

Государственное научное учреждение
«ИНСТИТУТ ФИЗИКИ имени Б. И. СТЕПАНОВА
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ»

Объект авторского права
УДК 539.12; 539.1.07

ТЕРЕШКО
Павел Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЯГКИХ ПРОЦЕССОВ КВАНТОВОЙ
ХРОМОДИНАМИКИ И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ
КОЛЛАЙДЕРЕ**

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.23 — физика высоких энергий

Минск 2025

Научная работа выполнена в Государственном научном учреждении «ИНСТИТУТ ФИЗИКИ имени Б. И. СТЕПАНОВА НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ».

Научный руководитель: **Кульчицкий Юрий Александрович**
доктор физико-математических наук, доцент,
начальник сектора №1 НЭОМАП (научно-экспериментального отдела множественных адронных процессов) Лаборатории ядерных проблем Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна, ведущий научный сотрудник Института физики им. Б. И. Степанова национальной академии наук Беларуси

Официальные
оппоненты:

Кокоулина Елена Сергеевна
доктор физико-математических наук,
начальник сектора №3 НЭОФЛКЛ (научно-экспериментального отдела физики лёгких кварков и лептонов) Лаборатории физики высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна

Макаренко Владимир Владимирович
кандидат физико-математических наук,
заведующий лабораторией фундаментальных взаимодействий НИУ «Института ядерных проблем» БГУ, доцент кафедры ядерной физики Белорусского государственного университета

Оппонирующая
организация:


Белорусский государственный университет

Защита состоится «27» февраля 2026 г. в 14:15 часов на заседании совета по защите диссертаций Д 01.05.02 при ГНУ «ИНСТИТУТ ФИЗИКИ имени Б. И. СТЕПАНОВА НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК БЕЛАРУСИ» по адресу: 220072, Республика Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68-2, тел. +375 17 2708059.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики НАН Беларуси.

Автореферат разослан «23» 01 2026 г..

Ученый секретарь совета
по защите диссертаций,
кандидат физико-математических наук

 Н.Д. Шайковская

ВВЕДЕНИЕ

Исследование распределений заряженных частиц в событиях мягких процессов квантовой хромодинамики (КХД) в протон-протонных (pp), протон-антипротонных ($p\bar{p}$) столкновениях позволяет изучить сильные взаимодействия при малых поперечных импульсах p_T (непертурбативная КХД). Теоретическое описание таких процессов невозможно при использовании непертурбативной КХД. Предсказания возможны при использовании феноменологических моделей, которые основаны на КХД. В области малых p_T взаимодействия заряженных частиц обычно описываются с помощью Монте-Карло генераторов событий, которые основаны на этих моделях. Полученные данные служат для фиксирования свободных параметров моделей и позволяют лучше понять динамику частиц.

Процессы с малым p_T , которые возникают в пайлап¹ событиях, могут влиять на топологию событий, включающих и взаимодействия при высоких p_T . Понимание мягких процессов важно как само по себе, так и для уменьшения систематических погрешностей при измерении эффектов при больших p_T . Точное описание сильных взаимодействий при малых p_T важно при моделировании протон-протонных и протон-антипротонных взаимодействий, а также эффектов пайлап событий.

Понимание мягких КХД взаимодействий влияет на точные измерения эффектов при высоких p_T и на поиск новой физики, позволяет изучать сильные взаимодействия в непертурбативном режиме КХД. Результаты исследований мягких процессов также используются для настройки Монте-Карло генератора. Описание мягких КХД процессов важно при симуляции сопутствующих² событий с множественными партонными взаимодействиями (MPI) и излучения глюонов в начальном и конечном состояниях (ISR, FSR). Важным примером процесса, который определяется описанием мягкой КХД, является адронизация. Для данного процесса нет единого подхода, в котором описывается диапазон низких p_T , поэтому существуют различные модели, которые пытаются описать его с помощью экспериментальных данных. Множество измерений, проводимых на Большом Адронном Коллайдере (БАК), затрагивают область мягких процессов и фактически во всех экспериментах на БАК проводятся измерения эффектов мягкой КХД.

События с малым переданным импульсом (minimum-bias, MB) используются для изучения мягких КХД процессов. MB события являются неупругими событиями, которые отобраны MB триггером и имеют наименьшее возможное отклонение или малый поперечный импульс треков. MB события включают

¹Пайлап (pile-up) события — это события от столкновений в том же пересечении сгустков частиц в коллайдере, что и регистрируемое событие. Такие события возникают при больших светимостях коллайдера.

