval of transverse momenta of the jet $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c

Efficiency corrections

The reconstruction efficiency of hadrons containing charmed quarks depends on their transverse momentum and varies from 10% in the low p_T region to 60% in the high p_T region. The efficiency is calculated using a PYTHIA 8 simulation containing prompt jets (originating from a charmed quark produced by hard parton processes). This simulation includes the geometry and material of the detector and is performed in the GEANT3 [74] package.

To calculate the reconstruction efficiency of indirect jets (charmed particles are produced as a result of the decay of a heavier b-quark), POWHEG+PYTHIA 8 simulations were used. POWHEG [75] is an event generator, which parameters are manually selected in such a way as to reproduce the experimental results as accurately as possible. The dependence of the efficiency on the transverse momentum for the prompt and non-prompt components is shown in Figure 3.9. Signal distributions as a function of radial distance for each transverse momentum interval were corrected for this efficiency (Fig.3.10 – 3.12).

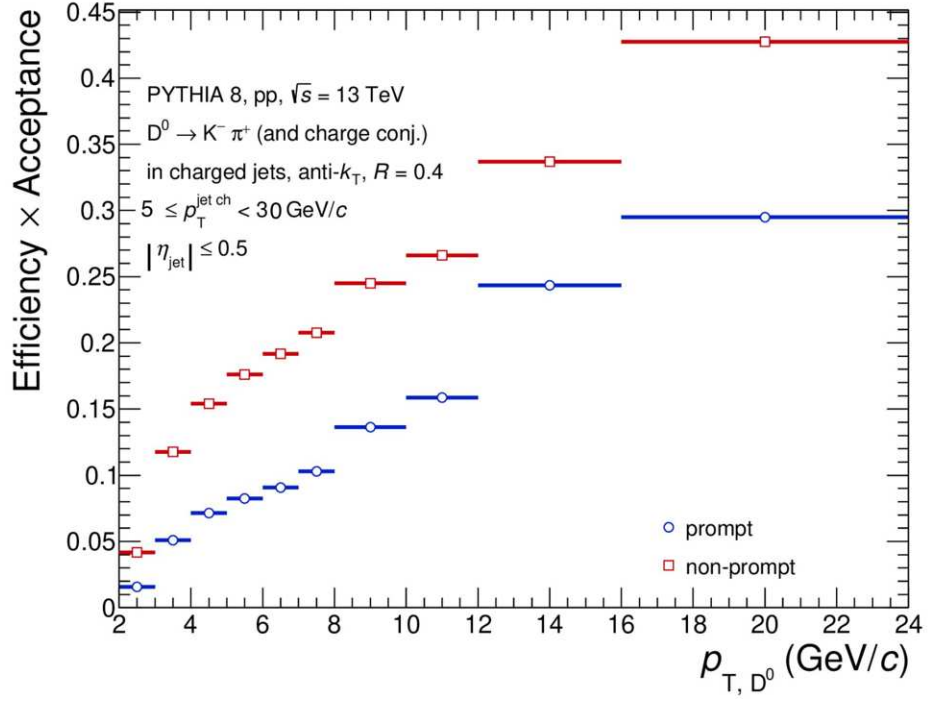


Figure 3.9: Reconstruction efficiency of jets containing a D^0 -meson over the entire measurement range. Reconstruction efficiency of the prompt component is highlighted in blue, the reconstruction efficiency of the non-prompt component from b-quark decay is highlighted in red.

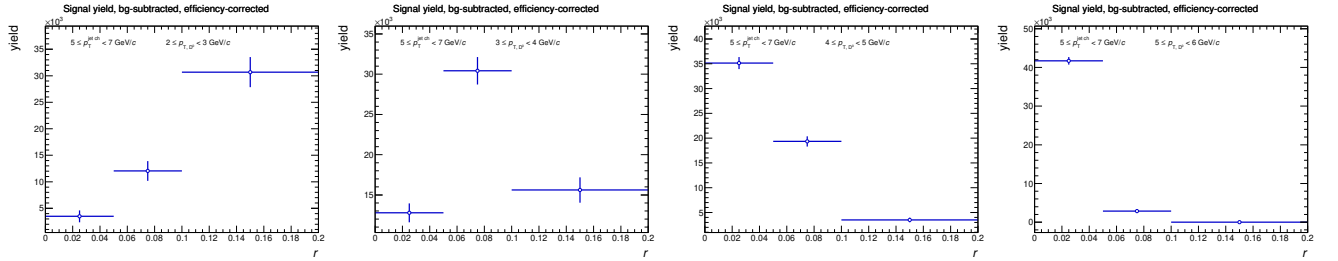


Figure 3.10: Efficiency corrected distribution of jets tagged with D^0 -meson, as a function of radial distance of jet after sideband subtraction for transverse momentum intervals (left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ c in jet momentum intervals $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c

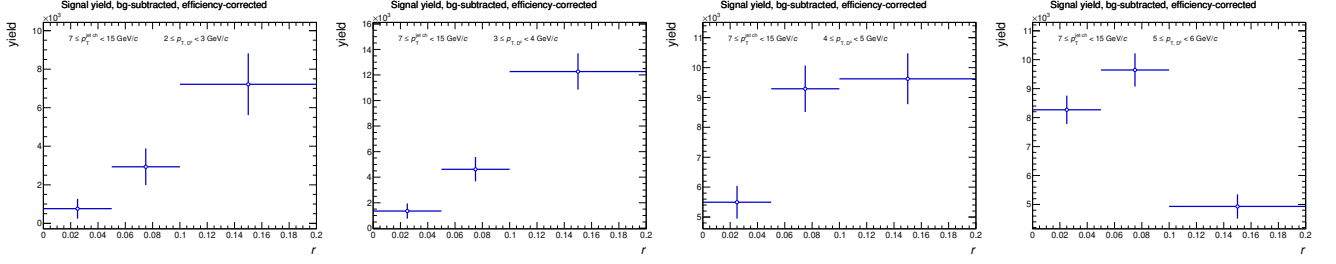


Figure 3.11: Efficiency corrected distribution of jets tagged with D^0 -meson, as a function of radial distance of jet after sideband subtraction for transverse momentum intervals (left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ c in jet momentum intervals $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c

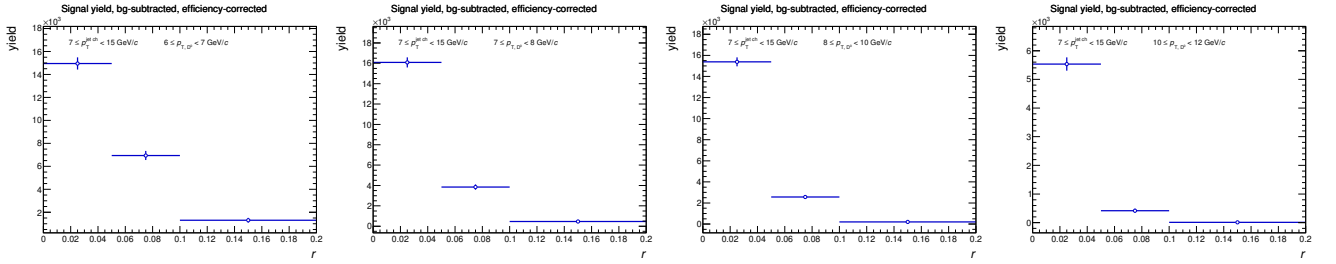


Figure 3.12: Efficiency corrected distribution of jets tagged with D^0 -meson, as a function of radial distance of jet after sideband subtraction for transverse momentum intervals (left to right) $\{2-3\}$, $\{3-4\}$, $\{4-5\}$, $\{5-6\}$ c in jet momentum intervals $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c

Feeddown subtraction

The measured data contains a c-quark-initiated prompt component and a b-quark-initiated non-prompt component. To study the processes of charmed quark hadronization, it is necessary to remove the non-prompt component from further analysis.

The input data for the calculation are the cross sections for the production of charmed hadrons as a result of b - quark decay, obtained from the POWHEG [75]+PYTHIA 6 event generator. POWHEG simulation allows one to estimate the indirect cross section for the production of jets, while PYTHIA 6 is used to describe the processes of hadronization and particle showers. The non-prompt section from the event generator is represented as a three-dimensional matrix in the intervals of r , $p_{T,jet}$, $p_{T,HF}$.

One can represent the measured data with the following equation:

$$N^{meas} = \frac{N^{prompt,data} * \epsilon^{prompt} + N^{non-prompt,data} * \epsilon^{non-prompt}}{\epsilon^{prompt}}, \quad (3.2.2)$$

Where:

- N^{meas} – measured data
- $N^{prompt,data}$ – prompt component initiated by c-quark
- ϵ^{prompt} – prompt component registration efficiency
- $N^{non-prompt,data}$ – non-prompt component resulting from b-quark decay
- $\epsilon^{non-prompt}$ – non-prompt component registration efficiency

In order to get the efficiency-corrected distribution of the direct component- $N^{prompt,data} * \epsilon^{prompt}$, one can subtract from the previous equation following:

$$N^{non-prompt,PYTHIA+POWHEG} * \frac{\epsilon^{non-prompt}}{\epsilon^{prompt}}, \quad (3.2.3)$$

Where the non-prompt component $N^{non-prompt,PYTHIA+POWHEG}$ is received from the event generator. To subtract the non-prompt component, for each interval of the transverse momentum of the hadron, the three-dimensional matrix is integrated in this interval, then the result is projected onto the transverse momentum of the jet and the radial distance. The resulting two-dimensional matrix is multiplied by the ratio of prompt and non-prompt efficiencies. Then, the two-dimensional matrices are summed to obtain the corrected output of the non-prompt jets at the final intervals of the transverse momentum ($p_{T,HF} : \{2 - 6\}, \{6 - 12\}$).

Further, for the non-prompt component received from the event generator, it is necessary to make corrections related to the possible changes in the signal introduced during the detection process. The folding method is used for this. Unlike experimental data, where we only know the parameters obtained from the reconstruction, for simulation data, we know both the input parameters of the reconstruction obtained from the generator ($p_{T,jet}^{gen}, r^{gen}$) and the result of the reconstruction of these data $p_{T,jet}^{rec}, r^{rec}$. In the ideal reconstruction limit, we will reconstruct all the jets that were received from the event generator. Based on the PYTHIA 8 simulation data, a

four-dimensional non-prompt response matrix is constructed ($p_{T,jet}^{gen}, r^{gen}, p_{T,jet}^{rec}, r^{rec}$) (Fig. 3.13) which reflects the ratio of reconstructed to generated jets. It can be seen that the projection of the response matrix has a diagonal form, which indicates the correctness of the reconstruction procedure and construction of the response matrix.

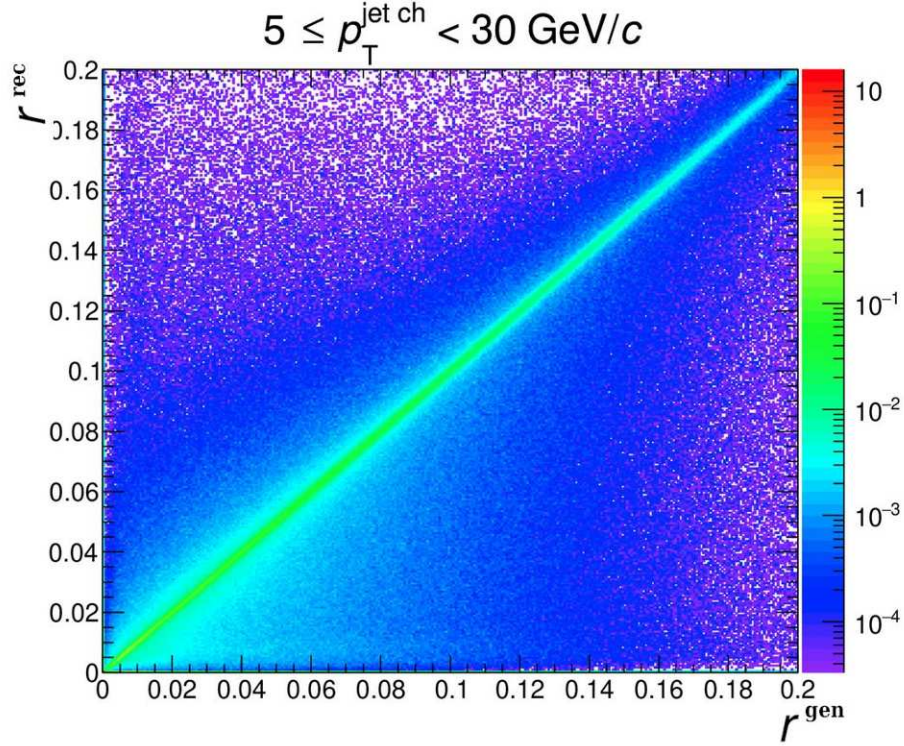


Figure 3.13: Projection of the four-dimensional non-prompt response matrix of the D^0 onto the radial distance r

Before folding, it is necessary to apply corrections related to the kinematic efficiency at the generator level, which is calculated as the ratio of the generated jets within the established kinematic boundaries to all generated jets. It is also necessary to make a correction to take into account the b-quark decay branching ratio and the integrated luminosity of the measurement. The corrected data is folded with a response matrix.

3.14.

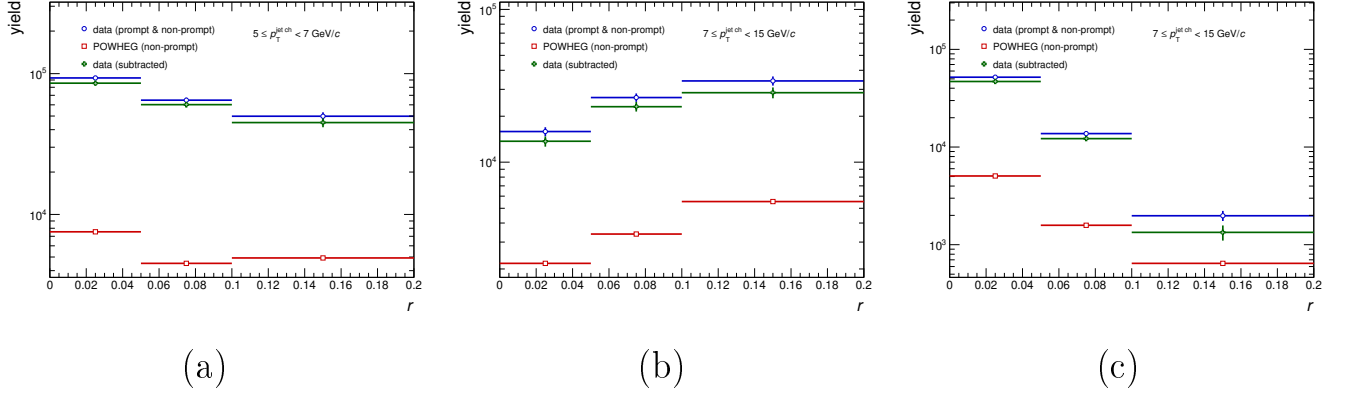


Figure 3.14: Distribution of the yields of jets containing the D^0 - meson as a function of the radial distance after subtracting the non-prompt component for the transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Unfolding

Two dimensional Bayesian unfolding procedure [76] is used to eliminate the signal component introduced by detection artifacts and reconstruction imperfections. The distributions obtained at the previous stage of the analysis are used as input data. In addition, Monte Carlo simulation data is used to construct the 4D response matrix, which takes into account the geometry and materials of the detector that were recreated in the GEANT3 simulation.

Before the unfolding, a kinematic efficiency correction is applied to the input data. As in the case of the non-prompt component, it is necessary to make a correction for jets that were reconstructed in the kinematic range of the analysis, but were not generated in the given kinematic range. To calculate the kinematic corrections, it is necessary to divide the distribution of the reconstructed jets with kinematic restrictions at the reconstruction and generator levels by the distribution of jets without restrictions.

Four-dimensional response matrix $(p_{T,jet}^{gen}, r^{gen}, p_{T,jet}^{rec}, r^{rec})$ (Figure 3.15) was built for the prompt component of the Monte Carlo simulation. The projection of the response matrix onto the radial distance axis has a diagonal form, which indicates the correctness of the reconstruction procedure and the construction of the response matrix.

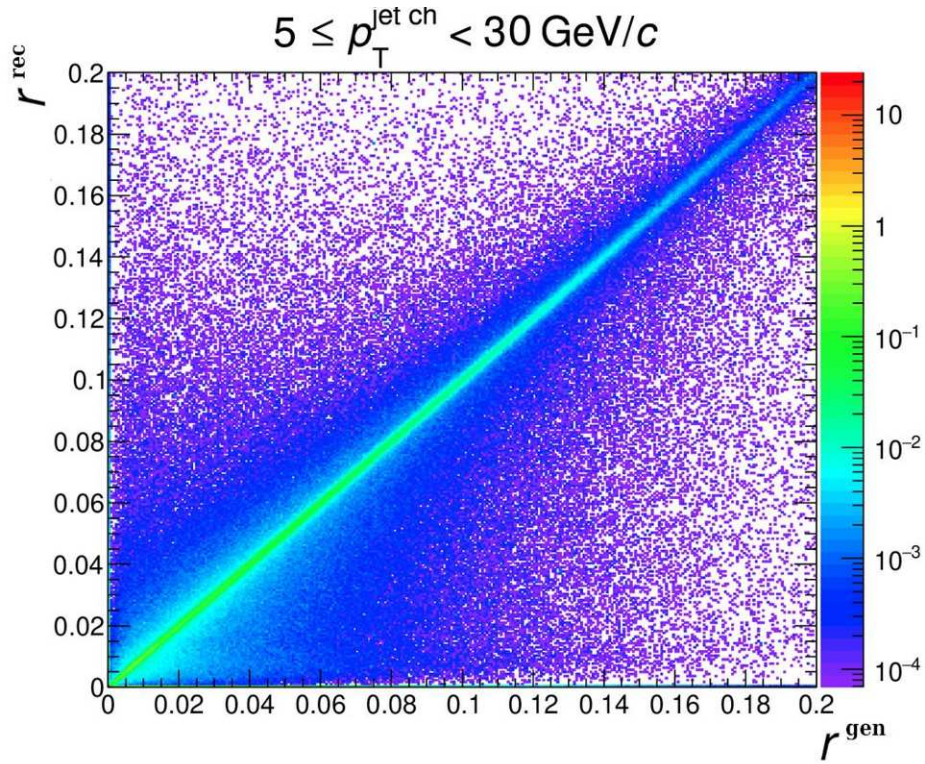


Figure 3.15: Projection of the four-dimensional response matrix of the prompt component D^0 to the radial distance r

The unfolding procedure is based on the iterative use of Bayes' theorem implemented in the RooUnfoldBayes class. Knowing the distributions of reconstructed and generated jets, it is possible to estimate the corresponding probability of reconstruction and, accordingly, the number of generated jets for real data. This procedure is repeated until complete convergence, and each time the input data is replaced by the obtained estimate. At the same time, the two-dimensional Bayesian unfolding allows us to take into account the migrations between the intervals of the transverse momentum and the radial distance.

Further, a correction for the kinematic efficiency at the generator level is applied to the obtained results, which is calculated as the ratio of the generated jets within the established kinematic boundaries to all generated jets. This kinematic efficiency takes into account the part of the jets that was lost during the unfolding due to the absence of the corresponding jets in the response matrix.

The unfolding results compared to the unfolding input are shown in Figure 3.16. The results are self-normalized.

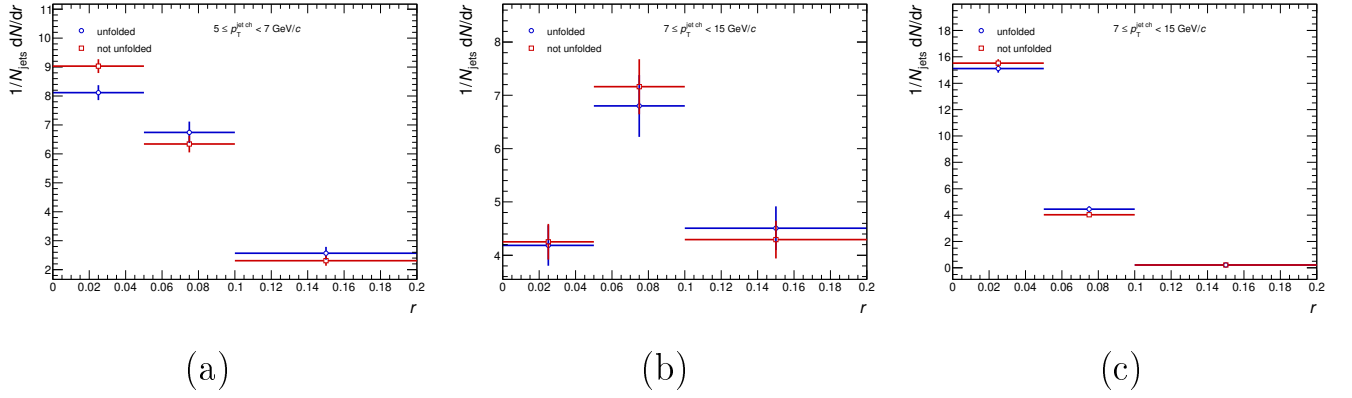


Figure 3.16: Self-normalized distribution of the yields of jets containing the D^0 - meson as a function of the radial distance after the unfolding for the transverse momentum intervals : (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

To validate the unfolding procedure, a series of tests were run to confirm that the sweep was correct. The results and a detailed description of the tests are presented in the appendix A.0.1.

Study of systematic uncertainties of radial dependencies in jets

In order to check the influence of the analysis parameters on its results, as well as to estimate the systematic error of measurements of radial dependencies, the variable parameters at each stage of the data analysis were changed and the analysis was repeated for the following categories of changed parameters.:

- Signal and background fit parameters (fitting)
- Parameters for selecting signal bands and sidebands (sideband sub)
- Parameters for modeling prompt component (feed down)
- Unfolding parameters (prior, regularization)
- Variations in tracking efficiency (tracking eff.)
- Variations of topological constraints on the choice of a D^0 - candidate (cuts)

A detailed description of the study of systematic errors with the corresponding plots for each stage of the analysis is presented in the appendix B.0.1.

Figure 3.17 shows the relative errors for each of the sources of error. It is important to note that systematic errors are within the statistical error. To calculate the square of the total systematic error, all contributions are square summed.

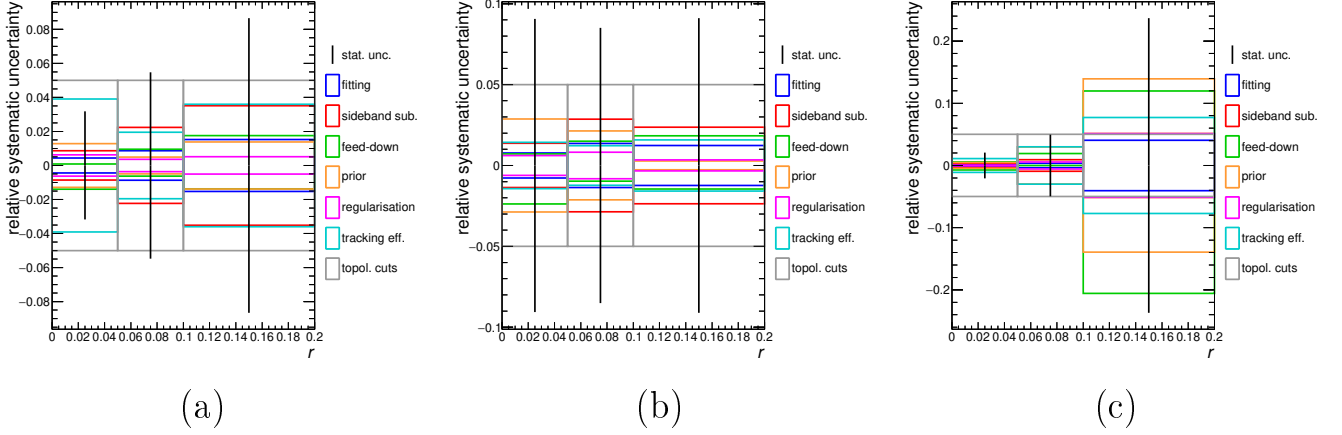


Figure 3.17: Relative systematic errors for the yields of jets containing the D^0 - meson for the transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/ c ; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c ; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c .

3.3 Study of radial dependencies in jets tagged with Λ_c^+ -baryon

The analysis of jets containing the Λ_c^+ - baryon was carried out independently for three combinations of the transverse momenta of the Λ_c^+ - baryon and jet:

1. $2 < p_T^{\Lambda_c^+} < 6$ and $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/ c ,
2. $2 < p_T^{\Lambda_c^+} < 6$ and $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c ,
3. $6 < p_T^{\Lambda_c^+} < 12$ and $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c .

The radial distance r calculated by the formula 1.4.1 for each candidate was divided into intervals $\{0, 0.05, 0.1, 0.2\}$ in such a way that a sufficient amount of statistics was collected in each interval. At the same time, data that could be outside the selected intervals are not statistically significant. In general, the analysis exactly repeated the analysis performed for the D^0 - meson, with the exception of some details.

Signal extraction

The signal extraction procedure is the same as described in 3.2. The main differences were:

- The invariant mass distributions for the Λ_c^+ - baryon were plotted in the intervals $p_{T,D^0} : \{3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 12\}$ (Fig. 3.18 – 3.19)
- The Gaussian function was used to fit the signal, and a second-order polynomial function was used to fit the background.
- For the signal Gaussian fit, the width of the function was fixed to the value of the width of the corresponding distribution of invariant masses for Monte Carlo data

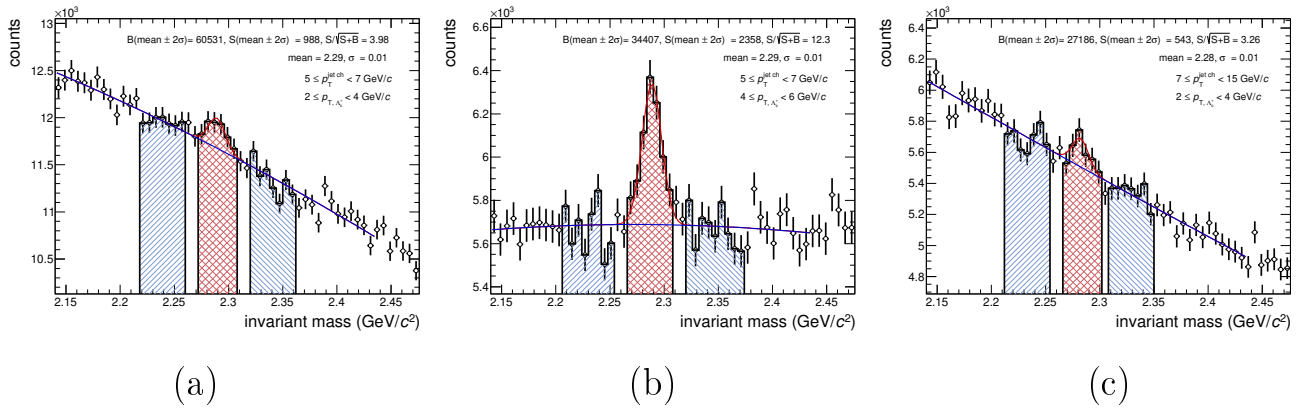


Figure 3.18: : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c ; (b) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c ; (c) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c .

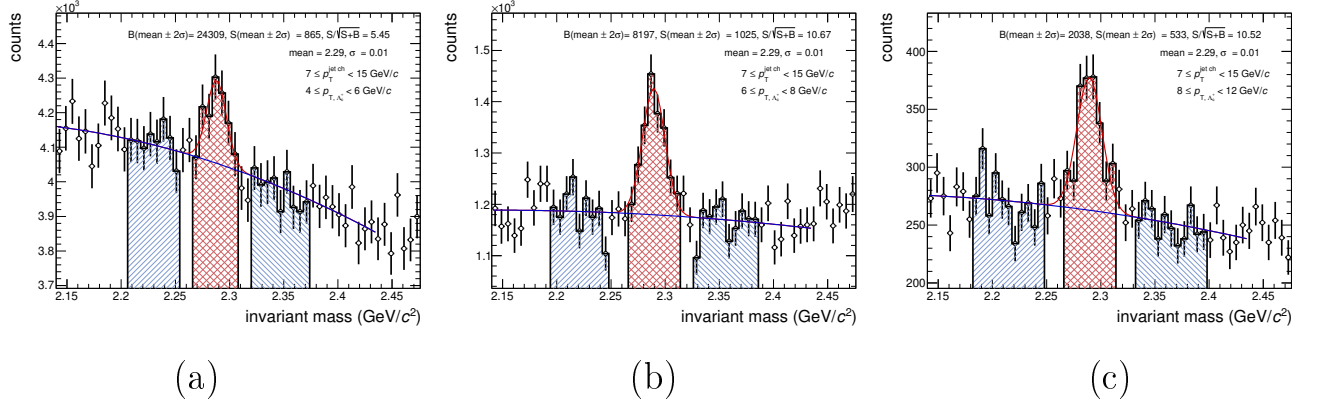


Figure 3.19: Spectrum of invariant masses of Λ_c^+ -baryon for transverse momentum intervals: (a) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (b) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 8$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $8 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

The procedure for subtracting the sideband was the same as described in 3.2. The results of signal extraction for the Λ_c^+ - baryon are presented in figures 3.20 – 3.21.

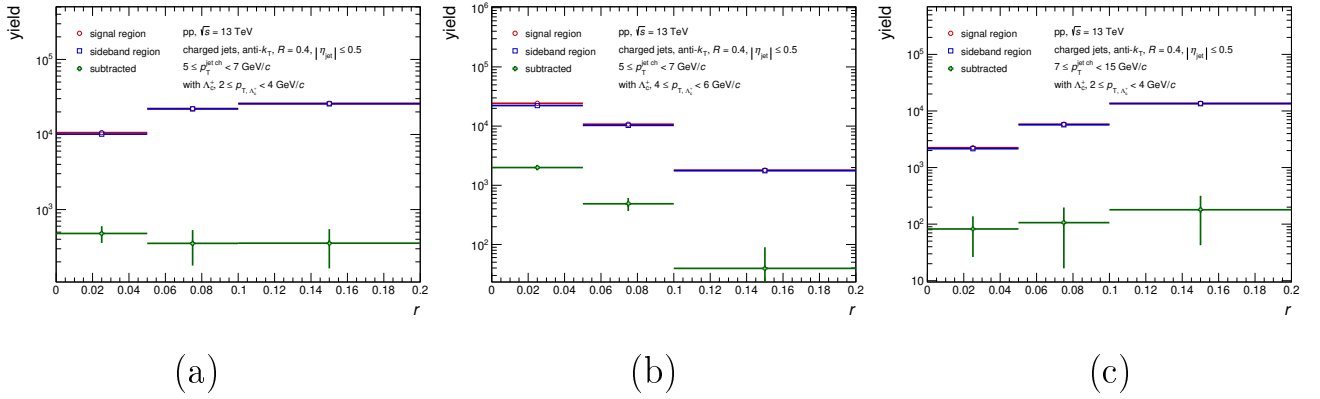


Figure 3.20: Distribution of the jet yields tagged with Λ_c^+ - baryon as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (c) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 4$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

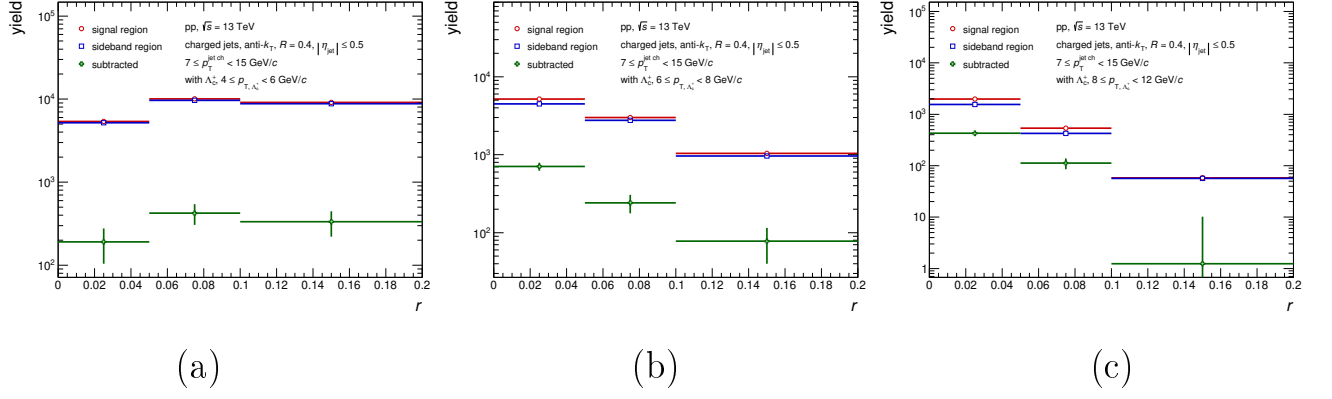


Figure 3.21: Distribution of the jet yields tagged with Λ_c^+ - baryon as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals: (a) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (b) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 8$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $8 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Efficiency corrections

The reconstruction efficiency of the prompt and non-prompt components for jets containing the Λ_c^+ -baryon is shown in Figure 3.22. Signal distributions as a function of radial distance for each transverse momentum interval were corrected with the reconstruction efficiency (Fig. 3.23 – 3.24).

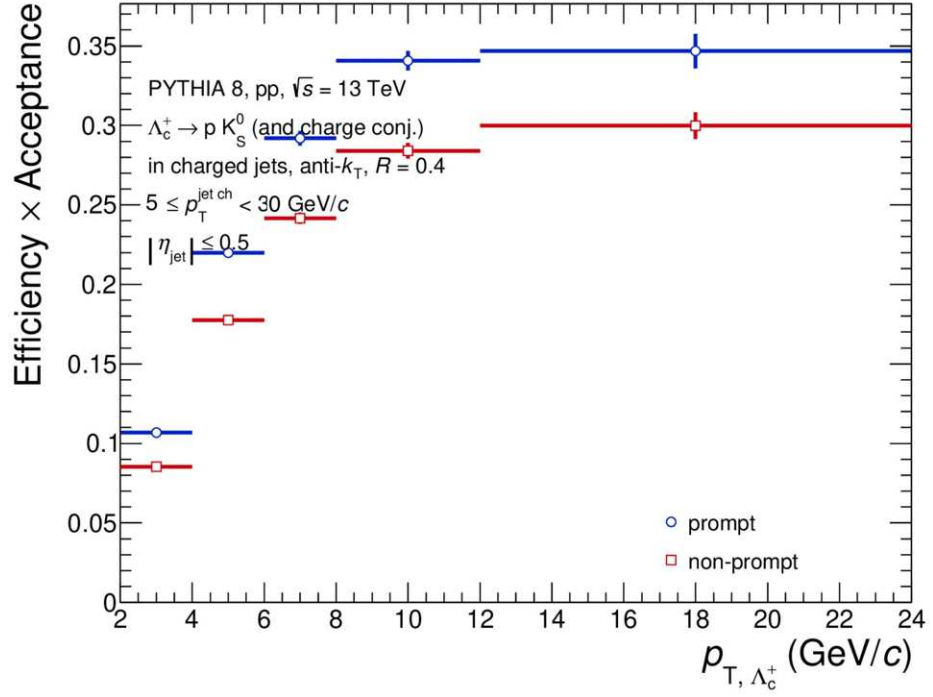


Figure 3.22: Reconstruction efficiency of jets containing the Λ_c^+ - baryon in the full measurement range. The reconstruction efficiency of the prompt component is highlighted in blue, the efficiency of the reconstruction efficiency of the non-prompt component from b-quark decay is highlighted in red.

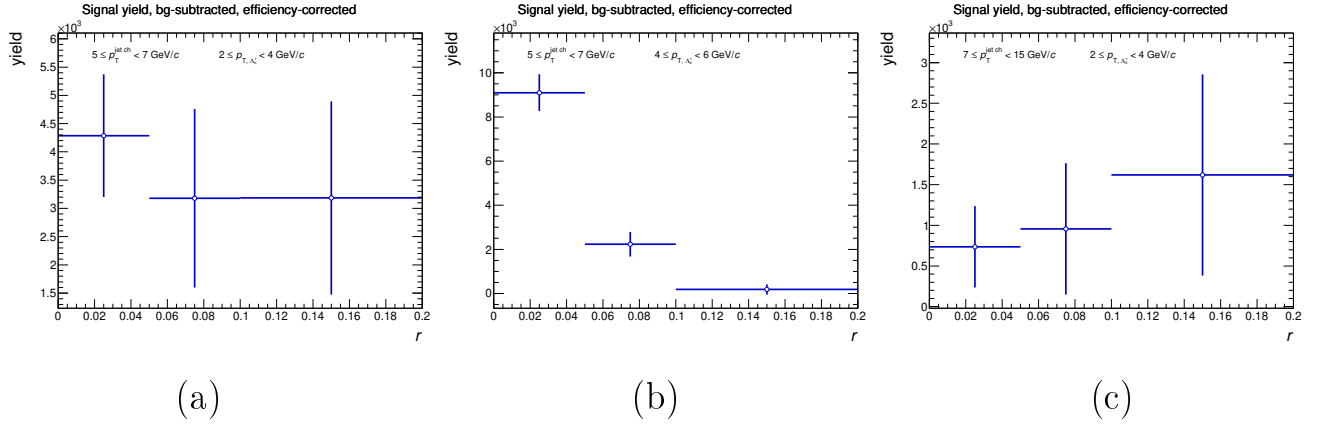


Figure 3.23: Efficiency-corrected distribution of the yields of jets containing the Λ_c^+ -baryon as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T, \Lambda_c^+} < 4$ & $5 < p_{T, jet} < 7$ GeV/c; (b) $4 < p_{T, \Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T, jet} < 7$ GeV/c; (c) $2 < p_{T, \Lambda_c^+} < 4$ & $7 < p_{T, jet} < 15$ GeV/c.

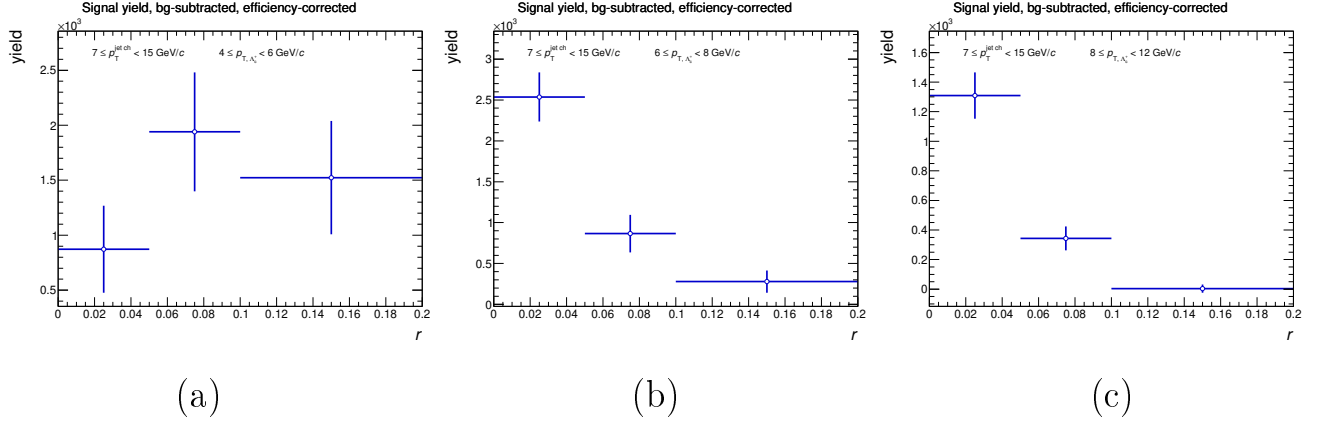


Figure 3.24: Efficiency-corrected distribution of the yields of jets containing the Λ_c^+ -baryon as a function of the radial distance after subtracting the sideband for the transverse momentum intervals:: (a) $4 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (b) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 8$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $8 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Feeddown subtraction

For non-prompt component subtraction (feeddown) for the Λ_c^+ - baryon, the technique described in paragraph 3.2 was used.

The projection of the four-dimensional response matrix used to subtract the non-prompt component of the Λ_c^+ - baryon is shown in Figure 3.25. The projection of the response matrix has a diagonal form, which indicates the correctness of the reconstruction procedure and building of the response matrix. The results of subtraction of the non-prompt component can be seen in the figure 3.26.

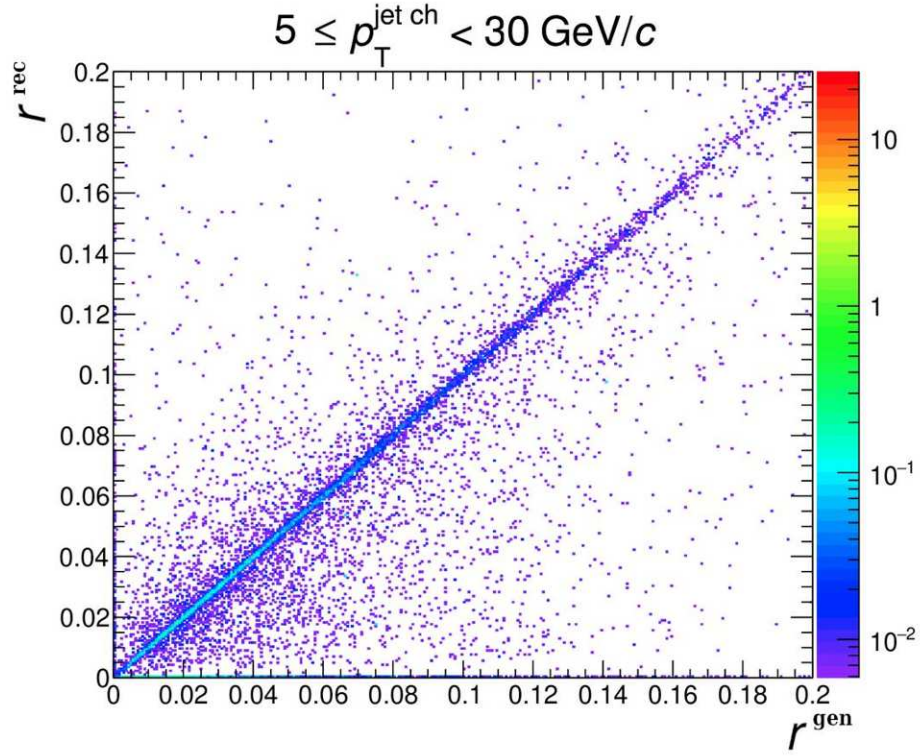


Figure 3.25: Projection of the four-dimensional response matrix of the non-prompt component Λ_c^+ to the radial distance r

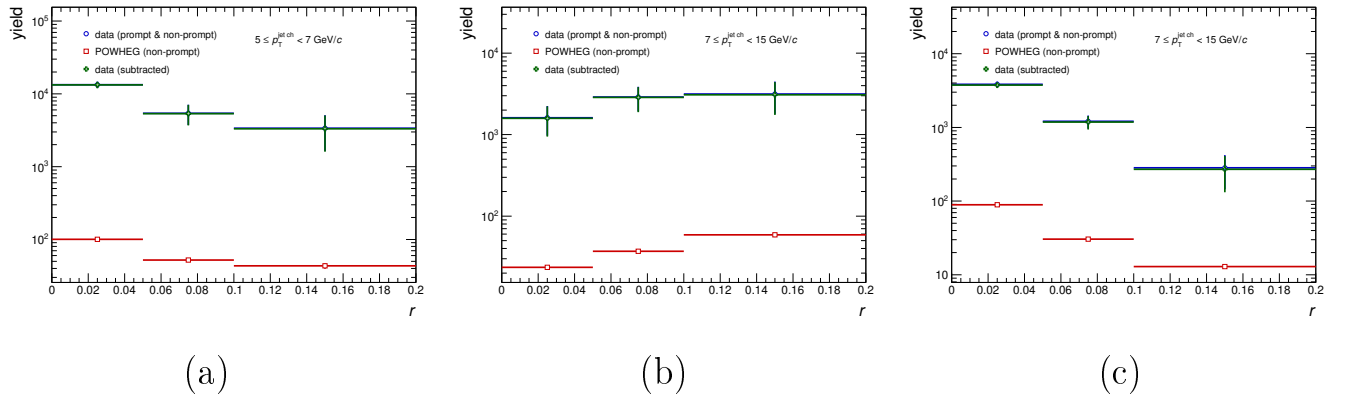


Figure 3.26: Distribution of the jet yields containing the Λ_c^+ -baryon as a function of the radial distance after the feeddown for the transverse momentum intervals : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7 \text{ GeV}/c$; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$.

Unfolding

The unfolding procedure for the Λ_c^+ -baryon also did not differ from the procedure for the D^0 -meson. (3.2). The projection of the four-dimensional response matrix

for the prompt component of Λ_c^+ is shown in Figure 3.27. The self-normalized radial dependencies for jets containing the Λ_c^+ - baryon before and after the unfolding are shown in the figure3.28.