²Сопутствующее событие (underlying event) — событие с частицами, которые появились от дополнительных партонных взаимодействий при наличии лидирующего жесткого взаимодействия.

в себя недифракционные (ND), однократные дифракционные (SD) и двукратные дифракционные (DD) процессы. Для более подробного изучения свойств частиц в МВ событиях результаты получают для различных множественностей и кинематических областей, которые называются «фазовыми пространствами».

Измерения распределений заряженных частиц с помощью детектора ATLAS при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 0.9, 2.36, 7, 8, 9$ и 13 ТэВ были сделаны в области псевдобыстроты (η) $|\eta| < 2.5$ и для выборки событий с количеством первичных заряженных частиц (n_{ch}) большим или равным 2 при критерии на поперечный импульс частиц $p_T > 100$ МэВ. Для множественностей $n_{\text{ch}} > 1, 6, 20, 50$ применялся критерий $p_T > 500$ МэВ. Также в ATLAS изучались распределения поперечных импульсов в взаимодействиях pp и $Pb + Pb$ при энергии 2.76 ТэВ, для pp и $p + Pb$ взаимодействий при энергии 5.02 ТэВ в диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 2$ для частиц с поперечными импульсами $p_T > 500$ МэВ и $p_T > 4000$ МэВ соответственно, а также с $p_T \gtrsim 200$ ГэВ.

Распределения заряженных частиц изучались коллаборациями ALICE, CMS, CMS и TOTEM, LHCb, LHCf и TOTEM.

Аналогичные измерения, направленные на исследование сильных взаимодействий при низких p_T , проводились при низких энергиях, от $\sqrt{s} = 0.03$ до 0.9 ТэВ для столкновений e^+e^- и $p\bar{p}$. Исследования при низких p_T были проведены на ISR (CERN) коллаборациями АСНМ и ABCDHW с энергиями $\sqrt{s} = 0.0304, 0.0445, 0.026$ и 0.0622 ТэВ. Также исследования проводились в $p\bar{p}$ столкновениях на SPS (CERN) коллаборациями NA22, UA1, UA4 и UA5 при энергиях $\sqrt{s} = 0.022, 0.2, 0.54$ и 0.9 ТэВ.

Важные результаты по данной теме были также получены в исследованиях $p\bar{p}$ столкновений на ускорителе Tevatron (Fermilab) коллаборацией CDF при энергиях $\sqrt{s} = 0.63, 1.8$ и 1.96 ТэВ и коллаборацией E735 при энергиях $\sqrt{s} = 0.3, 0.54, 0.9$ и 1.8 ТэВ.

Гипотеза о том, что при очень больших энергиях функция плотности вероятности создания n частиц $P(n, \sqrt{s})$ в pp процессах должна быть масштабируема, была высказана в работах Полякова, Кобы, Нильсона и Олессона. Гипотеза о масштабируемости была названа КНО по первым буквам фамилий Кобы, Нильсона и Олессона. В основе гипотезы КНО лежит масштабируемость Фейнмана, в которой при асимптотически больших энергиях среднее число всех типов частиц растет логарифмически в зависимости от энергии в системе центра масс как $\langle n \rangle \propto \ln \sqrt{s}$.

Результаты изучения масштабируемости КНО с использованием данных, полученных коллаборацией ATLAS, представлены в работах [1; 2]. Масштабирование КНО также изучалось при энергиях БАК коллаборациями CMS и ALICE.

В экспериментах на БАК с помощью МВ событий изучаются сопутствующие события, корреляции Бозе-Эйнштейна (БЭК), неупругие сечения, струи, корреляции частиц, эффекты адронизации и пересоединения цвета. С использо-

ванием МВ событий в pp столкновениях в детекторе ATLAS были исследованы эффекты БЭК с одномерной параметризацией и изучен радиус источника коррелирующих адронов при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 7$ ТэВ [3], а также при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [4].

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Связь работы с научными программами (проектами), темами

Работа выполнена в рамках научной программы Конвергенция 2025, 2.1.01, подпрограммы «Микромир, плазма и Вселенная», задания 2.2.01, НИР 1 — «Физика частиц и ядерная спектроскопия в широком диапазоне энергий. Обработка новых данных, полученных на современных ускорительных установках и в космических лучах, выработка предложений для новых экспериментальных проектов. Математические методы для моделирования проблем современной физики и астрофизики» и проектов «ATLAS Множественность 22», «ATLAS Множественность 23».