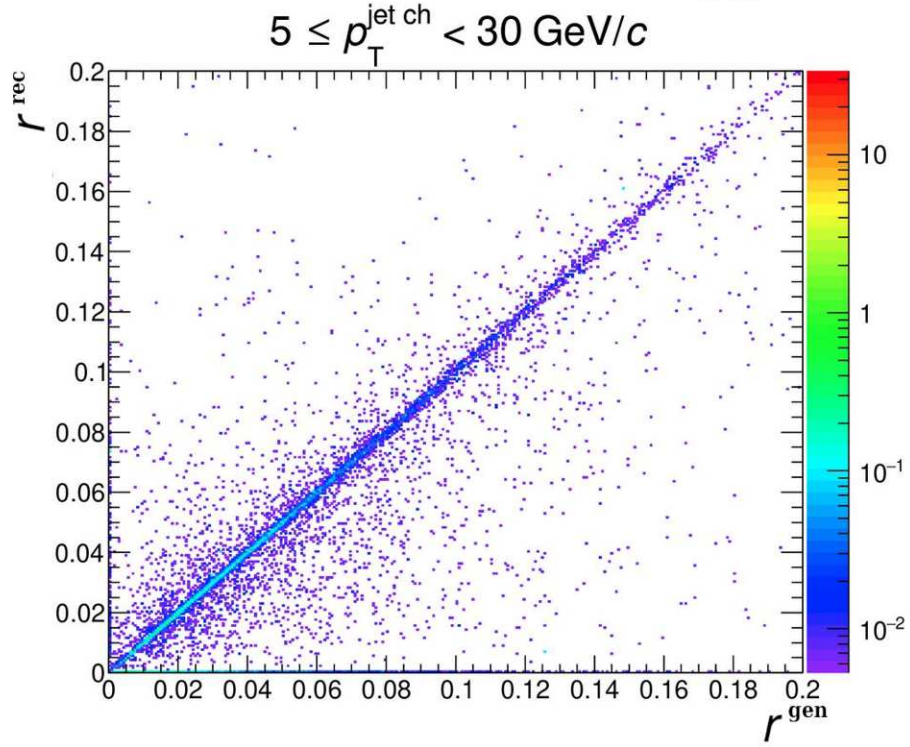


Figure 3.27: Projection of the four-dimensional response matrix of the prompt component Λ_c^+ to the radial distance r

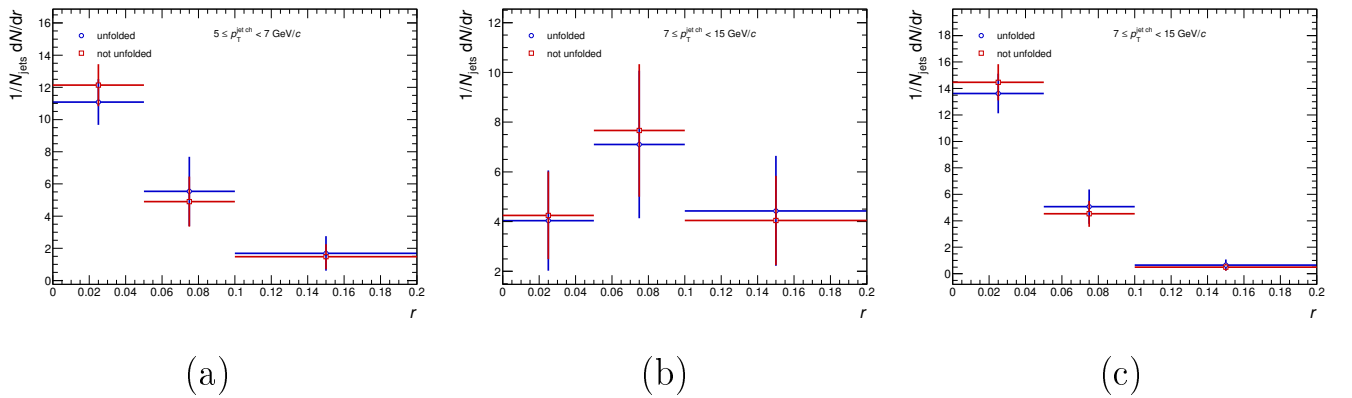


Figure 3.28: Self-normalized distribution of the jet yields containing Λ_c^+ -baryon as a function of the radial distance after the unfolding for transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

To validate the unfolding procedure, a series of tests were run to confirm that

the unfolding was correct. The results and a detailed description of the tests are presented in the appendix A.0.2.

Study of systematic uncertainties of the radial dependencies in jets

As well as for the D^0 - meson, for the Λ_c^+ - baryon, a study of systematic errors of the radial dependencies was carried out by varying the analysis parameters. Data analysis was repeated with the following parameters changed:

- Signal and background fit parameters (fitting)
- Parameters for selecting signal bands and sidebands (sideband sub)
- Parameters for modeling prompt component (feed down)
- Unfolding parameters (prior, regularization)
- Variations in tracking efficiency (tracking eff.)
- Variations of probability constraints on the choice Λ_c^+ -candidate (cuts)

A detailed description of the study of systematic errors with the corresponding plots for each stage of the analysis is presented in the appendix B.0.2

Figure ref fig: sys-unc-Lc shows the relative errors for each source of bias. It is important to note that systematic errors are within the statistical error. To calculate the square of the total systematic error, all contributions are summed quadratically.

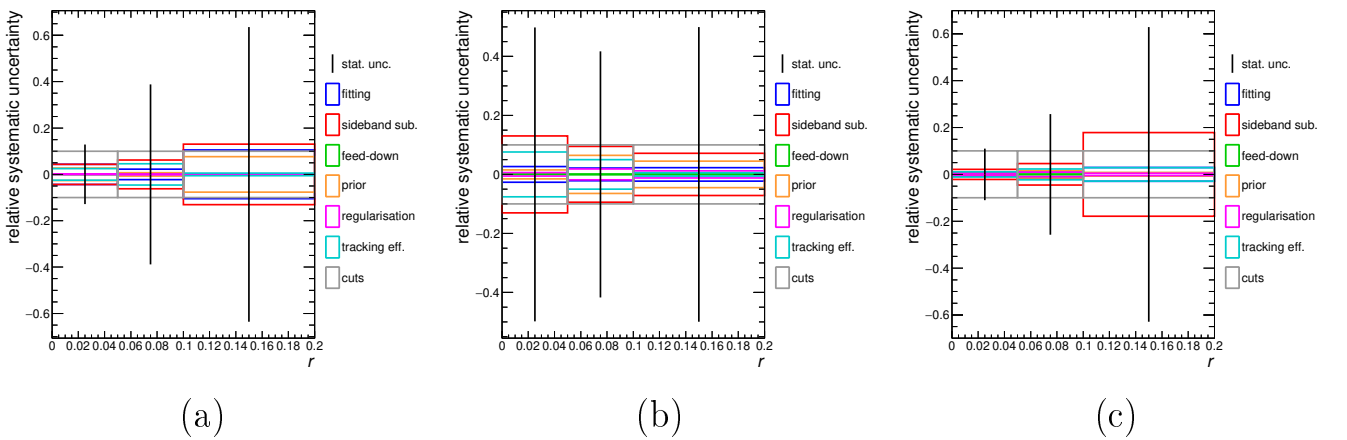
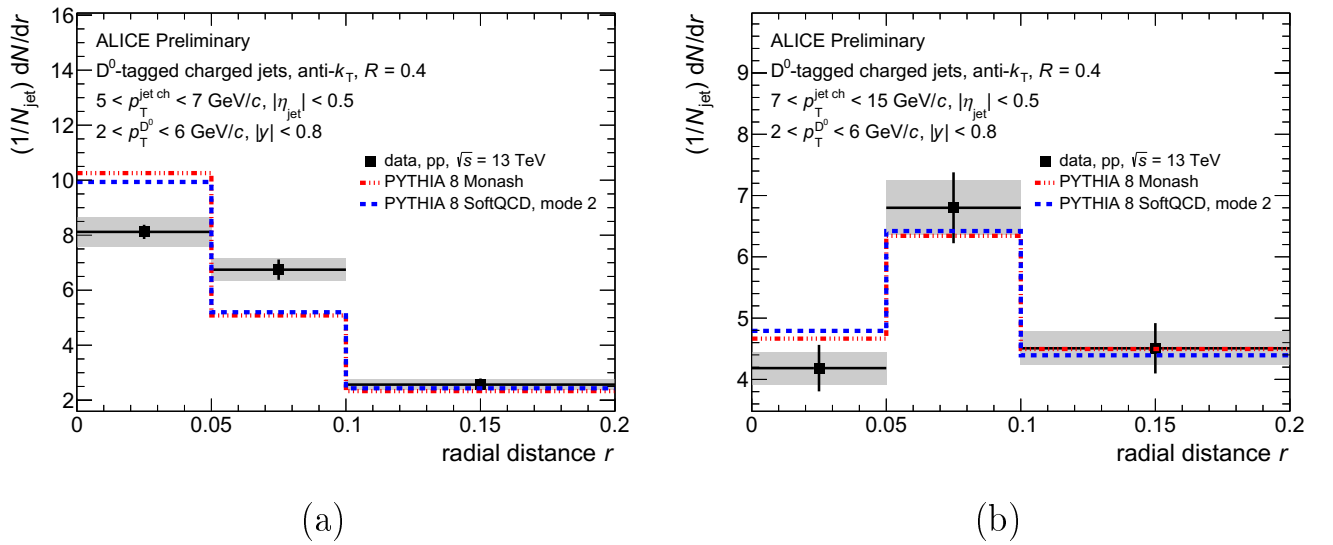


Figure 3.29: Relative systematic errors for the jet yields containing the Λ_c^+ - baryon for the transverse momentum intervals : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/ c ; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c ; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c .

3.4 The main results of the study of radial dependencies in jets

Figure 3.30 shows the final radial distributions for jets containing a D^0 - meson in comparison with the PYTHIA 8 Monash models, which is traditionally used to describe pp - collisions and successfully describes the production charmed mesons and PYTHIA 8 SoftQCD (mode 2), which includes color reconnection mechanisms and which are more successful in description of the production of charmed baryons in proton collisions.

The results obtained show that in the region of low transverse hadron momentum (a) none of the models well describe the radial dependence, which may indicate the sensitivity of the radial dependence variable r to additional mechanisms of charmed meson production. Also, one cannot exclude the fact that in the region of low hadron momenta we are at the boundary of the recording region of the detector in the presence of a large number of background particles and a low reconstruction efficiency.



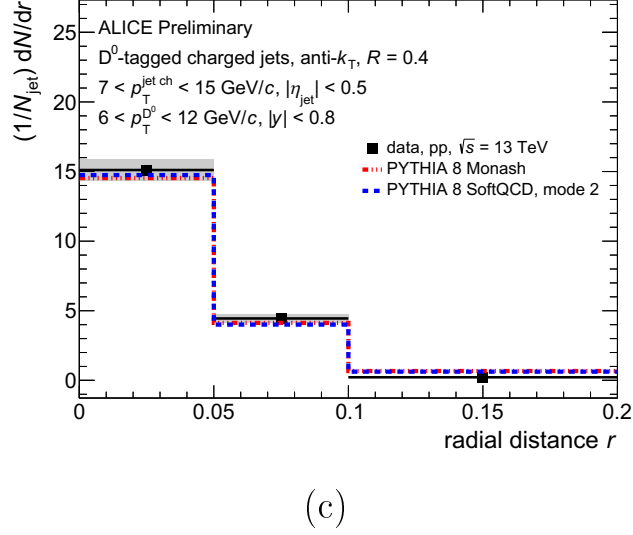


Figure 3.30: Self-normalized radial distribution of jets tagged with D^0 - meson in comparison with models for the interval of transverse momenta: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7 \text{ GeV}/c$; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$

In the region of low momenta of hadrons at comparatively high momenta of the jets (b), a shift of the peak of the radial dependence towards the side of large r is observed. This phenomenon may indicate the dominance of nonperturbative processes of jet production as a result of gluon splitting. Since the problem of separating jets originating from hard parton collisions and from splitting gluons is one of the open questions in the physics of heavy flavors, the possibility of using radial dependencies to solve it is an extremely tempting prospect. In this case, due to the limitation of the radius of the hadron jet (resolution parameter $R = 0.4$) and with extremely low statistics (especially for Λ_c jets: Fig.3.31), the displacement of the peak of the radial dependence is rather insignificant and cannot directly indicate the possibility of using the r variable as a marker of gluon jets; nevertheless, the result obtained is a good motivation to continue the research data with more statistics.

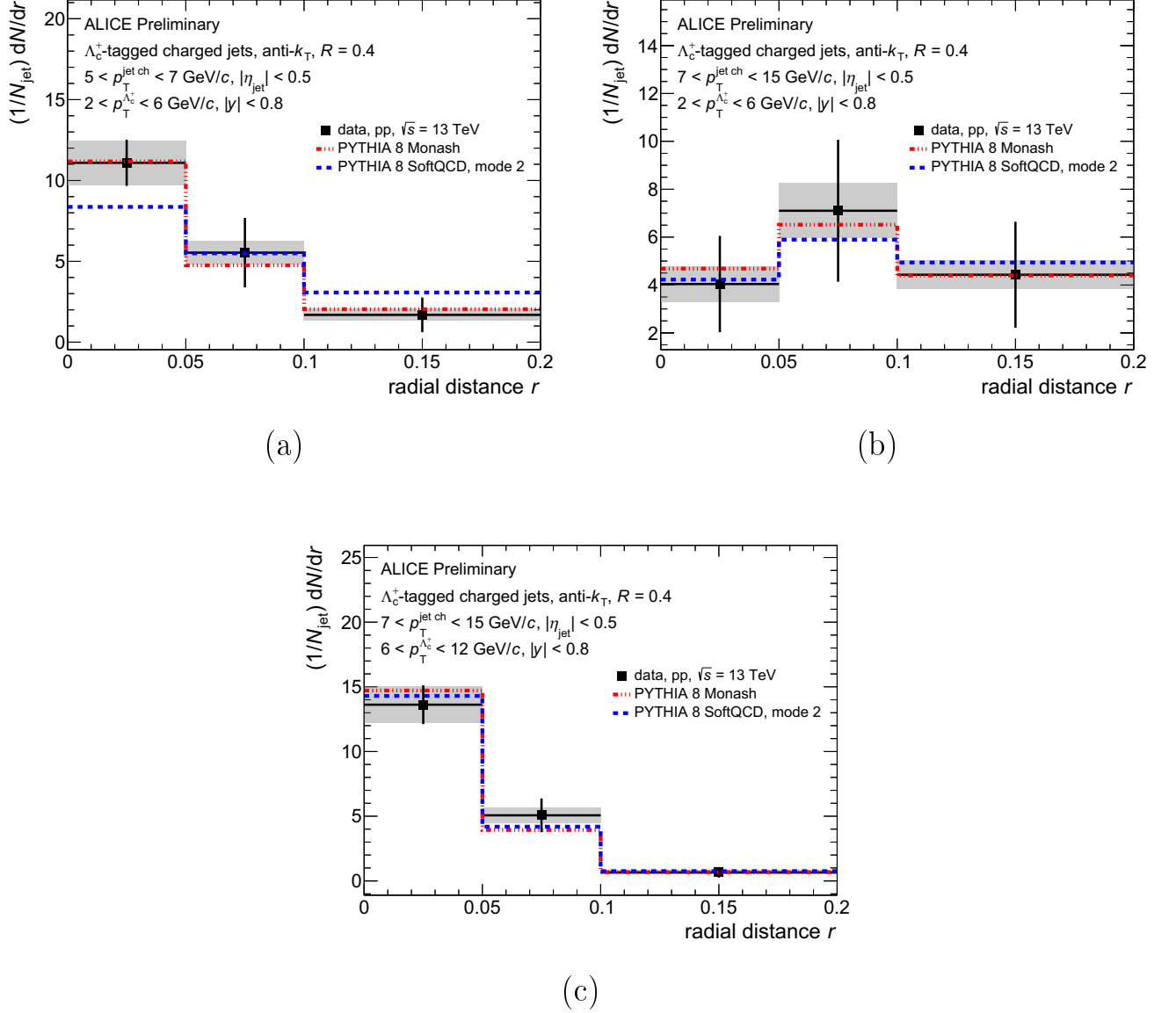


Figure 3.31: Self-normalized radial distribution of jets tagged with the Λ_c^+ -baryon in comparison with models for the transverse momentum interval: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,\text{jet}} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15$ GeV/c

For the radial dependencies in Λ_c jets (Fig.3.31), there is a better agreement with the models, but with a much larger error; also the results of PYTHIA 8 Monash simulation turn out to be the closest to the obtained results.

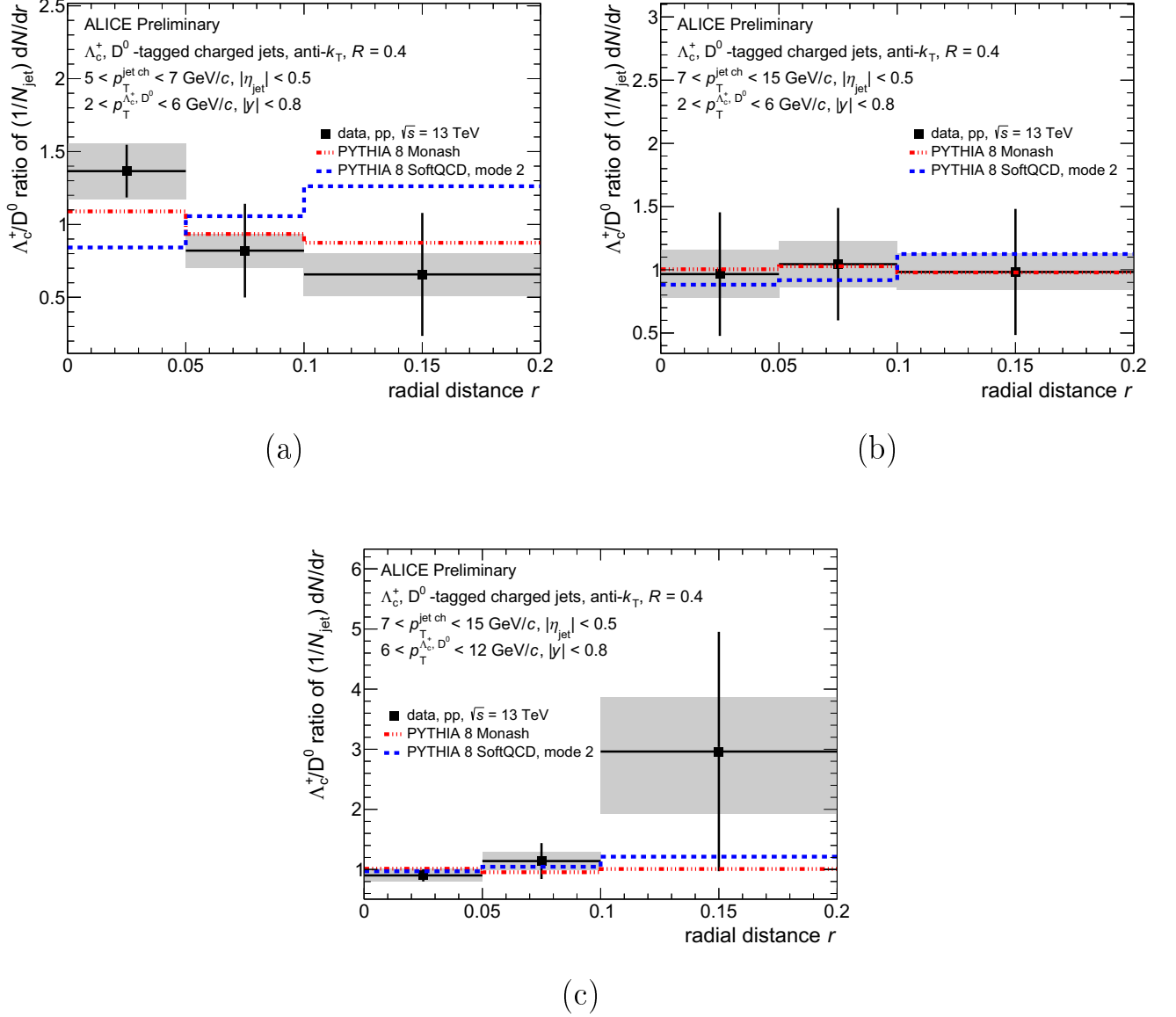


Figure 3.32: Ratio of radial distributions of jets tagged with Λ_c^+ - baryon to distributions of jets tagged with D^0 -meson in comparison with models for the interval of transverse momenta: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,\text{jet}} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,\text{jet}} < 15$ GeV/c

The results of the ratios of the radial distributions of jets tagged with Λ_c^+ -baryon to the distributions of jets tagged with D^0 -meson in comparison with the models are presented in Figure 3.32. In general, for all ratios, an enhanced yield of Λ_c^+ -baryons is observed, including when compared with models. The large error associated with insufficient Λ_c statistics does not allow more rigorous physical conclusions to be drawn. Nevertheless, the results of the study of radial dependencies both for jets containing Λ_c^+ -baryon and for jets containing D^0 -meson are promising and allow us

to consider them as an important tool studying the mechanisms of hadronization of the medium.

CHAPTER 4

Study of the correlations of particles containing heavy quarks

This chapter discusses the search for D^0 -meson correlations in order to isolate the signal from the production of charmed quark pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV, recorded in the ALICE detector in the period from 2016 to 2018. The minimum bias events were considered, the data sample matches the one for studying the radial dependence in jets (see 3).

Corresponding Monte Carlo simulations obtained with PYTHIA6 with Perugia2011 [35] tuning. In Monte Carlo simulations, the number of charmed quarks was artificially increased by the requirement that in 50% of events the pair of $c\bar{c}$ was formed, and in the remaining events the $b\bar{b}$ pair ; all D^0 -mesons must decay in the hadronic decay channel.

4.1 Reconstruction of D^0 mesons

D^0 -mesons were considered in channels $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ and $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ with branching ratio $BR = 3.89 \pm 0.04\%$ [17]. Particle identification (PID) of pions and kaons was carried out using information on specific energy losses in TPC and on time of flight in TOF. Due to the complexity of the separation of pions and kaons in TPC and TOF in a wide range of momenta (Fig. 4.1), the main requirement was the correspondence of energy losses and opposite charges of the pion and kaon. Accordingly, D^0 - mesons were reconstructed in the channel:

$$D^0(\bar{D}^0) \rightarrow K^\mp + \pi^\pm \quad (4.1.1)$$

The range of transverse momentum of D^0 -meson $p_T : 2 \div 24$ GeV/ c .

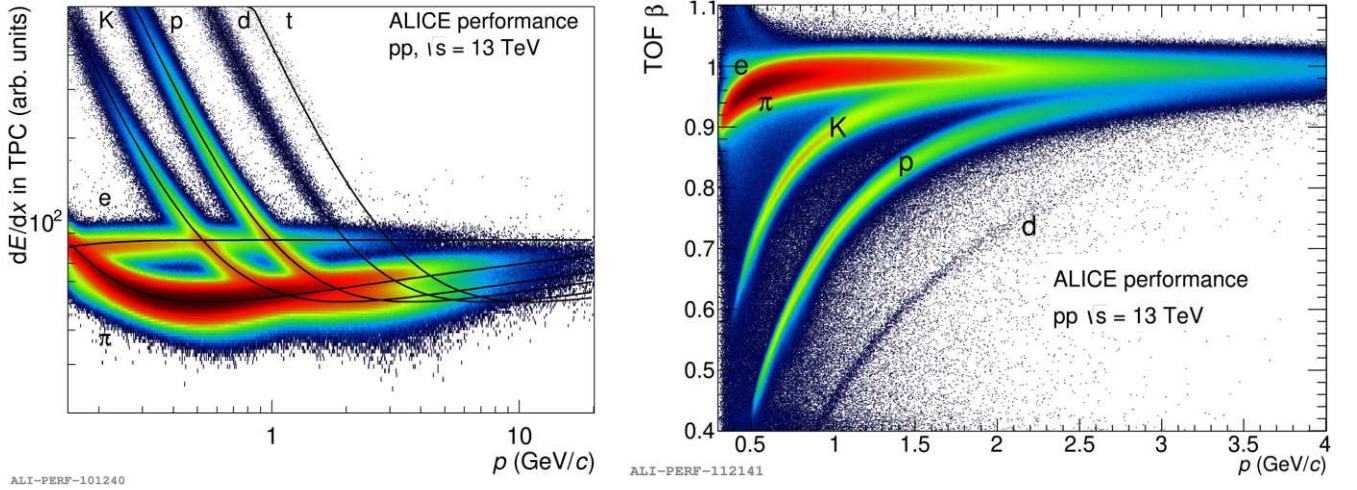


Figure 4.1: Particle identification by energy losses dE/dx in TPC (a) and in TOF (b) [77]

4.2 Data analysis

To extract the signal, all events in which more than one candidate for D^0 -mesons were detected were selected. For such events, all possible pairs of D^0 -mesons candidate were constructed and the azimuthal angle $\Delta\phi$ of the candidates scatter was calculated.

Taking into account the small cross section for the interaction of heavy flavors with the medium, it is assumed that the deviation of the D^0 meson from the original trajectory of the charmed quark will be insignificant. According to perturbative QCD and Lund's model, when a pair is created, a quark and an antiquark scatter in the opposite direction at an angle of 180° . Since the production of a heavy quark in the process of thermalization of the medium or the formation of a D^0 meson as a result of the decay of b-quark fragmentation products is a less probable process, it is assumed that a peak corresponds to the azimuthal angle 180° . This correlation may indicate the production of a quark-antiquark pair.

The results of the angular distribution of D^0 pairs for Monte Carlo simulations and experimental data are shown in the figure 4.2.

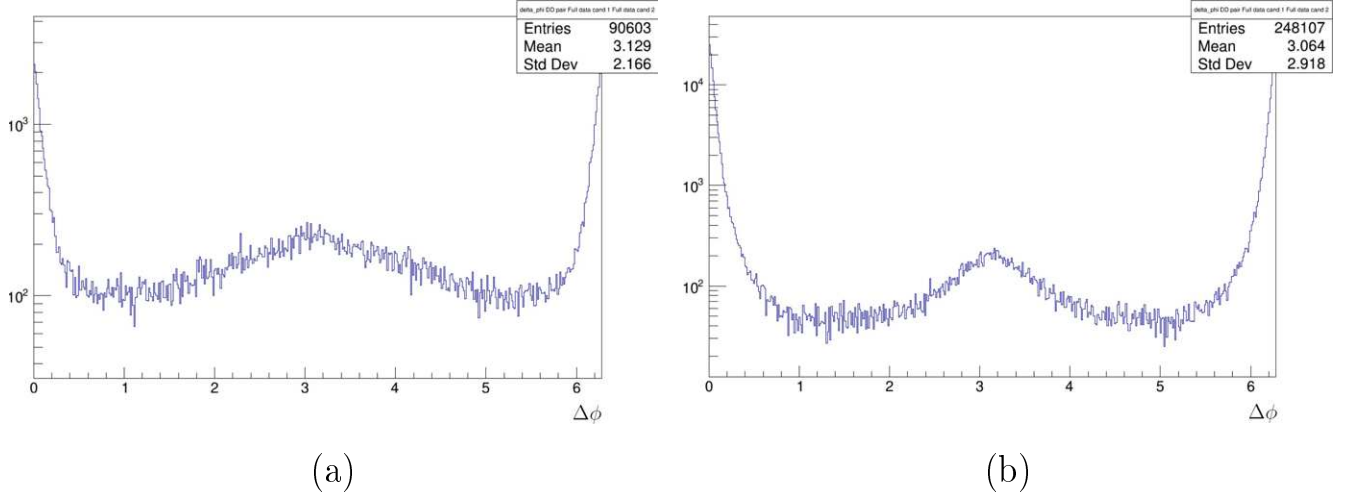


Figure 4.2: Distribution of azimuthal angles of a couple of D^0 mesons for Monte Carlo simulation (a) and experimental data (b)

The peak of azimuthal correlations in the region of $\phi = \pi$ is observed both for the Monte Carlo simulation data and for experimental data. Moreover, in both cases, the peak is also observed for the angle $\phi = 0$. This peak corresponds to such a reconstruction artifact, in which two equally probable hypotheses correspond to one particle registered in the experiment during the reconstruction of the particle track.

The next step is the approximation of the distributions of the invariant masses of the D^0 pairs.

The distributions of invariant masses for Monte Carlo simulations and experimental data are shown in Figure 4.3. Here, one axis represents the distribution of invariant masses for the first candidate, and the second axis for the second candidate, thus, at the center of the distribution, one can observe a possible signal from the production of a pair of particles, each of which falls into the region below the peak of the distribution of invariant masses and can be a signal. The strong difference in the shape of the distributions for experimental data and Monte Carlo simulation data is associated with the artificial enhancement of the charmed quark yield by 50% and background suppression. Such simulation allows us to imagine the conditions of an ideal experiment, test the signal extraction technique, and estimate the initial values of the parameters the fit of experimental distributions. However, in order to assume the pair production of D^0 – mesons, it is still necessary to make a selection on the angles of scattering of candidates.

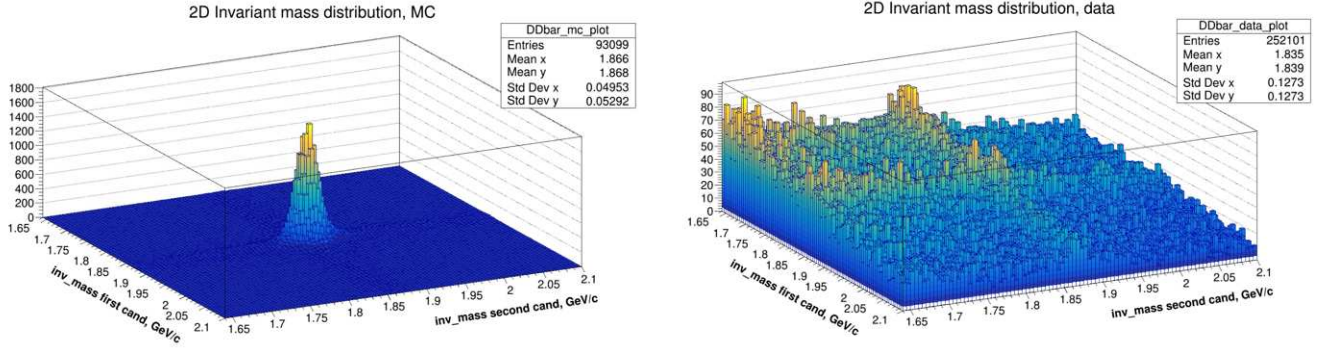


Figure 4.3: Two-dimensional distributions of invariant masses of a pair of D^0 mesons for Monte Carlo simulation (a) and experimental data (b)

The resulting distributions were approximated by a probability density function (PDF):

$$PDF = N^{sig \times sig} \cdot D_{signal} \cdot \bar{D}_{signal} + N^{sig \times bkg} \cdot D_{signal} \cdot \bar{D}_{background} + N^{bkg \times sig} \cdot D_{background} \cdot \bar{D}_{signal} + N^{bkg \times bkg} \cdot D_{background} \cdot \bar{D}_{background}, \quad (4.2.1)$$

Where:

- $N^{sig \times sig}$ is the number of pairs of candidates where both particles contribute to the signal, that is, most likely they are D^0 mesons;
- $N^{bkg \times sig} = N^{sig \times bkg}$ – the number of pairs where one of the particles contributes to the signal, and the second contributes to the background, i.e. it is a reconstruction artifact, and not D^0 -meson. Since in the reconstruction of D^0 -mesons we do not distinguish between a particle and an antiparticle, each D^0 -candidate enters the distribution twice, as two equally probable hypotheses. In this case, if one of the candidates contributes to the signal, the second automatically contributes to the background, so the number of pairs where only the first particle of the pair is a D^0 meson is equal to the number of pairs where only the second particle is a D^0 - meson;
- $N^{bkg \times bkg}$ – number of pairs of candidates where both particles contribute to the background;
- D_{signal} ($\bar{D}_{signal}$) is a Gaussian function approximating the signal region for a one-dimensional distribution of invariant masses;

- $D_{background}$ ($\bar{D}_{background}$) is a second-order polynomial approximating the background region for a one-dimensional distribution of invariant masses;

The parameters of the fitting functions were extracted from the one-dimensional distributions and used as the initial parameters for the two-dimensional approximation. The result of the fit allows us to estimate the number of pairs contributing to the signal and to the background. For Monte Carlo simulation data, these values are known, so they can be used to check the correctness of the approximation. The results for the Monte Carlo simulation data are presented in the figure 4.4 and in the table 4.1. The results of the approximation of experimental data are shown in the figure 4.5.

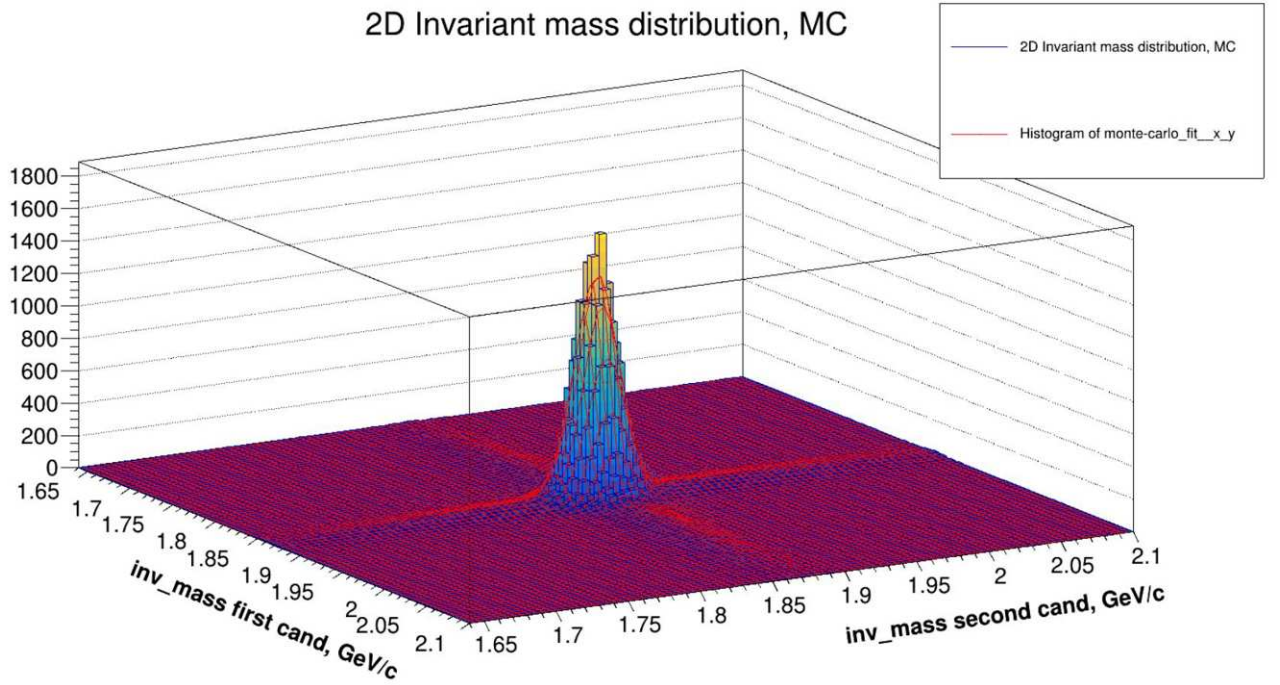


Figure 4.4: PDF fit of the two-dimensional distribution of Monte Carlo simulation data for D^0 meson pairs.

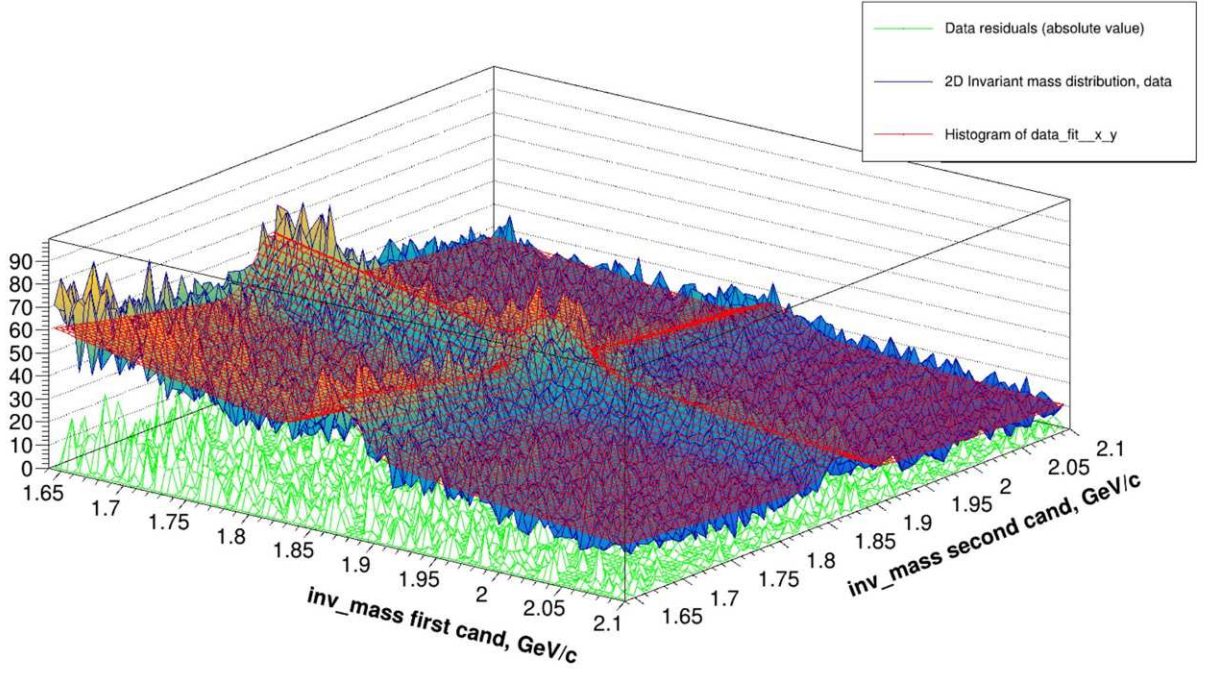


Figure 4.5: PDF fit of the two-dimensional distribution of experimental data for D^0 meson pairs.

Monte Carlo data			Experimental data
Parameter	Fit results	Control value	Fit results
$N^{sig \times sig}$	$(5.572 \pm 0.002) \cdot 10^5$	56619	$(2.6 \pm 0.97) \cdot 10^2$
$N^{sig \times bkg}$	$(1.79 \pm 0.02) \cdot 10^4$	16011	$(1.004 \pm 0.007) \cdot 10^4$
$N^{bkg \times sig}$	$(1.62 \pm 0.01) \cdot 10^4$	16011	$(1.37 \pm 0.03) \cdot 10^4$
$N^{bkg \times bkg}$	$(5.43 \pm 0.09) \cdot 10^3$	5658	$(2.280 \pm 0.006) \cdot 10^5$

Table 4.1: The values of the parameters of the two-dimensional distribution of Monte Carlo simulation data and for experimental data for D^0 mesons pairs.

For the Monte Carlo simulation data, there is good agreement between the approximation results and the control parameters, which confirms the correctness of the chosen model. However, the error in the results obtained is much less than the discrepancy between the approximation results and the control value, which is a consequence of a systematic error that can be estimated by varying the approximation parameters.

The approximation results obtained for experimental data show that the obtained signal value, taking into account the error, has almost no physical meaning

due to insufficient statistics. The next step is to select the region of angles corresponding to the expansion in the opposite direction, however, as can be seen in the figure 4.3 (b), while most of the events are located in the region 0° and correspond to the so-called reflections, i.e. situations where one candidate for the D^0 meson was counted twice due to the equiprobable hypothesis (as a particle and as an antiparticle). Due to the rarity of registration of pair production of charmed mesons, the used data sample does not have sufficient statistics for further analysis. Nevertheless, the continuation of research in this direction is of considerable interest for studying the mechanisms of heavy quark production. Currently, work is underway to include the study of pair production of heavy flavors in the physics program of the ALICE experiment after increasing the luminosity of the Large Hadron Collider.

CHAPTER 5

Study of Monolithic Active Pixel Sensors for upgraded Inner Tracking System of the ALICE experiment

The new physics program of the ALICE experiment, which will be implemented after the launch of the LHC in 2022, is largely focused on research in the field of heavy flavor physics. In such studies, the most important role is played by the reconstruction of the tracks of particles containing heavy quarks, which is provided by the inner tracking system. The possibilities of the ALICE experiment that existed until 2020 significantly limited the spectrum of research in the field of heavy flavors. This, in particular, can be observed from the results of the analysis of the ALICE experiment data presented in the 3 and 4 chapters of this work. The low efficiency of detecting particles containing heavy quarks does not allow collecting enough statistics for a rigorous physical interpretation of the results obtained. Expansion of research into the field of quarks heavier than the c-quark, for the ITS that existed until 2020, was not possible in principle.

To implement the physical program of the ALICE experiment after 2022, a new ITS was created based on the use of monolithic active pixel sensors (see 2.3). One of the most important stages of the modernization of the Inner Tracking System was the quality control of the main systems and components and the study of all modules of pixel detectors, electronics, power systems and cooling systems.

Within the framework of this work testing, quality control and characterization of individual detector modules of the outer and middle layers of the ALICE ITS were carried out. The procedure for working with the detector modules consisted of the following steps:

- Study and characterization of detector modules;

- Study of detector modules after any mechanical manipulations, including installation into layers of the ITS, modification of modules after troubleshooting, etc.

5.1 Study of performance characteristics of detector modules for the outer and middle layers of the ALICE Inner Tracking System

Carrying out the research in this direction consisted of a series of tests that were implemented at given operating parameters of pixel sensors. Based on the test results, it was determined whether the entire detector module met the stated requirements or whether it could not be used in the experiment. The object of the study was the assemblies of detectors of the outer and middle layers of the new ITS. These assemblies consist of modules, each of which contains 14 sensors arranged in two rows of seven sensors. Power and data reading is performed for each module (see 2.3), so all tests are carried out independently for each module.

At the first stage, the operation of the power supply system of the detector was checked. The detector modules are powered via the power bus. Voltage is supplied to each detector module, in addition, through an additional bus, a reverse bias voltage applied directly to the pixel sensor substrate can be applied to each module. It is necessary that the power is evenly distributed between the detector modules, for which a special dynamic voltage correction procedure has been developed that takes into account the voltage losses in each of the modules. At the first step of the tests, it was necessary to turn off the power and synchronize the modules. After that, power is applied sequentially to all modules and a time is set that allows synchronization of pixel detector modules, individual ITS systems, as well as ITS with the rest of the ALICE detectors. During this procedure, dynamic voltage correction is performed and both digital and analog voltages and currents are recorded. The operation of the reverse bias voltage supply system is also tested. To do this, the volt-ampere characteristic of the detector is plotted when the reverse bias voltage changes from 0 to 4 V. If the current in this case exceeds 15 mA, it is considered that this module does not work with reverse bias voltage.

Despite the fact that the assemblies of the detectors of the outer and middle layers are equipped with buses for supplying reverse bias voltage, their use in the

experiment is unnecessary. The fact is that during prolonged exposure of the sensor to radiation (for example, near the beam collision point), imperfections appear in the silicon crystal lattice, including strong leakage currents, which cause fake pixel responses. In this case, applying a reverse bias voltage to the pixel array substrate allows one to expand the depletion zone in silicon and reduce the chance of collecting a parasitic charge on the diode. In the case of detectors of the outer and middle layers, the sensors are located far enough from the beam collision point and, during the entire planned time of using the ITS, they will not have time to accumulate a sufficient dose of radiation to cause significant defects in silicon.

The next step was digital scanning of the pixel matrix. Digital scanning is performed to check the response of pixels when a digital signal is injected into a given set of detector pixels, as well as to check the quality of a readout via a high-speed data link. The scan is repeated for three voltage settings of the digital part of the sensor peripheral electronics: nominal, +10% and -10%.

Next, threshold scanning of the pixel matrix was performed. In this scan, the minimum amount of charge required to trigger a pixel was determined – the charge threshold for pixel response, as well as the smearing of this threshold – noise.

The pixel response threshold in units of charge is determined by injecting ~ 50 test charges into the external pixel input (for a given set of pixels). The value of the injected charge increases with a certain step, and for each charge the probability of each pixel firing is calculated. The result is an S-shaped curve of dependence of the probability of a pixel firing on the amount of charge. Such a curve can be approximated by a modified error function:

$$p_{hit}(q_{inj}) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{Erf} \left[\frac{q_{inj} - \mu}{\sqrt{2} \cdot \sigma} \right] \right), \quad (5.1.1)$$

Where q_{inj} is the number of charge injections, μ is the pixel trigger threshold in units of charge, and σ is the threshold smearing or temporal noise.

An example of a threshold scanning of one of the modules of the investigated detector is shown in the figure 5.1. It is shown that the pixel response threshold is uniform for all chips of a given module and for all pixels inside the chip.

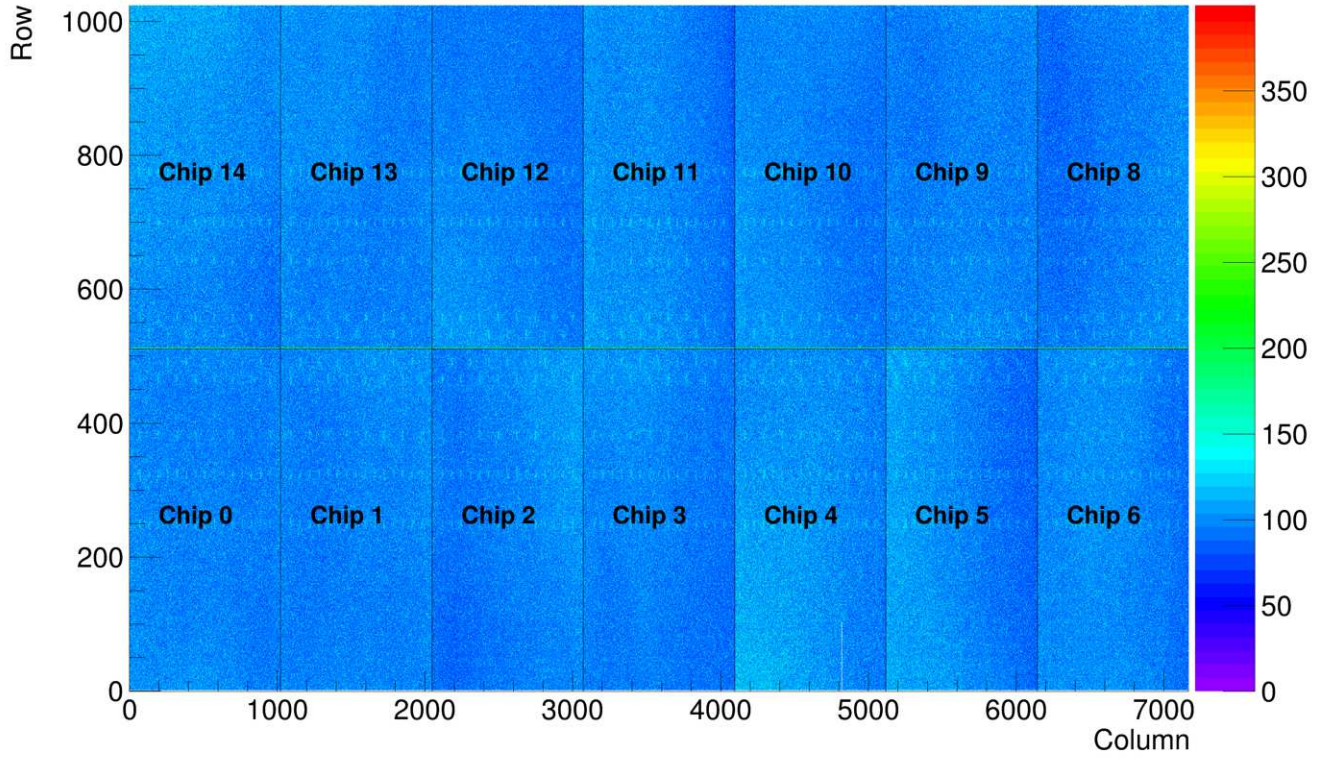


Figure 5.1: The result of the threshold scan of the detector module of the outer layer of the internal tracking system

The scan is performed at two reverse bias voltages of 0 V and 3 V. An additional scan is also performed: in this case, the comparator settings are adjusted in order to achieve a uniform response for all sensors in the module. In addition, adjusting the parameters can increase or decrease the threshold value of the pixels. In such a case, a high threshold can cut off fake (noise) pixel firings caused by the collection of free charge carriers on the diode. The appearance of free charge carriers in the depletion zone is mainly caused by the thermal motion of charge carriers in silicon or by leakage currents.