Тема диссертации соответствует следующим приоритетным направлениям научной, научно-технической и инновационной деятельности на 2021 – 2025 годы (Указ президента Республики Беларусь от 07.05.2020 № 156), пункту 1: Цифровые информационно-коммуникационные и междисциплинарные технологии, основанные на них производства: физика фундаментальных взаимодействий микро- и макромира, зарождающиеся технологии (квантовые, когнитивные, нейроцифровые, антропоморфные).

Цель и задачи исследования

Цель диссертационного исследования — изучить распределения заряженных частиц в мягких КХД процессах в протон-протонных взаимодействиях в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере. Изучить корреляции Бозе-Эйнштейна для заряженных адронов. Исследовать свойства модулей железо-сцинтилляционного адронного калориметра в пучках электронов.

В работе были поставлены следующие **задачи**:

1. Исследовать отклик модулей адронного калориметра ATLAS на пучки электронов. Вычислить электромагнитную калибровочную константу для преобразования сигнала калориметра в шкалу энергии. Экспериментально исследовать линейность и энергетическое разрешение калориметра.

2. Изучить множественные распределения заряженных частиц, полученных в протон-протонных столкновениях на установке ATLAS при энергии 13 ТэВ в кинематической области $|\eta| < 2.5$ и $p_T > 500$ МэВ. Провести сравнение полученных распределений с результатами симуляции Монте-Карло с различными моделями генераторов.

3. Провести сравнение распределений плотности вероятности множественности заряженных частиц в зависимости от нормированной множественности, а также с использованием масштабирования КНО для энергий

0.9–13 ТэВ с использованием результатов, полученных коллаборацией ATLAS. Изучить нормализованные моменты C_q для проверки масштабируемости КНО.

4. Провести детальное исследование двухчастичных Бозе-Эйнштейн корреляций в pp столкновениях при энергии 13 ТэВ для $p_T > 100$ МэВ, $p_T > 500$ МэВ и $|\eta| < 2.5$ с использованием триггера на минимальное отклонение и триггера на большую множественность в эксперименте ATLAS на БАК. Исследовать параметры Бозе-Эйнштейн корреляции, характеризующие радиус источника и силу корреляции частиц в зависимости от множественности заряженных частиц и среднего поперечного импульса пары частиц. Исследовать дважды-дифференциальные распределения по множественности заряженных частиц и среднему поперечному импульсу пары; выяснить, проявляется ли эффект насыщения радиуса источника БЭК в зависимости от множественности заряженных частиц в области большой множественности.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования являются мягкие КХД процессы в протон-протонных столкновениях, которые были записаны с помощью установки ATLAS, и свойства модулей адронного калориметра установки ATLAS.

Предметом исследования являются распределения заряженных частиц, а также их корреляции в мягких КХД процессах.

Научная новизна

Исследованы характеристики 11% серийных модулей железо-сцинтилляционного адронного калориметра с использованием пучков электронов на SPS (CERN). Получена электромагнитная калибровочная константа, изучены линейность и разрешение калориметра. Эти характеристики затем использовались для адронной калибровки и для получения физических данных.

Впервые исследованы распределения заряженных частиц при протон-протонных взаимодействиях с энергией 13 ТэВ в эксперименте ATLAS на БАК в кинематической области $p_T > 500$ МэВ и $|\eta| < 2.5$. Проведено сравнение результатов с предсказаниями различных Монте-Карло моделей.

Впервые проведен анализ распределений плотности вероятности множественности заряженных частиц, полученных в эксперименте ATLAS в диапазоне энергий 0.9–13 ТэВ. Показано, что распределения с нормировкой КНО имеют тенденцию к независимости от энергии при больших энергиях. Впервые установлено, что масштабируемость КНО выполняется для области, в которой нормированная средняя множественность больше единицы.

Проведено исследование двухчастичных Бозе-Эйнштейн корреляций в протон-протонных столкновениях при энергии 13 ТэВ. Параметры корреляции, характеризующие радиус источника и силу корреляции, исследованы в увеличенной кинематической области в зависимости от множественности заряженных частиц (до 300) и среднего поперечного импульса пары частиц (до 1.5 ГэВ). Впервые на большой статистике подтвержден эффект выполаживания зависимости параметра радиуса источника от множественности заряжен-

ных частиц в области большой множественности (более 100). Данный эффект открыт при анализе корреляций в дважды дифференциальных распределениях по множественности заряженных частиц и по среднему поперечному импульсу пары заряженных частиц.