The next step was to study such noise pixel responses in the absence of sources of ionizing radiation. To determine the number of noisy pixels, a cyclic poll of the entire pixel matrix was carried out (1,000,000 cycles of polling the pixel matrix at nominal values of the threshold current and voltage), and a map of pixels that fired more than once was built. According to the requirements for the threshold level of noisy pixels, due to the need to register rare events, the maximum number of noise triggers should be much less than 10^{-6} triggers per event per pixel. Figure 5.2 shows

an example of the dependence of the noise level (number of hits/pixel/event) on the number of noisy pixels for each module. The noise level in each of the modules does not exceed the maximum allowable.

Such a series of studies was also carried out for other staves of the outer and middle layers of the ITS. According to the results of the research, all detectors of the outer and middle layers installed in the updated ITS ALICE have successfully passed all the necessary studies and meet all the stated requirements. The inner layer detectors also successfully passed similar series of tests [78, 79], however, they were not considered in this work.

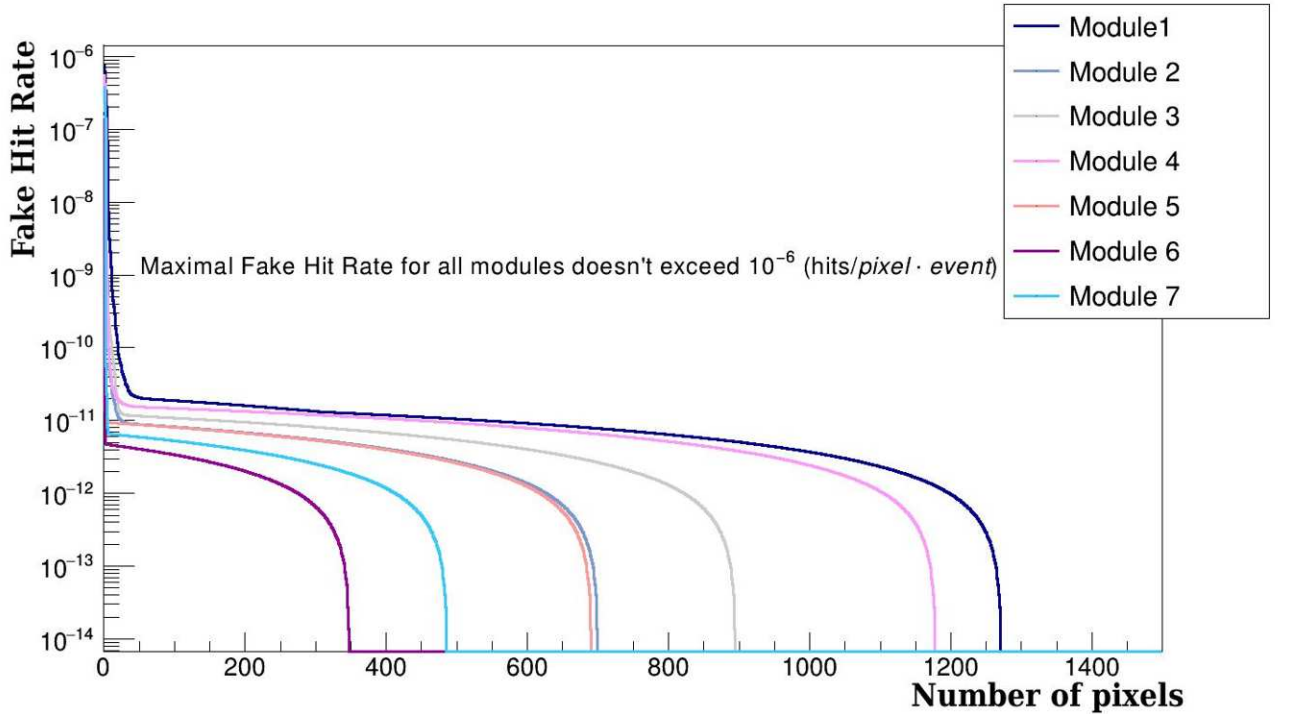


Figure 5.2: dependence of the noise level (number of hits / pixel / event) on the number of noisy pixels for each of the seven modules of the half-stave of the outer barrel.

Also, for the outer layer half-staves, the response function (map of fired pixels) of the pixels of the detector modules was studied when these modules were irradiated with a source of ionizing radiation. The isotope ^{90}Sr with an activity of 1.42 MBq was used as a radioactive source. Maps of triggered pixels were obtained for different source locations. The source moved along the half-stave and, in each dimension, was located above the center of the module and at the boundary between the modules. The measurements were carried out sequentially with each of the seven modules of

the half-stave. The figure 5.3 shows maps of fired pixels in different modules as they stands farther away from the source of ionizing radiation, namely: (a) for the first module, over which the source was located, (b) for the second module, (c) for fourth module and (d) for the seventh module.

The pixel maps show the uniformity of pixel response along the half-stave. With a long exposure and the location of the source directly above the module under study, the places of soldering of the sensors with the substrate and the location of the elements of the external detector electronics are clearly visible. In the fourth module (figure 5.3 (c)) there is a noticeable decrease in the number of pixel firings in one of the sensors (sixth sensor). All pixel triggers in a given sensor are noisy due to a malfunction of that sensor.

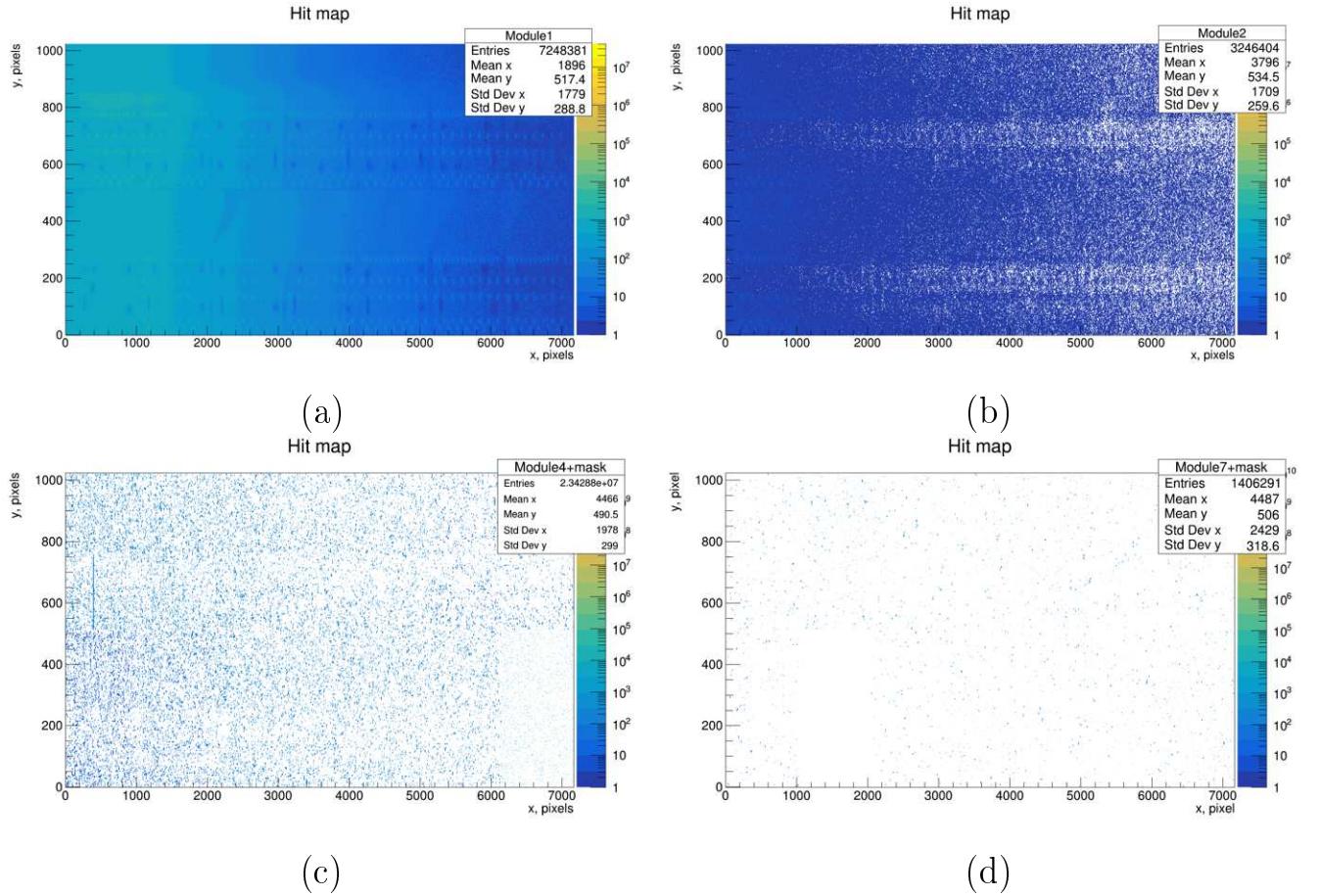


Figure 5.3: Maps of triggered pixels under irradiation with a 90-Sr source: (a) a map of triggered pixels for the first module; (b) a map of triggered pixels for the second module; (c) a map of triggered pixels for the fourth module; (d) map of triggered pixels for the seventh module. The source is located at the beginning of the assembly, on the border of the first module.

According to the simulation of track reconstruction in the ITS, a malfunction of one of the sensors in the outer layer half-stave module is acceptable and does

not significantly affect the efficiency of track reconstruction. Analyzing the pixel responses, it is worth noting that the ionizing radiation from the source almost does not reach the last module, therefore, for the seventh module, only noisy pixels are recorded (see Fig. 5.3 (d)).

Also, as part of the study outer layer staves of the ITS, a series of temperature measurements was carried out. According to the requirements, primarily due to the mechanical properties of the materials used in the assembly of detector structures (for example, the adhesive that fixes the sensors), the maximum allowable heating temperature is about 45°C. The temperature of the detector modules is measured by sensors located on each MAPS of the half-stave and is directly related to the sensor supply voltage. Each of the detector modules (as well as each sensor) can be considered of as a resistor with a voltage drop. The higher the supply voltage, the more heat is generated on the module and the higher its temperature. To evaluate the efficiency of the cooling system of the detector assembly, as well as temperature fluctuations in various parts of the half-stave, the temperature on each sensor were read, and the average temperature values for the modules were obtained. The upper part of the figure 5.4 shows the dependences of the temperature (a) and voltage (b) measured on the sensor on the serial number of this sensor in the half-stave. Since cooling occurs in parallel for the two rows of pixel sensors in each module, the results for each row are presented independently of each other (first and second temperature circuits). As one would expect, moving away from the first module (to which the coolant is supplied directly from the cooling system), the coolant heats up and removes heat less efficiently. However, fluctuations from sensor to sensor are insignificant and the general trend can be seen only for averaged (for modules) values (figure 5.4 (c)). Cooling the detector cannot affect the voltage applied to the sensor, and as you move away from the first module, the voltage drops as expected figure 5.4 (b,d)).

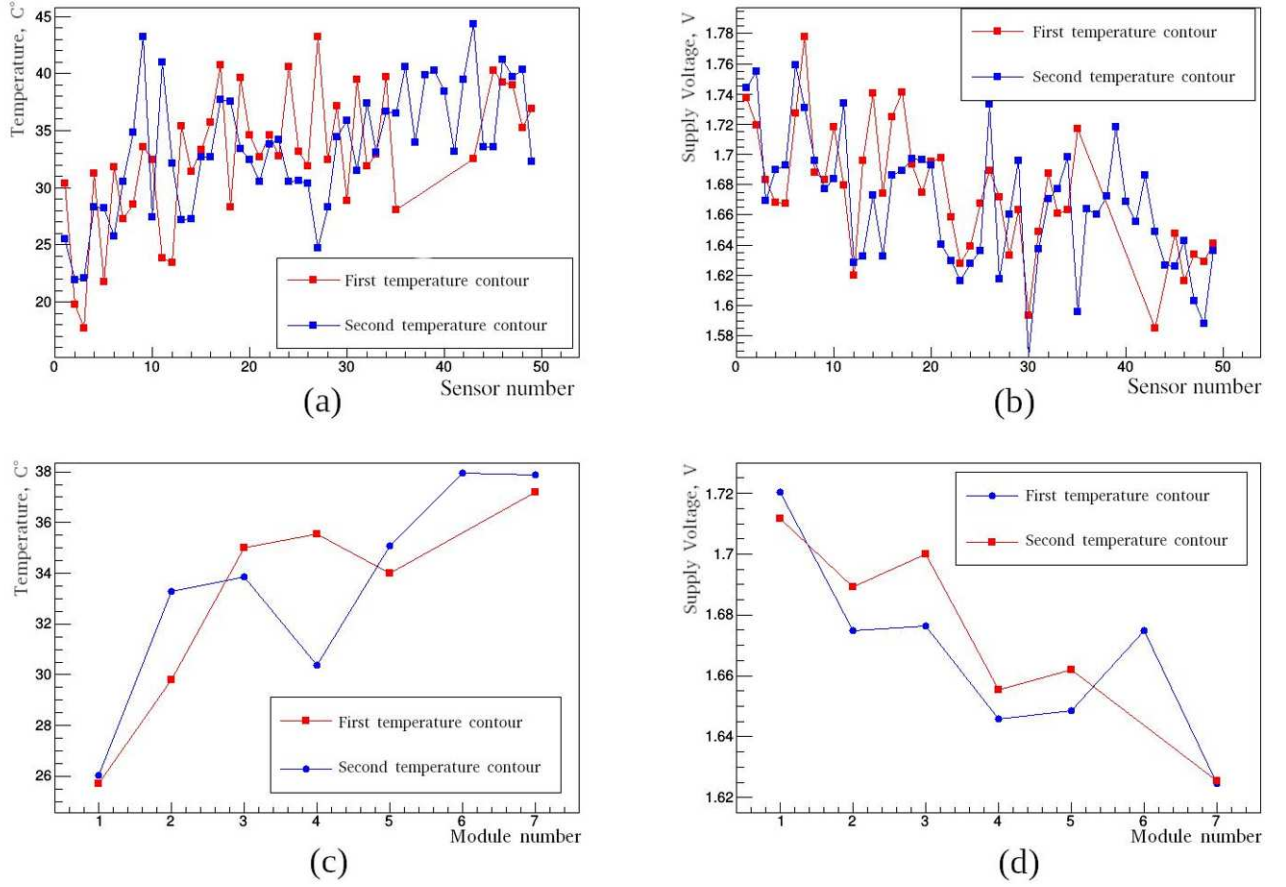


Figure 5.4: (a) temperature dependence on the number of the chip in the stove; (b) temperature dependence on the module number; (c) dependence of the analog voltage on the number of the chip in the stove; (d) dependence of the analog voltage on the module number.

Studies of the temperature characteristics of the detector modules were carried out both for the detector in the absence of loads (when the detector was connected to the power supply system, but not tested), and during tests, for example, a threshold test, which maximizes the use of all detector electronics and the data acquisition and processing system. The results of this study showed that under conditions of maximum load at an average temperature of modules not exceeding 40°C , single fluctuations of individual sensors do not exceed 45°C . Thus, the liquid cooling system does not allow critical overheating of sensors and modules. At the same time, this study was carried out before the commissioning of a centralized cooling system, the parameters of which will allow the most efficient removal of heat from the detectors (up to 20°C).

In a functioning ITS, the temperature of the entire detector assembly is continuously monitored. With constant centralized liquid cooling, the temperature of the

detectors does not exceed 22°C at no load and 40°C at the maximum load of the detector, which was verified during the commissioning of the ALICE ITS.

5.2 Main results of the study of the pixel sensors characteristics

During the study of the pixel detectors for the modernized ITS of the ALICE experiment, the following results were obtained:

- A complete testing of the detector modules of the detector assemblies of the outer layers of the ITS of the ALICE experiment was carried out. The author personally investigated about 70% of all staves of the outer and middle layers of the ALICE ITS.

The uniformity of charge threshold of pixel response for all chips in all staves ensures uniform particle registration and no blind spots – such areas of the sensor, in which the efficiency of charged particle detection is significantly reduced.

Compliance with the requirements for the maximum permissible fake hit rate level will allow recording rare events, including heavy quark production in heavy ion collisions at LHC.

- A study of the response function of pixel sensors when exposed to ionizing radiation has been carried out. This study made it possible to check the uniformity of registration of electrons from a source for chips located in various modules of the stave, as well as the effect of external detector systems (power bus, signal bus, detector electronics) on the registration of particles by sensors. The uniformity of response to the ionizing irradiation makes it possible to conclude that there are no blind zones of the detector that reduce the efficiency of particle reconstruction. On the maps of fired pixels, the external electronics of the sensor are visible, which indicates the rescattering of electrons in the detector material, however, the spectrum of electrons from the ^{90}Sr source lies in a region that is much lower in energy than the particles detected during the collision of LHC beams. Accordingly, the energy loss dE/dx for a higher-energy particle will be minimal, and rescattering of particles on the detector material will have an insignificant effect on the detection efficiency.

- The operation of the cooling system was checked. It is shown that when the detector is operated with liquid cooling, the critical temperature is not reached, at which damage to the detector can be caused. Under conditions of maximum load of the detector, it is extremely important to prevent overheating of both the entire detector and its individual elements. At the same time, the sensors themselves, even after prolonged exposure to radiation, are tolerant to heating up to temperatures of the order of $\sim 60^{\circ}\text{C}$ [80], while the mechanical elements of the supporting and fixing structures of the detectors can cause the shift of detector elements when the temperature rises. It should be noted that for the reconstruction of tracks and decay vertices of particles produced in ultrarelativistic collisions with a decay length of $<100\ \mu\text{m}$, even minimal displacements of the detector geometry can become critical. In this regard, special attention is paid to the constant monitoring of the temperature of all elements of the detector, as well as elements of the power supply and cooling system. Temperature control is provided by software methods both during detector testing and directly in the experiment.

Conclusions

This thesis presents a study of the yields of hadrons containing heavy quarks in ultrarelativistic collisions at the Large Hadron Collider. As part of the work, theoretical models of the physics of heavy flavors were considered, methods of data analysis in high-energy physics were studied and successfully applied.

Analyzing the data from the ALICE experiment, the following results were obtained:

1. The analysis of data obtained in proton-proton collisions in the ALICE experiment has been carried out. Proton-proton collisions are the simplest collision system and make it possible to study the creation of particles in a vacuum. Traditionally, the parton model of quantum chromodynamics is successfully used to describe proton collisions. However, a number of sources ([7, 8, 49, 51]), including this thesis, show that there are significant discrepancies between the experimental results and theoretical calculations within the parton model. This shows that a more detailed study of proton collisions is needed with an increase in measurement statistics, which is possible only after the modernization of the ALICE experiment. Moreover, the study of processes in a vacuum is necessary to reveal the effects that arise in heavy ion collisions during the formation of QGP, the study of which is the main physical task of the ALICE experiment at the LHC.
2. The first measurements of radial dependencies for the jets containing charmed quarks in the ALICE experiment were obtained. The first measurements of radial dependencies for the jets tagged with the Λ_c^+ -baryon have been obtained. The ratio of the radial dependencies of jets tagged with the Λ_c^+ - baryon to the jets tagged with the D^0 - meson was measured for the first time.
3. It is shown that the behavior of radial dependencies both for jets tagged with

the Λ_c^+ - baryon and for jets tagged with the D^0 - meson strongly depends on the range of transverse momenta of hadrons and jets:

- In the region of low momenta of hadrons and low momenta of jets, a decrease in the radial dependence is observed, and the behavior of the radial dependence (especially for the D^0 - meson) differs greatly from theoretical models, including the mechanisms of color reconnection and interaction with the medium
- In the region of low momenta of hadrons and high momenta of jets, a shift of the peak of the radial dependence to the region $0.05 < r < 0.1$ is observed, which may be a sign of an increase in the number of jets formed due to the splitting of gluons
- In the region of high momenta of hadrons and hadron jets, a decrease in the radial dependence is observed, which corresponds to the predictions of theoretical models

The results obtained indicate the sensitivity of the radial dependence to hadronization processes, which is the main positive conclusion of this work. Thus, it is shown that it is necessary to continue studying the radial dependencies in hadronic jets after the modernization of the detector complex, both in collisions of heavy ions and in collisions of protons, the physics of which is not completely clear.

Another important stage of the work was the approbation of the technique for studying the pair production of charmed mesons. For the existing data set, the statistical significance of the obtained results does not allow physical interpretation, however, the developed technique creates the necessary groundwork for continuing research with an increase in measurement statistics.

In addition to analyzing the data obtained in the ALICE experiment from 2016 to 2018, methods for detecting particles, in particular hadrons containing heavy flavors, were studied in the ALICE experiment. The work included participation in the modernization of the Inner Tracking System of the ALICE experiment, which is responsible for the reconstruction of tracks and vertices of particle interactions, including fragmentation products of heavy quarks. The main advantages of the modernized ITS ALICE are:

- Low level of fake hit rate of the pixel matrix, which will reduce the background when registering rare events, such as the decay of charmed hadrons
- High detector efficiency $\sim 99.9\%$, radiation transparency and reduction of signal processing time to $5 \mu\text{s}$ [13] will allow processing most of the data from Pb–Pb collisions at a frequency of up to 50 kHz, respectively, the probability of detecting heavy flavours will be significantly increased
- The detector layers will be placed as close as possible to the collision point, providing the best resolution for reconstructing the decay vertices of short-lived heavy hadrons. At the same time, the effective cooling system of the detector and radiation resistance will ensure uninterrupted operation of the ITS, even at the maximum load of the LHC in heavy ion collisions.

As part of the ITS modernization project, participation was taken in studies of the operation of the MAPS assemblies of the external layers of the ITS, as well as in studies of the characteristics and operation of the MAPS assemblies when installing the external and middle layers of the ITS. Separately, it is worth noting the importance of the study of MAPS, developed by the ALICE collaboration, and for other projects in the field of high energy physics, where these sensors are used [81, 82, 12]. At the same time, the use of such technologies is not limited to fundamental problems; there is a wide range of possible applications of pixel detectors in the field of medicine, materials science, and even in space research.

Bibliography

- [1] F. Halzen, Alan D. Martin. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle. — John Wiley & sons, 1984.
- [2] A. Andronic et al.. Heavy-flavour and quarkonium production in the LHC era: from proton–proton to heavy-ion collisions // *Eur. Phys. J.* — 2016. — V. C76, № 3. — P. 107.
- [3] D. A. Appel. Jets as a probe of quark-gluon plasmas // *Phys.Rev.D.* — 1986. — V. 33. — P. 717.
- [4] V. Khachatryan et al.. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC // *Journal of High Energy Physics.* — 2010. — V. 9, № 100. — P. 091.
- [5] V. Khachatryan et al.. Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC // *Phys. Lett. B.* — 2017. — V. 765. — P. 193–220.
- [6] J. Adam et al.. Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton–proton collisions // *Nature Phys.* — 2017. — V. 13. — P. 535–539.
- [7] S. Acharya et al.. Λ_c^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // *JHEP.* — 2018. — V. 04. — P. 108.
- [8] S. Acharya, D. Adamová, A. Adler et al.. Λ_c^+ production and baryon-to-meson ratios in pp and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the LHC // *Physical Review Letters.* — 2021. — Nov. — V. 127, № 20. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.202301>.

- [9] A. M Sirunyan et al.. Studies of Charm Quark Diffusion inside Jets Using Pb-Pb and pp Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — V. 125. — P. 102001. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.102001>.
- [10] Sa Wang, Wei Dai, Ben-Wei Zhang, Enke Wang. Radial profile of bottom quarks in jets in high-energy nuclear collisions // *Chinese Physics C.* — 2021. — jun. — V. 45, № 6. — P. 064105. <https://doi.org/10.1088/1674-1137/abf4f5>.
- [11] R. Aaij, C. Abellan Beteta, B. Adeva et al.. Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Journal of High Energy Physics.* — 2012. — V. 2012, № 6. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2012\)141](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2012)141).
- [12] V.I. Zhrebchevsky, T.V. Lazareva et al.. Silicon Pixel Detectors for the Inner Tracking System of the MPD Experiment at the NICA Collider // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* — 2021. — V. 85, № 5. — P. 541–547.
- [13] B. Abelev et al.. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2014. — V. 41, № 8. <http://iopscience.iop.org/0954-3899/41/8/087002>.
- [14] V.I. Zhrebchevsky, V. Kondratiev, T. Lazareva et al.. Investigations of the new generation pixel detectors for ALICE experiment at LHC // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.* — 2016. — 08. — V. 80. — P. 953–958.
- [15] T.V. Lazareva. Study of heavy flavor yields in heavy ion collisions at the Large Hadron Collider // *Graduate qualification work SPbU.* — 2021. diploma.spbu.ru.
- [16] Measurement of in-jet production of Λ_c baryons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with radial displacement analysis for Λ_c and D^0 tagged jets. https://alice-figure.web.cern.ch/grp_prel_fig_pub.
- [17] P.A. Zyla et al.. Review of Particle Physics // *PTEP.* — 2020. — V. 2020, № 8. — P. 083C01.

- [18] D d'Enterria, M Ballintijn, M Bedjidian et al.. CMS Physics Technical Design Report: Addendum on High Density QCD with Heavy Ions // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2007. — oct. — V. 34, № 11. — P. 2307–2455. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/34/11/008>.
- [19] Richard P. Feynman. Very High-Energy Collisions of Hadrons // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — V. 23. — P. 1415–1417. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.1415>.
- [20] Richard P Feynman. Photon-hadron interactions. — CRC Press, 2018.
- [21] J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // *Phys. Rev.* — 1969. — V. 179. — P. 1547–1553. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.179.1547>.
- [22] J. D. Bjorken, E. A. Paschos. Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon // *Phys. Rev.* — 1969. — V. 185. — P. 1975–1982. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.185.1975>.
- [23] E. D. Bloom, D. H. Coward et al.. High-Energy Inelastic ep Scattering at 6° and 10° // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — V. 23. — P. 930–934. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.930>.
- [24] C. Collins, J, D. E. Soper, G. F. Sterman. Factorization of Hard Processes in QCD // *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* — 1989. — V. 5. — P. 1–91.
- [25] V. N. Gribov, L. N. Lipatov. Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1972. — V. 15. — P. 438–450.
- [26] Yuri L. Dokshitzer. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // *Sov. Phys. JETP*. — 1977. — V. 46. — P. 641–653.
- [27] G. Altarelli, G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language // *Nuclear Physics B*. — 1977. — V. 126, № 2. — P. 298–318. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.

- [28] R. Baier, Yu.L. Dokshitzer, A.H. Mueller et al.. Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma // *Nuclear Physics B*. — 1997. — V. 483, № 1-2. — P. 291–320. [http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213\(96\)00553-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213(96)00553-6).
- [29] B. L. Ioffe, V. S. Fadin, L. N. Lipatov. Quantum chromodynamics. Perturbative and nonperturbative aspects. — Cambridge: Cambridge University Press, 2010. — V. 30. — P. ix + 585.
- [30] J. C. Walter, G.T. Barkema. An introduction to Monte Carlo methods // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. — 2015. — V. 418. — P. 78–87.
- [31] Torbjörn Sjöstrand. The Pythia event generator: Past, present and future // *Computer Physics Communications*. — 2020. — V. 246. — P. 106910. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.106910>.
- [32] Bo Andersson. The Lund model // *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* — 2005. — 07. — V. 7.
- [33] Silvia Ferreres-Solé, Torbjörn Sjöstrand. The space–time structure of hadronization in the Lund model // *The European Physical Journal C*. — 2018. — V. 78, № 11. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6459-8>.
- [34] P. Skands, S. Carrazza, J. Rojo. Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune // *Eur. Phys. J.* — 2014. — V. C74, № 8. — P. 3024.
- [35] Peter Z. Skands. Tuning Monte Carlo generators: The Perugia tunes // *Phys. Rev. D*. — 2010. — V. 82. — P. 074018. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.82.074018>.
- [36] J. R. Christiansen, P. Z. Skands. String Formation Beyond Leading Colour // *JHEP*. — 2015. — V. 08. — P. 003.
- [37] E. Braaten, K. Cheung, S. Fleming, T. C. Yuan. Perturbative QCD fragmentation functions as a model for heavy quark fragmentation // *Phys. Rev. D*. — 1995. — V. 51. — P. 4819–4829.

- [38] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein, H. Spiesberger. Collinear subtractions in hadroproduction of heavy quarks // *Eur. Phys. J.* — 2005. — V. C41. — P. 199–212.
- [39] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein, H. Spiesberger. Inclusive Charmed-Meson Production at the CERN LHC // *Eur. Phys. J.* — 2012. — V. C72. — P. 2082.
- [40] M. Cacciari, M. Greco, P. Nason. The p_T Spectrum in Heavy-Flavour Hadroproduction // *JHEP.* — 1998. — V. 05. — P. 007.
- [41] M. Cacciari et al.. Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC // *JHEP.* — 2012. — V. 10. — P. 137.
- [42] R. Aaij et al.. Measurements of prompt charm production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP.* — 2016. — V. 03. — P. 159. — [Erratum: JHEP09,013(2016); Erratum: JHEP05,074(2017)].
- [43] V. Khachatryan et al.. Measurement of the total and differential inclusive B^+ hadron cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett.* — 2017. — V. B771. — P. 435–456.
- [44] R. Aaij et al.. Measurement of the $B^\pm$ production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 13 TeV // *JHEP.* — 2017. — V. 12. — P. 026.
- [45] S. Acharya et al.. Measurement of D^0 , D^+ , D^{*+} and D_s^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV with ALICE // *Eur. Phys. J.* — 2019. — V. C79, № 5. — P. 388.
- [46] Jaroslav Adam et al.. Observation of enhancement of charmed baryon-to-meson ratio in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — V. 124, № 17. — P. 172301.
- [47] John Adams et al.. Measurements of identified particles at intermediate transverse momentum in the STAR experiment from Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. — 2006. — 1.

- [48] M. Bahr et al.. Herwig++ Physics and Manual // *Eur. Phys. J.* — 2008. — V. C58. — P. 639–707.
- [49] *Acharya, S.* Observation of a multiplicity dependence in the p_T -differential charm baryon-to-meson ratios in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. — 2021.
- [50] S. Plumari, V. Minissale, K. Das, S et al.. Charmed Hadrons from Coalescence plus Fragmentation in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC and LHC // *Eur. Phys. J.* — 2018. — V. C78, № 4. — P. 348.
- [51] S. Acharya et al.. Measurement of in-jet production of Λ_c baryons in pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV with radial displacement analysis for Λ_c and D^0 tagged jets, paper in preparation. <https://alice-notes.web.cern.ch/node/1173>.
- [52] 3D ALICE Schematic RUN2 - with Description. https://alice-figure.web.cern.ch/general_fig.
- [53] K. Aamodt et al.. The ALICE experiment at the CERN LHC // *JINST.* — 2008. — V. 3. — P. S08002.
- [54] B. Abelev et al.. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC // *Int. J. Mod. Phys. A.* — 2014. — V. 29. — P. 1430044.
- [55] The ALICE TPC: Optimization of the Performance in Run 2 and Developments for the Future // *Proceedings of the 7th Annual Conference on Large Hadron Collider Physics - LHCP2019, 20-25 May, 2019.* — 2019.
- [56] Pierre Billoir. Track fitting with multiple scattering: A new method // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research.* — 1984. — V. 225, № 2. — P. 352–366. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784902746>.
- [57] G. Contin. The STAR PXL detector // *Journal of Instrumentation.* — 2016. — dec. — V. 11, № 12. — P. C12068–C12068. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/c12068>.

- [58] L Musa. Conceptual Design Report for the Upgrade of the ALICE ITS: Tech. Rep. CERN-LHCC-2012-005, LHCC-G-159: 2012. <https://cds.cern.ch/record/1431539>.
- [59] L Musa. ALICE inner tracking system upgrade // *ECFA High Luminosity LHC Experiments Workshop*. — 2016.
- [60] V.I. Zherebchevsky, V.P. Kondratiev, T.V. Lazareva et al.. Investigations of the new generation pixel detectors for ALICE experiment at LHC // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* — 2016. — V. 80, № 8. — P. 953.
- [61] V. Zherebchevsky, I. Altsybeev, Feofilov G. et al.. Experimental investigation of new ultra-lightweight support and cooling structures for the new inner tracking system of the ALICE detector // *J. Instrum.* — 2018. — V. 13, № T08003.
- [62] V.I. Zherebchevsky, S.N. Igolkin et al.. Extra lightweight mechanical support structures with the integrated cooling system for a new generation of vertex detectors // *Instrum. Exp. Tech.* — 2014. — V. 57. — P. 356–360.
- [63] ITS Outer Barrel installation. <https://alice-collaboration.web.cern.ch/node/35130>.
- [64] S. Acharya, D. Adamová, A. Adler et al.. Pseudorapidity distributions of charged particles as a function of mid- and forward rapidity multiplicities in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02, 7$ and 13 TeV // *The European Physical Journal C*. — 2021. — Jul. — V. 81, № 7. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09349-5>.
- [65] J. Adam et al.. Charged-particle multiplicities in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ to 8 TeV // *Eur. Phys. J. C*. — 2017. — V. 77, № 1. — P. 33.
- [66] S. Acharya et al.. Λ_c^+ production in pp and in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV // *Physical Review C*. — 2021. — V. 104, № 5. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.104.054905>.
- [67] *Chen, T.* XGBoost: A Scalable Tree Boosting System / T. Chen, C. Guestrin // Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge

- Discovery and Data Mining. — KDD '16. — ACM, 2016. — P. 785–794.
<http://doi.acm.org/10.1145/2939672.2939785>.
- [68] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen et al.. An introduction to PYTHIA 8.2 // *Comput. Phys. Commun.* — 2015. — V. 191. — P. 159.
- [69] S. Acharya, D. Adamová, S. P. Adhya et al.. Measurement of the production of charm jets tagged with D0 mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Journal of High Energy Physics*. — 2019. — V. 2019, № 8. [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08\(2019\)133](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP08(2019)133).
- [70] AliHFJetFinder in AliPhysics. <https://github.com/alisw/AliPhysics/blob/master/PWGHF/treeHF/AliHFJetFinder.cxx>.
- [71] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez. FastJet user manual // *The European Physical Journal C*. — 2012. — V. 72, № 3. <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2>.
- [72] M. Cacciari, G. P. Salam. Dispelling the N3 myth for the kt jet-finder // *Physics Letters B*. — 2006. — V. 641, № 1. — P. 57–61. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2006.08.037>.
- [73] M. Cacciari, G.P Salam, G. Soyez. The anti-ktjet clustering algorithm // *Journal of High Energy Physics*. — 2008. — V. 2008, № 04. — P. 063–063. <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063>.
- [74] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire et al.. GEANT3: user's guide Geant 3.10, Geant 3.11; rev. version. — Geneva: CERN, 1987. <https://cds.cern.ch/record/1119728>.
- [75] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, E. Re. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX // *JHEP*. — 2010. — V. 06. — P. 043.
- [76] G. D'Agostini. A multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem // *Nucl. Instrum. Meth. A*. — 1995. — V. 362. — P. 487–498.

- [77] ALICE Collaboration Figure repository. <https://alice-figure.web.cern.ch>.
- [78] D. Andreou. The upgrade of the ALICE Inner Tracking System // *Journal of Instrumentation*. — 2019. — V. 14, № 05. — P. C05004–C05004. <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/05/C05004>.
- [79] G. Contin. The MAPS-based ITS Upgrade for ALICE // *Proceedings of Vertex2019 - The 28th International Workshop on Vertex Detectors, 13-18 October, 2019, Lopud, Croatia*. — 2020.
- [80] T.V. Lazareva. Development of a silicon tracking system for searching for cumulative effects in proton-nucleus collisions on a fixed target // *Thesis for the degree of Master of Physics*. — 2017. diploma.spbu.ru.
- [81] T.V. Lazareva, F.F. Valiev, V.I. Zhrebchevsky et al.. A New Detector for Studying Cumulative Processes in Hadronic Collisions. // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. — 2019. — V. 83. — P. 1155–1160.
- [82] M. Deveaux, A. Aduszkiewicz, Y. Ali et al.. The Small Acceptance Vertex Detector of NA61/SHINE // *EPJ Web Conf.* — 2018. — V. 171. — P. 10003. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201817110003>.

Acknowledgments

I express my sincere gratitude to my supervisor, Zherebchevsky Vladimir Iosifovich, as well as to all employees of the Nuclear Processes Training Laboratory for sensitive guidance, interesting tasks and invaluable assistance in preparing the work, as well as for moral support.

I also express my gratitude to the staff of the Laboratory of Ultrahigh Energy Physics and personally to Grigory Aleksandrovich Feofilov for the opportunity to work at CERN and to discuss the research results, Olga Viktorovna Sobol for help in bureaucratic issues, and Vladimir Nikolayevich Kovalenko for valuable comments on this work.

I am very grateful to the head of the ALICE collaboration (CERN) Luciano Musa for the opportunity to carry out this work as part of the ALICE collaboration using the data and equipment of the ALICE experiment, as well as for sincere participation and interest in this work.

I am also grateful to the entire working group of the Inner Tracking System of the ALICE experiment and personally to Felix Reidt and Dimitra Andreou.

I would like to thank the Heavy Flavour Analysis Group and personally Gian Michele Innocenti, Vit Kucera and especially Nima Zardosti, without these people my work would not have been possible. Also thanks to Luigi Dello Stritto and Benedict Volkel for their help.

In addition, the author would like to express special thanks to my husband for his help, support and patience.

Finally, I thank my mother for her immense patience and endless support over the years.

APPENDIX A

Unfolding procedure verification

A.0.1 Unfolding procedure verification for the jets tagged with D^0 -meson

In order to make sure that the unfolding procedure was correct, a series of tests was carried out.:

- **Convergence.** To check the convergence, the distributions of the jet yields were plotted for each iteration of the Bayesian unfolding. The figure A.1 shows the results of the convergence test. It is shown that convergence is achieved after the fourth iteration.

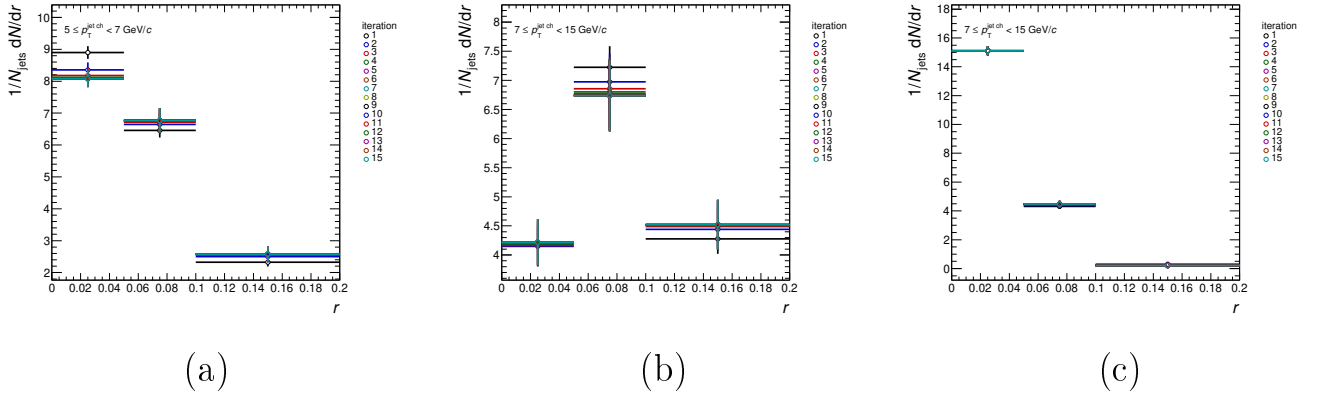


Figure A.1: Convergence test for the jets tagged with D^0 -meson, for the momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

- **Refolding.** The stability of the response matrix is checked by folding of the unfolded results with the response matrix and comparison with the input data. The results are shown in the figure A.2. The results of the ratio of the refolded

and input data are within 10% of unity, which confirms the correctness of the unfolding.

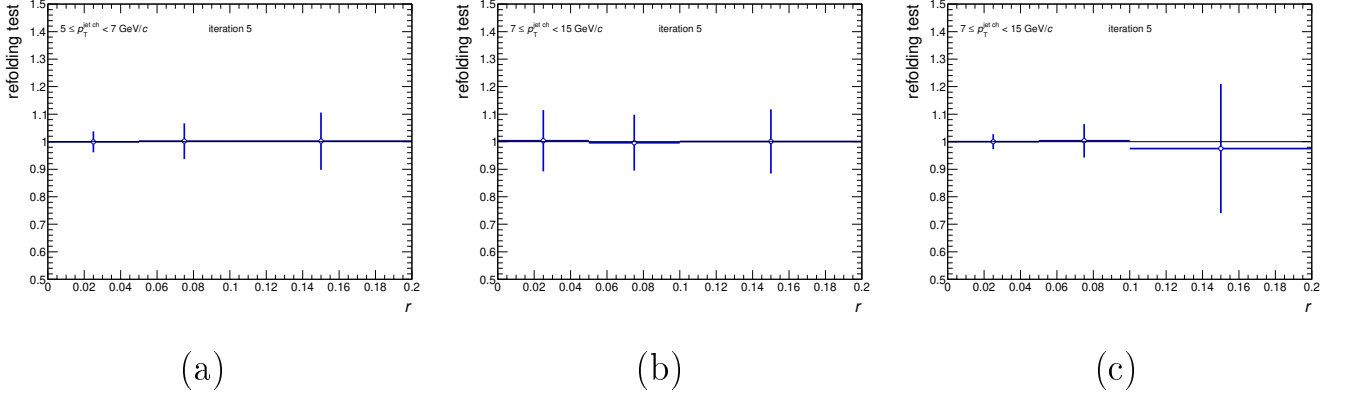


Figure A.2: Refolding test for the jets tagged with D^0 -meson, for the momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/ c ; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c ; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c .

- Closure test.** In this test, the unfolding procedure was performed with the sample of Monte Carlo simulated data in which there is a direct correspondence between the generated and reconstructed data. For this test, the simulation data was split into two samples at a ratio of 20% and 80%. Reconstructed jets from the first sample were used as test input. From the remaining 80%, a response matrix was created, which was applied to the first sample. For the resulting distributions, the ratios of the results to the generated jet distributions were plotted. It is shown that the ratio of distributions is in the vicinity of 10% of unity (within the error).

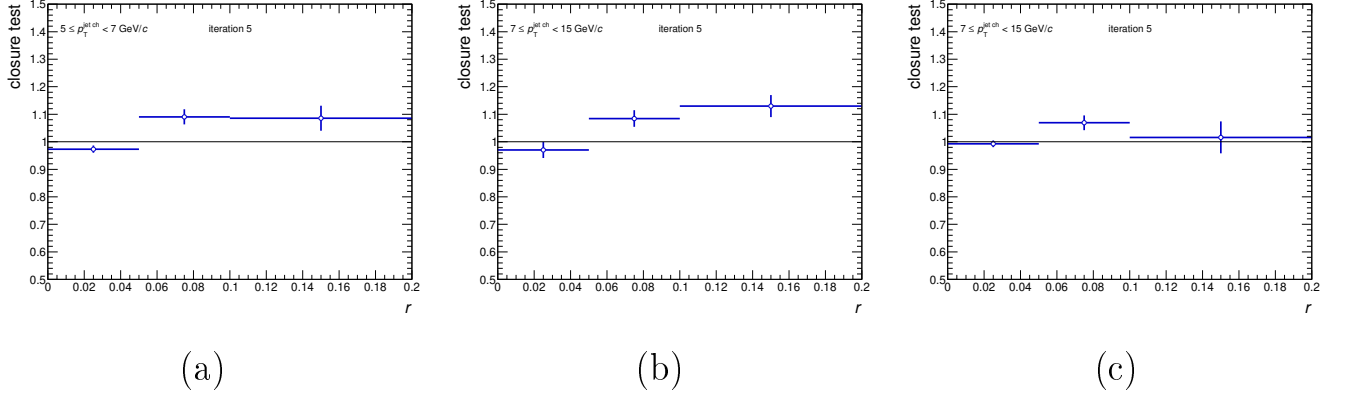


Figure A.3: Closure test for the jets tagged with D^0 -meson, for the momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

A.0.2 Unfolding procedure verification for the jets tagged with Λ_c^+ -baryon

In order to make sure that the unfolding is correct, a series of tests was carried out similar to the unfolding tests for the D^0 -meson (see.A.0.1):

- **Convergence.** The figure A.4 shows the results of the convergence test. It is shown that convergence is achieved after the fourth iteration.