Положения, выносимые на защиту

1. Результаты проведенной электромагнитной калибровки адронного калориметра установки ATLAS, основанной на облучении 11% модулей калориметра в пучках электронов SPS (CERN) с энергией 10–300 ГэВ, которые позволили определить электромагнитную калибровочную константу, равную 1.050 ± 0.003 пКл/ГэВ. В результате исследований отклика калориметра в пучках электронов определено энергетическое разрешение, которое составляет $\sigma/E = 28 \%/ \sqrt{E} \oplus 2.8 \%$ и линейность $\pm 3 \%$.

2. Результаты проведенного исследования распределений заряженных частиц, полученных в протон-протонных взаимодействиях с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ATLAS: распределение событий в зависимости от множественности заряженных частиц, поперечного импульса и псевдобыстроты, а также зависимость среднего поперечного момента импульса от множественности заряженных частиц, которые позволили сравнить экспериментальные данные с предсказаниями ряда Монте-Карло моделей. Показано, что модели EPOS и PYTHIA 8 A2 имеют лучшее описание данных.

3. Результаты исследования распределений множественности заряженных частиц для протон-протонных взаимодействий при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 2.36, 7, 8$ и 13 ТэВ на данных эксперимента ATLAS в зависимости от нормированной множественности заряженных частиц на среднюю множественность, которые показывают, что при сверхбольших энергиях от 7 до 13 ТэВ нормированные распределения по множественности имеют тенденцию к независимости от энергии, то есть выполняется масштабированность. Впервые установлено, что масштабированность выполняется в широкой области по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$ и при множественностях, для которых нормированная средняя множественность больше единицы.

4. Результаты исследования двухчастичных Бозе-Эйнштейн корреляций в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ATLAS, которые позволили изучить параметры Бозе-Эйнштейн корреляции, характеризующие радиус источника и силу корреляции частиц в расширенной кинематической области в зависимости от множественности заряженных частиц (до 300) и среднего поперечного импульса пары частиц (до 1.5 ГэВ). Впервые получены результаты исследования дважды дифференциальных распределений по множественности заряженных частиц и поперечному импульсу пары частиц. Впервые на большой статистике установлен эффект выполаживания радиуса источника БЭК в зависимости от множественности заряженных частиц в области сверхвысоких множественностей заряженных частиц (от 100 до 300).

Апробация диссертации и информация об использовании ее результатов

Представленные в диссертации результаты докладывались на семинарах Центра «Фундаментальные взаимодействия и астрофизика» ИФ НАН Беларуси, Научно-экспериментального отдела множественных адронных процессов Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова (ЛЯП) ОИЯИ, на общелабораторных семинарах ЛЯП ОИЯИ (Дубна), на семинарах и конференциях коллаборации ATLAS (ЦЕРН, Женева), на физическом семинаре университета им. Яна Коменского (Братислава, Словакия), Института физических проблем БГУ. Научные результаты докладывались на ряде международных конференций: XLV International Symposium on Multiparticle Dynamics (2015, Wildbad Kreuth, Germany), V International Conference «Engineering of Scintillation Materials and Radiation Technologies» (2016, Minsk, Belarus), The 24th Low-x Meeting (2016, Károly Róbert College, Gyöngyös, Hungary), «New Trends in High-Energy Physics» (2016, Budva, Becici, Montenegro), Standard Model (2017, Thessaloniki, Greece), 19-th Small Triangle Meeting (2017, Medzilaborce, Slovakia), «LHC Days in Belarus» (2017, INP at BSU Minsk, Belarus), Сессия РАН (2017, Баксан, Россия), «LHC Days in Belarus» (2018, INP at BSU, Minsk, Belarus), 20th Small Triangle Meeting (2018, Ptičie, Slovakia), 21th Small Triangle Meeting (2019, Spiš, Slovakia), XXVI Cracow Epiphany Conference «LHC Physics: Standard Model and Beyond» (2020, Cracow, Poland), 12th International workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (2021, LIP Lisbon, Portugal), 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics, ICPPA-2022 (2022, Moscow, Russia), VII Конгресс физиков Беларуси (2023, Минск, Беларусь), XXV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics» (2023, ОИЯИ, Дубна), «Актуальные проблемы физики микромира» (2023, Минск, Беларусь), «Нелинейные явления в сложных системах» (2024, Минск, Беларусь).