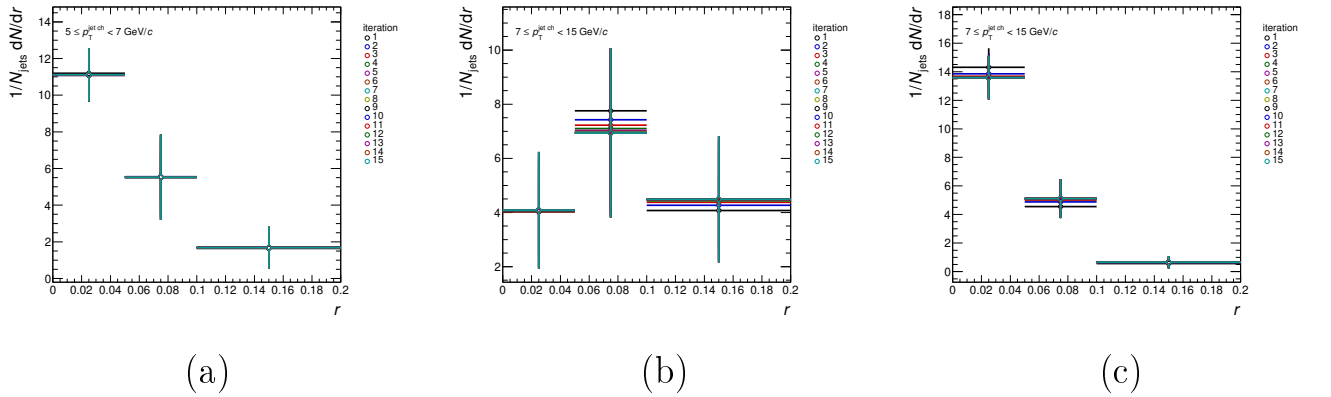


Figure A.4: Convergence test for the jets tagged with Λ_c^+ -baryon, for the momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

- **Refolding test.** As for D^0 - meson stability of the response matrix is checked by folding of the unfolded results with the response matrix and comparison

with the input data. The results are shown in the figure A.5. The results of the ratio of the refolded and input data are within 10% of unity, which confirms the correctness of the unfolding.

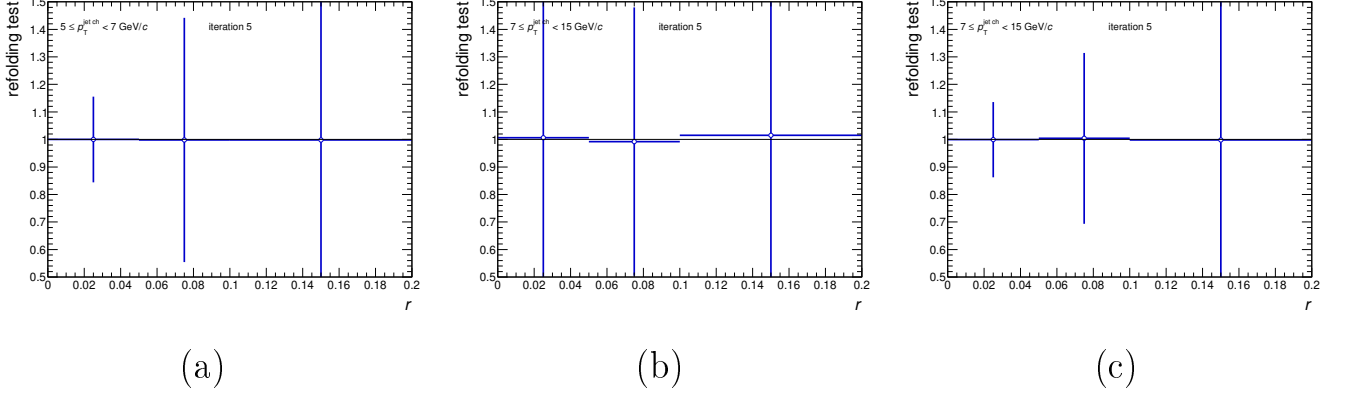


Figure A.5: Refolding test for the jets tagged with Λ_c^+ -baryon, for the momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

- **Closure test.** The results of the Closure test are shown in the figure A.6. It is shown that the ratios of distributions are within 10% of unity (within the error).

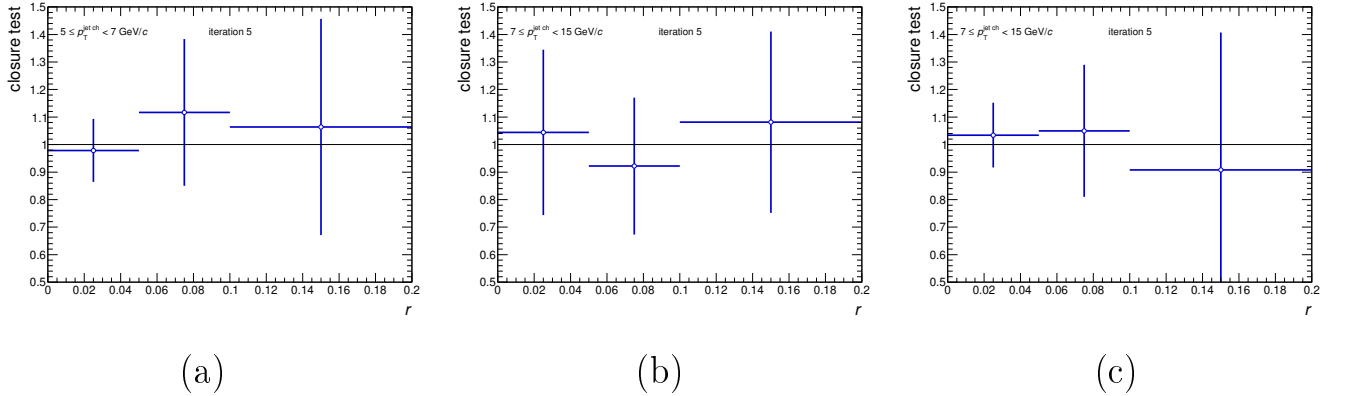


Figure A.6: Closure test for the jets tagged with Λ_c^+ -baryon, for the momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

APPENDIX B

Systematic errors study**B.0.1 Variations of data analysis parameters for jets containing D^0 -meson****Fitting parameters variation**

The following parameters were varied:

- Fit limits for invariant mass distributions
- Binning of the invariant mass distributions
- Exponential function for background fit was switched to the polynomial one
- The width of the Gaussian function for signal fit was fixed at the value of the width of the corresponding distribution of invariant masses for the Monte Carlo data

The obtained distributions are shown in the figure B.1, and the symmetrized standard deviations were taken into account in the systematic error.

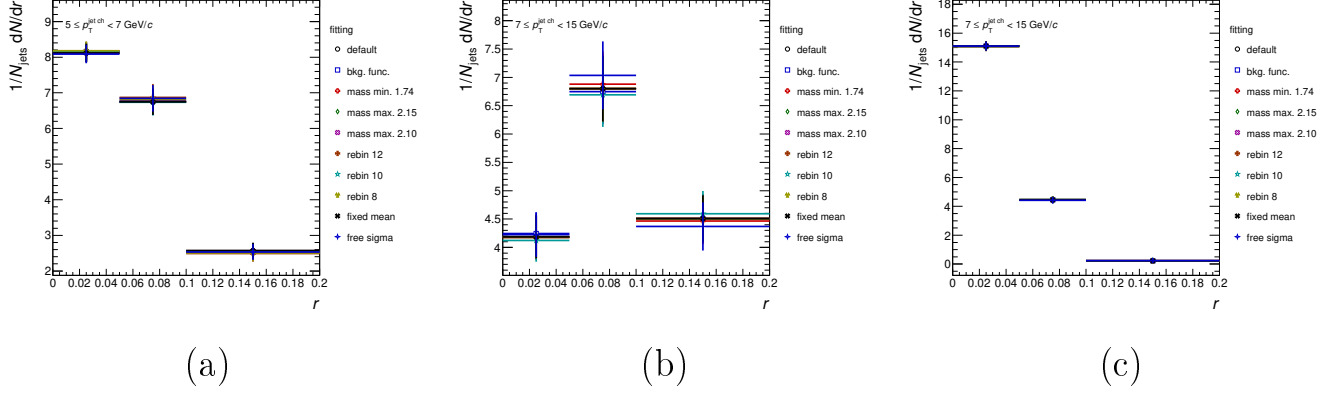


Figure B.1: Variations in the distributions of the yields of jets tagged with the D^0 - meson, when changing the fitting parameters for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Sideband variations

Following variations of sideband parameters were done:

- Signal region was changed from 1.6σ to 2.4σ with 0.1σ step.
- Sideband regions were changed as (in sigma units):
 - Left band: $\{8, 4\}$, right band: $\{4, 8\}$
 - Left band: $\{6, 4\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{4, 6\}$
 - Left band: $\{7, 5\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{5, 7\}$
 - Left band: $\{8, 6\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{6, 8\}$
 - Left band: $\{8, 5\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{5, 8\}$
 - Left band: $\{9, 7\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{7, 9\}$
 - Left band: $\{9, 5\}$, right band: $\{4, 9\}$

– Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{5, 9\}$

The influence of variations in the signal and sidebands on the jet yields are shown in the figure B.2.

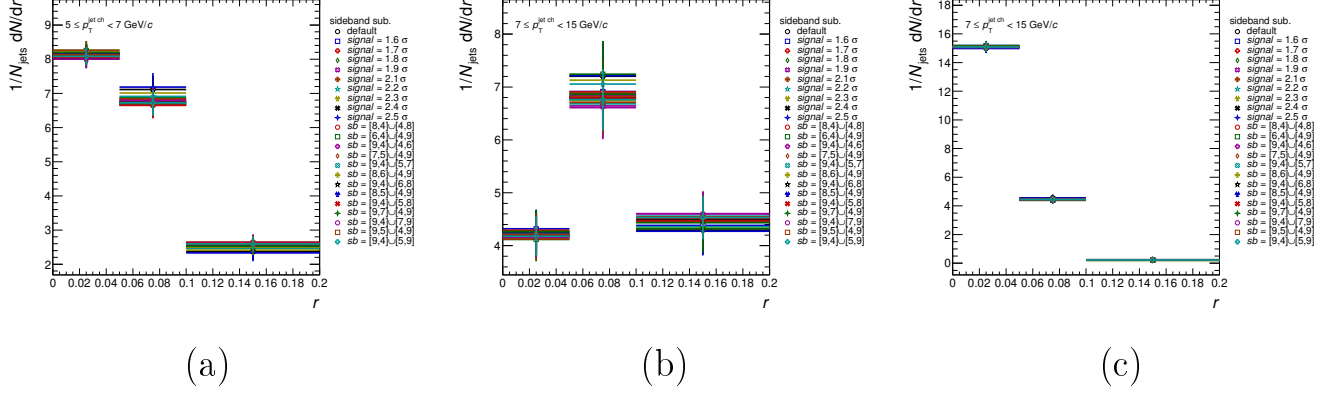


Figure B.2: cVariations in the distributions of the yields of jets tagged with the D^0 - meson, when changing the sideband parameters for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Feeddown parameters variations

To study the influence of variations in the nonprompt component, some parameters of the POWHEG simulation have been changed. In particular, the scale factor of the factorization f_F , the renormalization scale factor f_R and the mass of the b - quark m_b were changed as:

$$f_F = 1, f_R = 0.5$$

$$f_F = 0.5, f_R = 1$$

$$f_F = 2, f_R = 1$$

$$f_F = 1, f_R = 2$$

$$f_F = 2, f_R = 2$$

$$f_F = 0.5, f_R = 0.5$$

$$m_b = 5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mhigh)}$$

$$m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mlow)}$$

The influence of variations in the simulation parameters of the nonprompt component on the jet yields are shown in Figure B.3. For variations in the nonprompt component, the calculated error was not symmetrized.

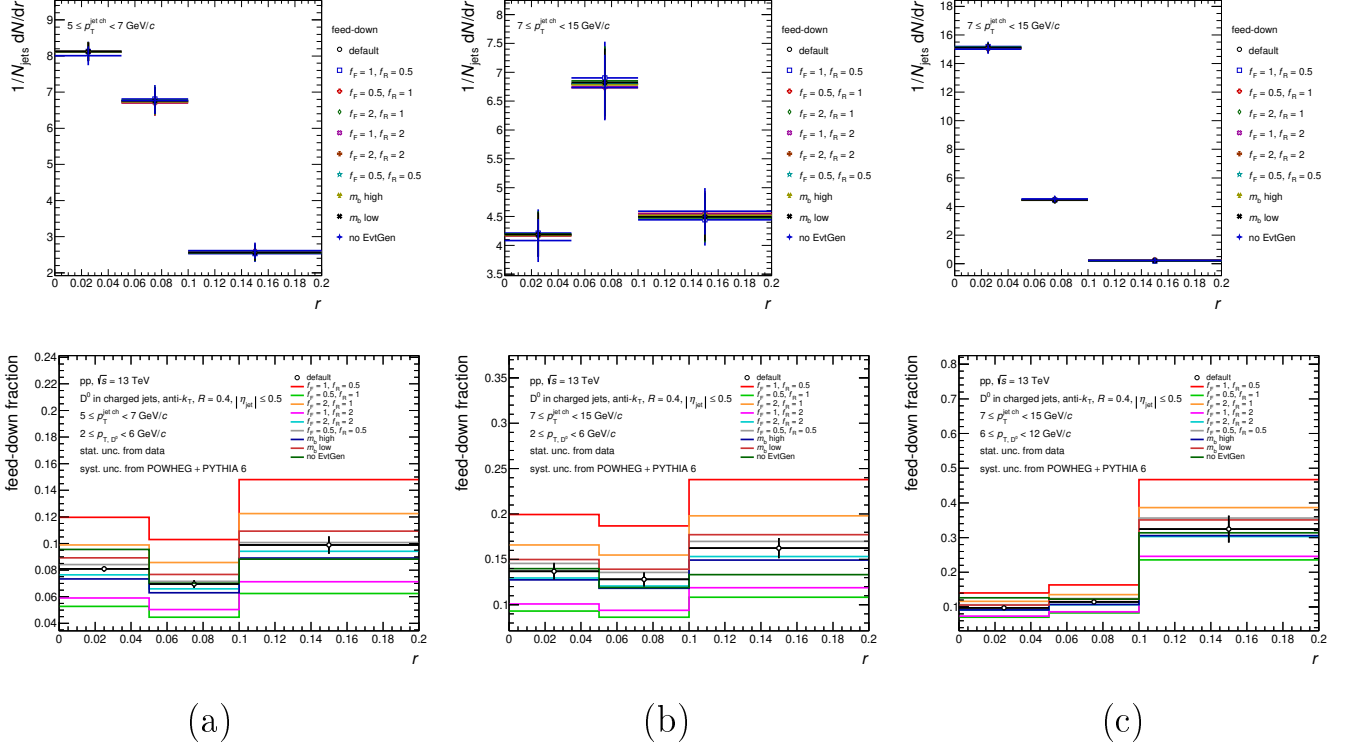


Figure B.3: Variations in the distributions of yields (top panel) and variations in the fraction of the nonprompt component (bottom panel), for jets tagged with D^0 - meson, when changing the parameters of modeling the nonprompt component for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7 \text{ GeV}/c$; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15 \text{ GeV}/c$.

Regularization variations

During the unfolding procedure, convergence is achieved already at the fourth iteration, which is used as the default one. As part of the systematic study, the results of this iteration are compared with the third and seventh iterations, as shown in the figure B.4.

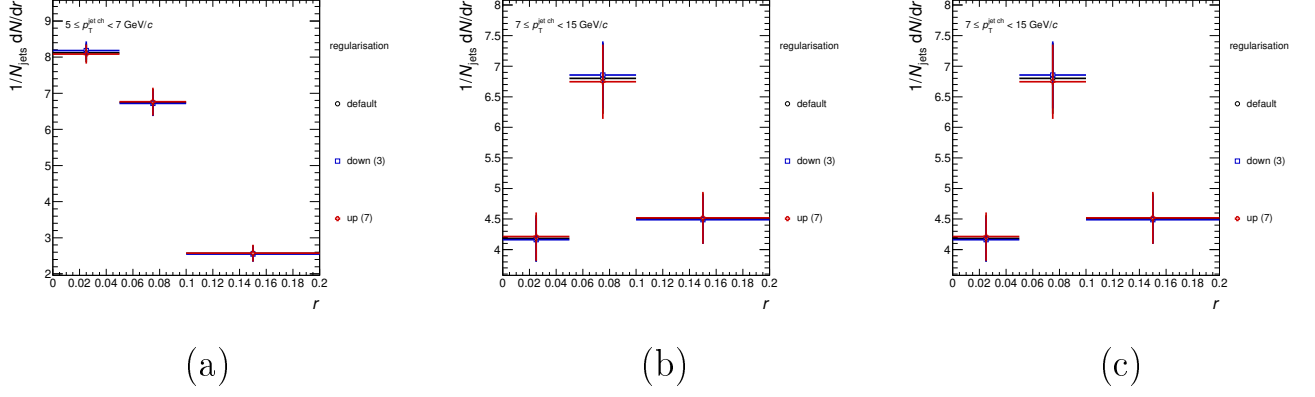


Figure B.4: Variations in the distributions of the yields of jets tagged with the D^0 - meson, when changing the default iteration for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Prior unfolding variation

As unfolding variations, the obtained results were compared with the distributions obtained within the prior unfolding approximation. In this case, the radial distribution was used as an input parameter of the iterative procedure, weighted in such a way as to obtain the most flat dependence. The comparison results are shown in the figure B.5.

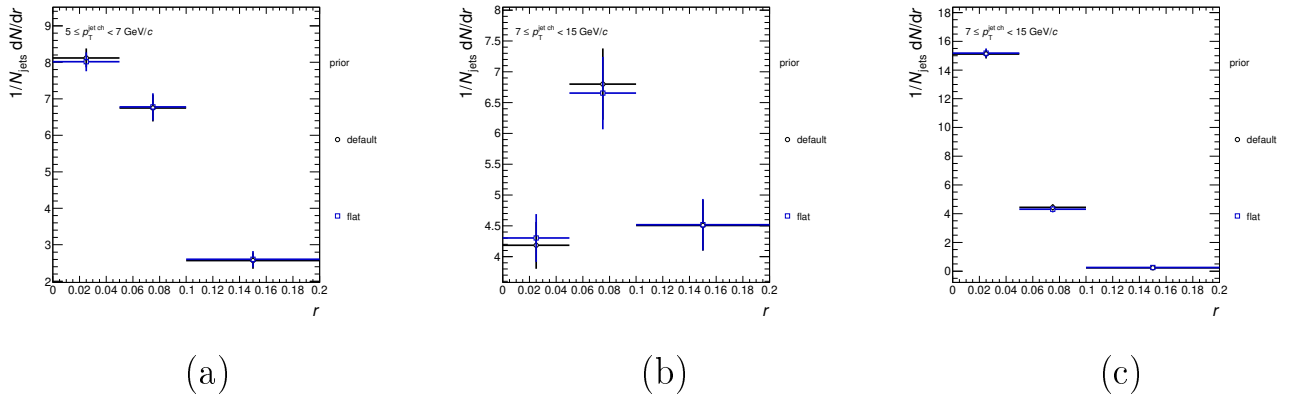


Figure B.5: Variations in the distributions of the yields of jets tagged with the D^0 - meson, when changing to the prior unfolding approximation for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Tracking efficiency variations

As part of the study of systematic errors, a full analysis was carried out for a data sample containing 4% fewer tracks than the sample under study (correspondingly lower tracking efficiency). The results of comparison with the main distributions are shown in the figure B.6.

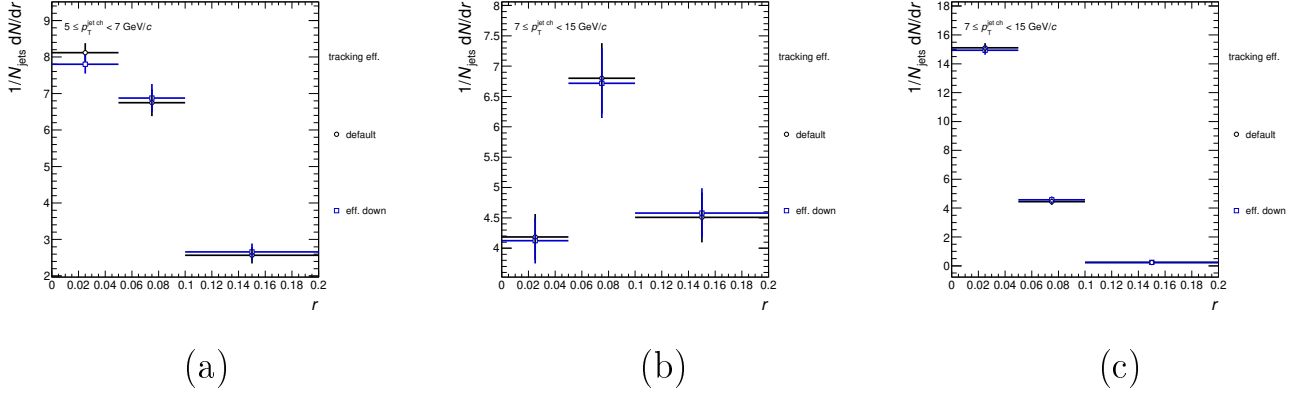


Figure B.6: Variations in the distributions of the yields of jets tagged with the D^0 - meson, in comparison with the results obtained for a data sample containing 4 % fewer tracks for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/ c ; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c ; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/ c .

Topological cut variations

Data analysis was carried out for several sets of topological cuts when changing the parameters of the track displacement from the interaction vertex, the distance between the decay vertex of the D^0 meson and the primary vertex (decay length, L), and the direction of the reconstructed momentum D^0 -meson relative to the primary vertex in the laboratory coordinate system. In addition, when the topological cuts change, the reconstruction efficiency also changes. The variations were chosen so that the efficiency varied on average by $\pm 25\%$. The ratio of radial dependencies with variation of topological cuts to the original radial dependencies, as well as their efficiencies, are shown in the figure B.7.

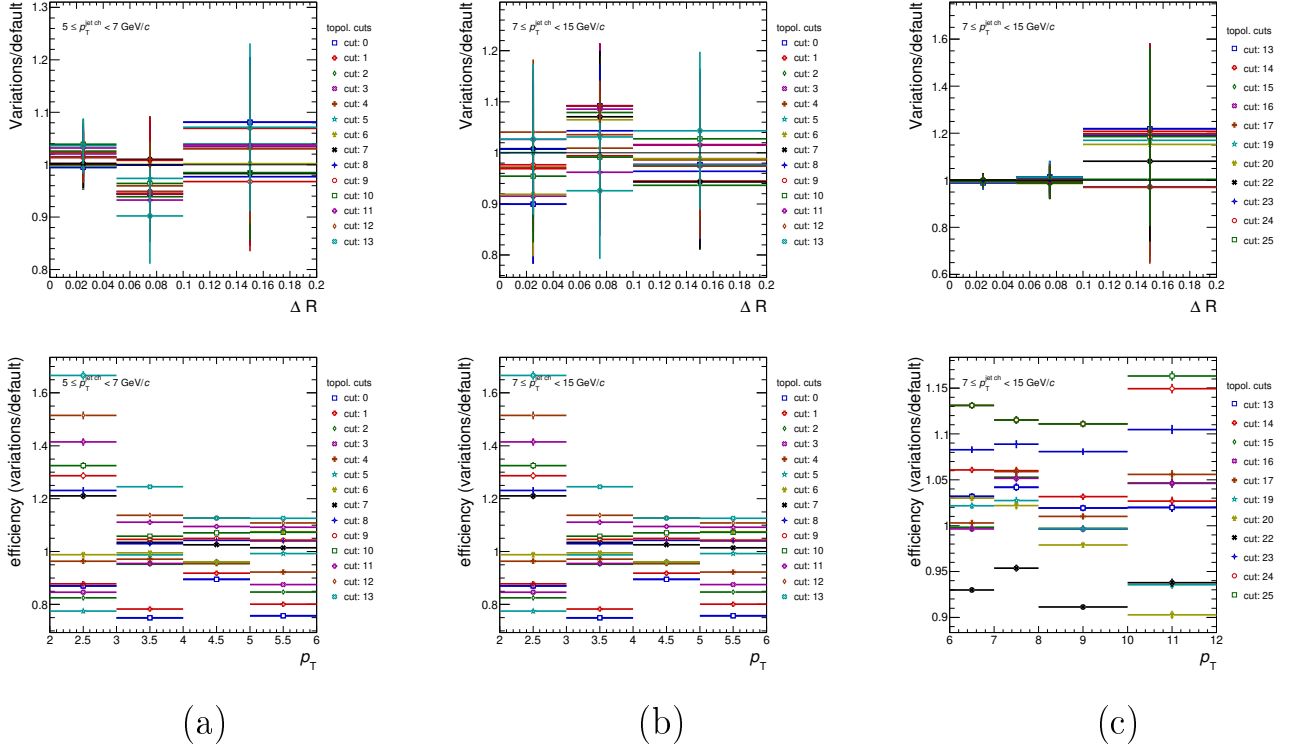


Figure B.7: Top panel: Ratio of radial dependencies of jets tagged with D^0 -meson with variation of topological cuts to initial radial dependencies, for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c. Bottom panel: ratio of the efficiency of reconstruction of D^0 -meson jets with variation of topological constraints to the initial efficiency, for transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,D^0} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,D^0} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

It can be seen from the obtained distributions that the variations in the jet yields have the character of fluctuations and do not correspond to the order that is established in the distribution of efficiencies. Moreover, all variations are within the statistical errors of each other. This allows us to consider variations in topological constraints as a source of systematic error. To take into account the systematic error of variations, the standard deviation of all variations above and below the main value was calculated, then the maximum of the two standard deviations and symmetrized with respect to the main value. Since changes in topological parameters cause strong fluctuations in distributions, each of which has a large statistical error, symmetrization of the error in many cases overestimates the magnitude of the error. In addition, this data analysis was carried out on a sample with low statistics and was more sensitive to fluctuations than the traditional inclusive analysis without

restrictions on the jet momentum. Therefore, for the topological parameters, it was decided to use as a contribution to the systematic error the relative error of 5%, which is characteristic of inclusive analysis.

B.0.2 Variations of data analysis parameters for jets containing Λ_c^{+-} baryon

Fitting parameters variation

The following parameters were varied:

- Fit limits for invariant mass distributions
- Binning of the invariant mass distributions
- Polynomial function for background fit was switched to the exponential one
- The width of the Gaussian function for signal fit set free to vary

The obtained distributions are shown in the figure B.8, and the symmetrized standard deviations were taken into account in the systematic error.

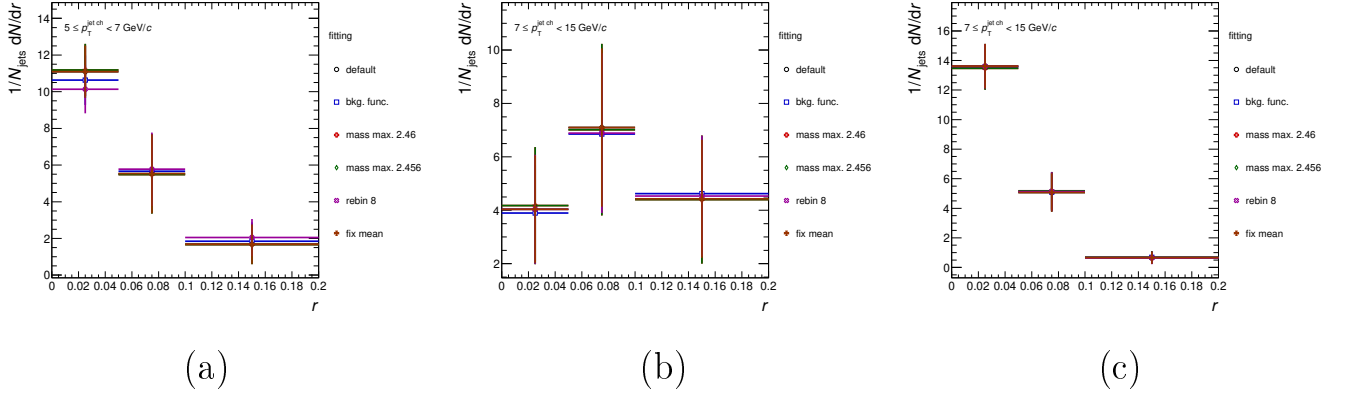


Figure B.8: Variations in the distributions of the yields of jets tagged with the Λ_c^+ - baryon, when changing the fitting parameters for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Signal and sideband variations

Following variations of sideband parameters were done:

- Signal region was changed from 1.6σ to 2.4σ with 0.1σ step.
- Sideband regio varied as (in sigma units):
 - Left band: $\{8, 4\}$, right band: $\{4, 8\}$
 - Left band: $\{8, 4\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{4, 8\}$
 - Left band: $\{9, 5\}$, right band: $\{5, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{5, 9\}$
 - Left band: $\{9, 5\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{5, 8\}$
 - Left band: $\{8, 5\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 7\}$, right band: $\{4, 9\}$
 - Left band: $\{9, 4\}$, right band: $\{7, 9\}$

The influence of variations in the signal and sideband parameters on the distributions of the jet yields are shown in the figure B.9.

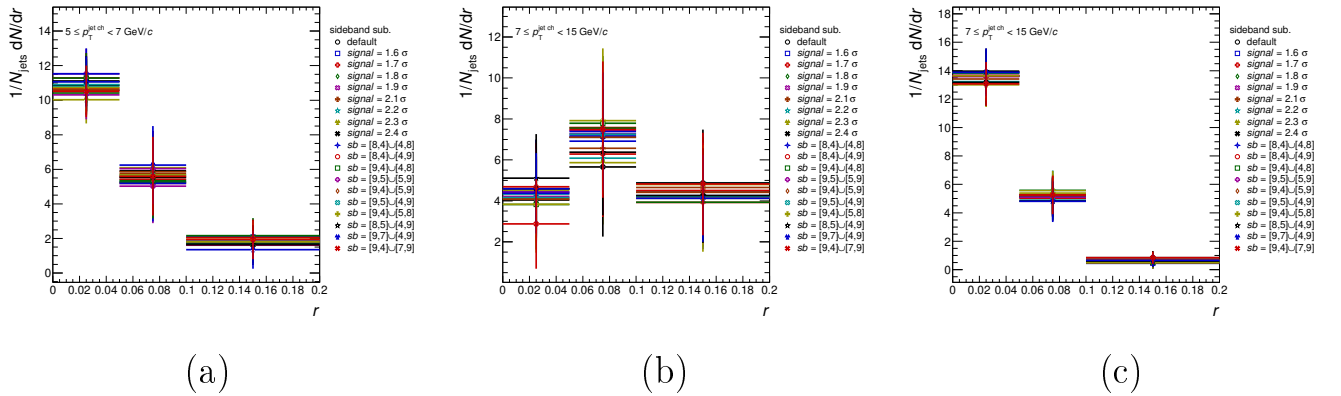


Figure B.9: Variations in the distributions of the yields of jets tagged with the Λ_c^+ - baryon, when changing the sideband parameters for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Feeddown parameters variations

The POWHEG simulation parameters changed in the same way as in the case of the D^0 - meson. Scale factorization factor f_F , scale renormalization factor f_R and b - quark mass m_b changed as:

$$f_F = 1, f_R = 0.5$$

$$f_F = 0.5, f_R = 1$$

$$f_F = 2, f_R = 1$$

$$f_F = 1, f_R = 2$$

$$f_F = 2, f_R = 2$$

$$f_F = 0.5, f_R = 0.5$$

$$m_b = 5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mhigh)}$$

$$m_b = 4.5 \text{ GeV}/c^2 \text{ (Mlow)}$$

The influence of variations in the simulation parameters of the nonprompt component on the jet yields are shown in Figure B.10. For variations in the nonprompt component, the calculated error was not symmetrized.

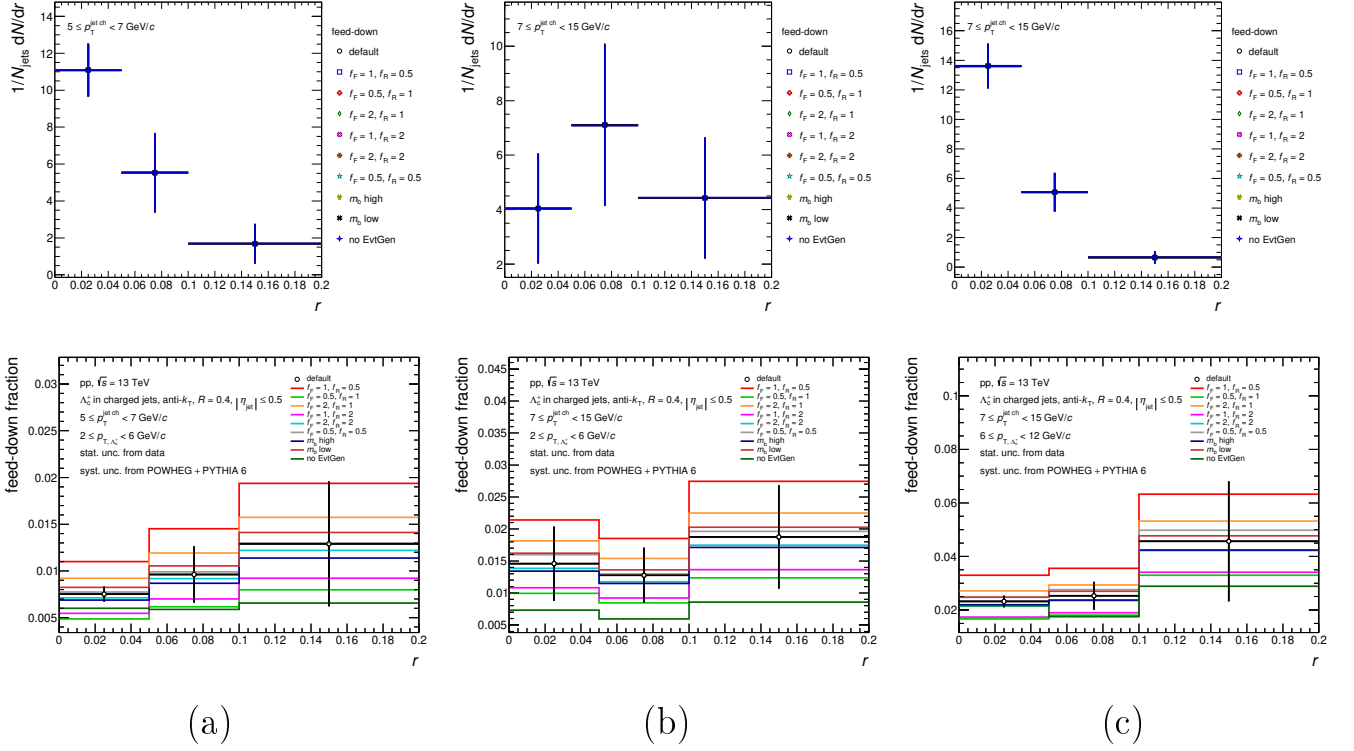


Figure B.10: Variations in the distributions of yields (top panel) and variations in the fraction of the nonprompt component (bottom panel), for jets tagged with Λ_c^+ -baryon, when changing the parameters of modeling the nonprompt component for the intervals of the transverse momentum : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Regularization variations

Within the framework of the systematic study, results of the fourth default iteration of unfolding procedure are compared to the third and seventh iteration. Results are presented in the figure B.11.

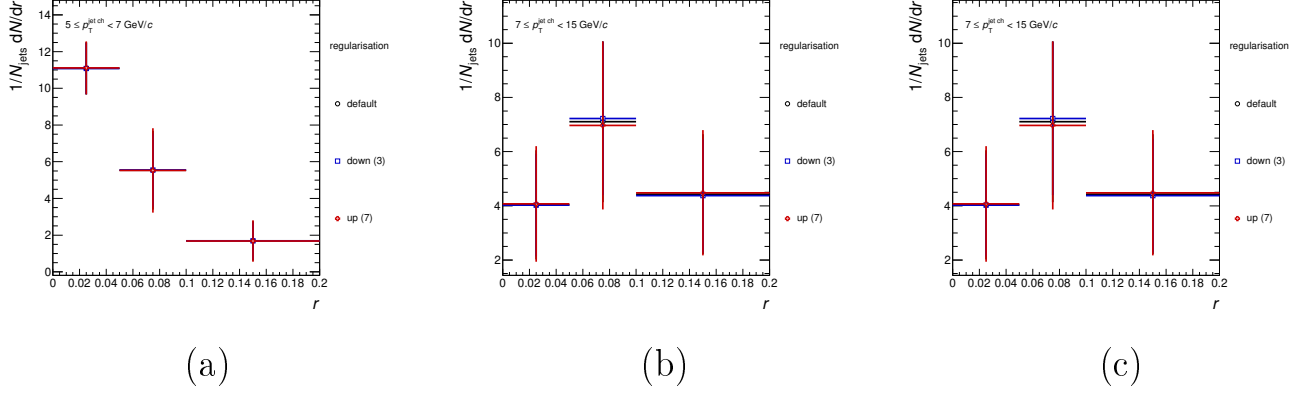


Figure B.11: Variations of radial distributions of the jet yields for jets tagged with Λ_c^+ -baryon, when changing the default iteration for transverse momentum intervals : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Prior unfolding variation

As unfolding variations, the obtained results were compared with the distributions obtained within the prior unfolding approximation. In this case, the radial distribution was used as an input parameter of the iterative procedure, weighted in such a way as to obtain the most flat dependence. The comparison results are shown in the figure B.12.

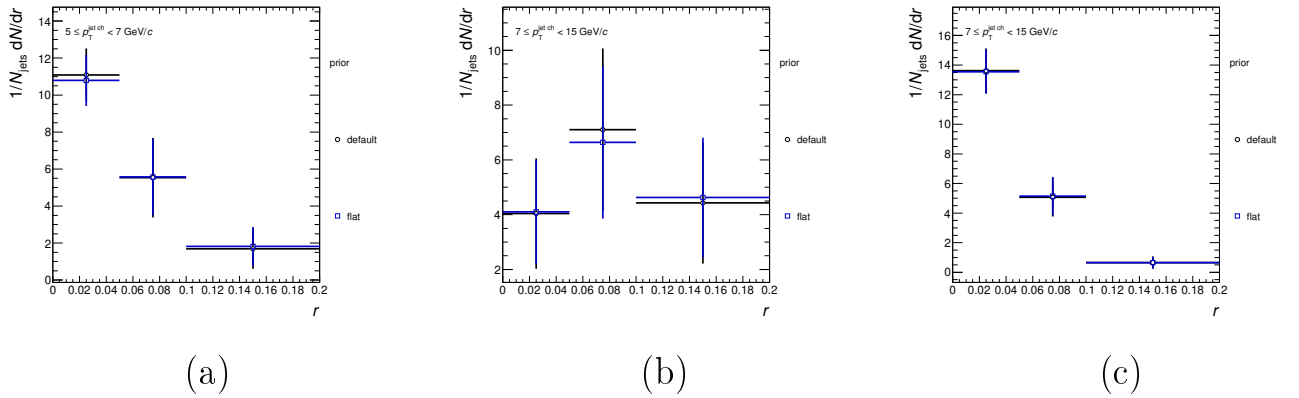


Figure B.12: Variations of radial distributions of the jet yields for jets tagged with Λ_c^+ -baryon, when changing to the prior unfolding approximation for transverse momentum intervals : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Tracking efficiency variations

As part of the study of systematic errors, a full analysis was carried out for a data sample containing 4% fewer tracks than the sample under study (correspondingly lower tracking efficiency). The results of comparison with the main distributions are shown in the figure B.13.

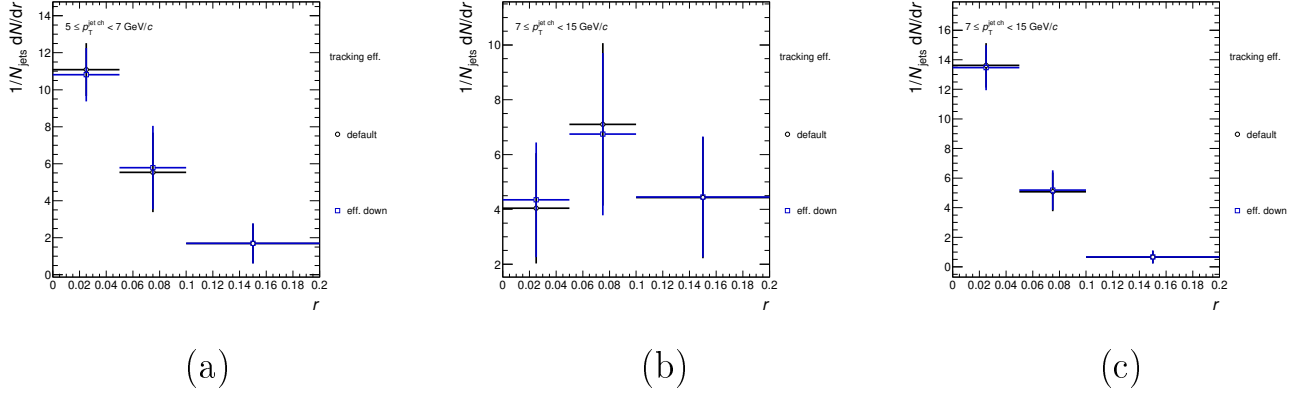


Figure B.13: Variations of radial distributions of the jet yields for jets tagged with Λ_c^+ -baryon in comparison with the results obtained for data sample with 4% reduced amount of tracks for transverse momentum intervals : (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

Probability cuts variations

In the case of the Λ_c^+ - baryon, the selection of candidates was carried out using machine learning methods. As a result of applying the model to the data, each candidate was assigned the probability that this candidate is a Λ_c^+ - baryon. For further analysis, only those candidates whose probability is higher than 70% are considered. As variations of the probabilistic cuts, the probability threshold was varied so that the efficiency varied in the range of $\pm 25\%$. The ratio of radial dependencies with variation of probability cuts to the original radial dependencies, as well as their efficiencies, are shown in the figure B.14.

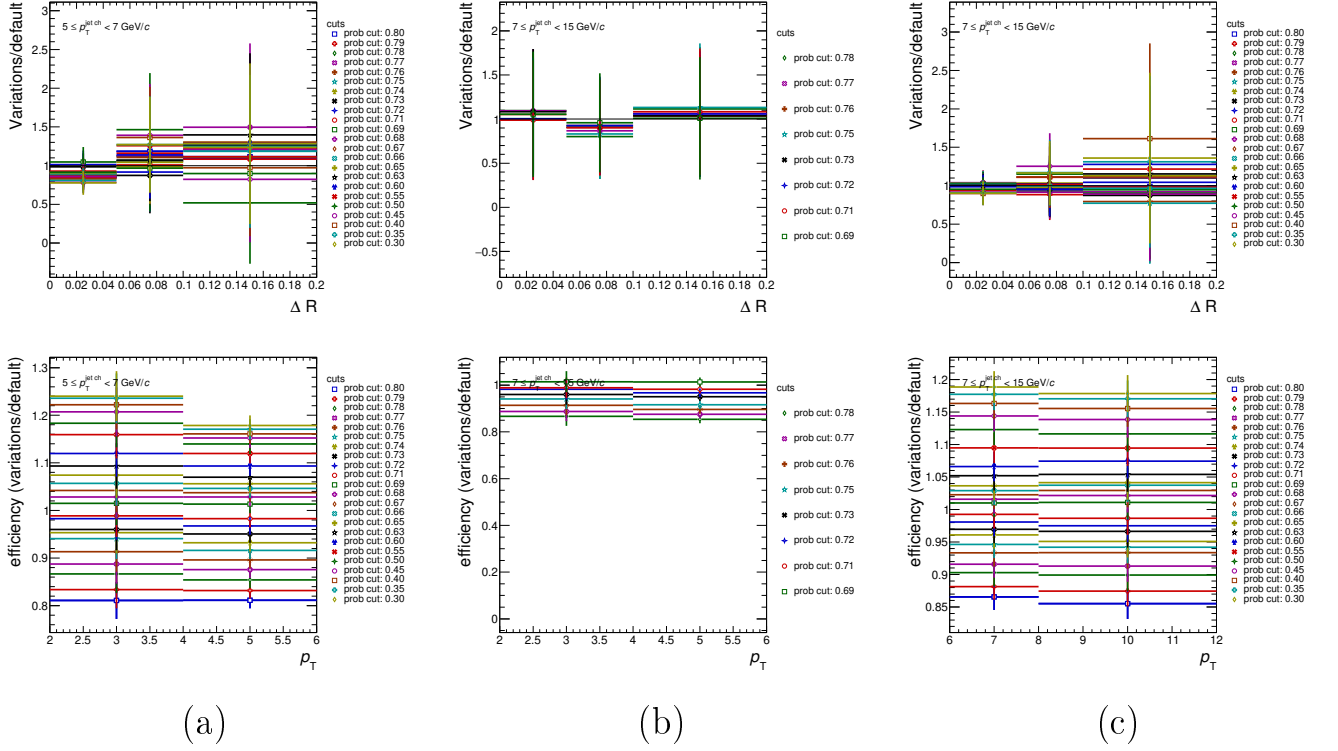


Figure B.14: Top panel: Ratio of radial dependencies of jets tagged with Λ_c^+ -baryon with variation of topological cuts to initial radial dependencies, for the intervals of the transverse momentum: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.. Bottom panel: ratio of the efficiency of reconstruction of Λ_c^+ -baryon jets with variation of topological constraints to the initial efficiency, for transverse momentum intervals: (a) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $5 < p_{T,jet} < 7$ GeV/c; (b) $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c; (c) $6 < p_{T,\Lambda_c^+} < 12$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c.

It can be seen from the obtained distributions that the variations in the jet yields have the character of fluctuations and do not correspond to the order that is established in the distribution of efficiencies. It is seen that in the interval $2 < p_{T,\Lambda_c^+} < 6$ & $7 < p_{T,jet} < 15$ GeV/c, most of the variations are absent. This is due to the fact that due to an increase in the background population due to a less stringent selection of candidates (or due to a more stringent selection of a signal), the signal/background ratio does not allow reaching the established level of significance $\sigma = \frac{Signal}{\sqrt{Signal+Background}} > 3$. Thus, in this case, the contribution to the systematic error is underestimated for the given interval of transverse pulses and overestimated for the remaining intervals. Therefore, for the variation of the probabilistic constraints, it was decided to use as a contribution to the systematic error the relative error of 10%, which is characteristic of inclusive analysis.