Личный вклад соискателя научной степени

Общее направление исследований диссертационной работы было определено научным руководителем. Задачи ставились научным руководителем. Соискателем были разработаны программные средства для решения поставленных задач и проведен анализ данных. В работе [5] соискатель принимал участие в обработке данных для калибровки адронного калориметра. Работы по статье [6] были выполнены в рамках коллаборации ATLAS, для выполнения части работ соискателем были проведены необходимые исследования. В рамках работ [1; 2; 4] соискатель самостоятельно разработал пакет программ с использованием среды ROOT для первичной обработки данных, анализа и отображения результатов.

Опубликованность результатов диссертации

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 14 работах, 6 из которых — статьи в рецензируемых международных журналах, 8 — препринты.

Структура и объем диссертации

Диссертационное исследование включает в себя оглавление, перечень сокращений и обозначений, введение, общую характеристику работы, пять глав (включая разделы и подразделы), заключение и библиографический список. Работа изложена на 116 страницах, содержит 41 рисунок и 8 таблиц. Библиографический список состоит из списка использованных источников, включающего 186 наименований и списка публикаций соискателя, включающего 14 работ.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ

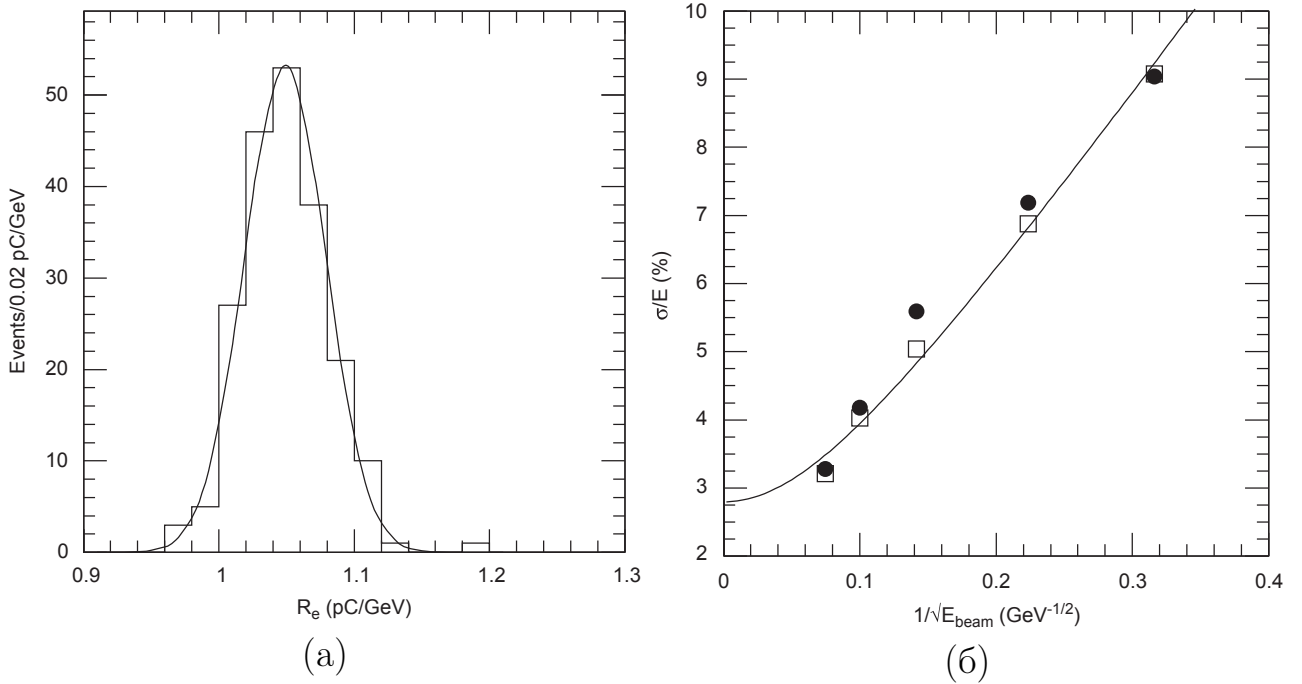
Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертационной работы, приводится обзор научной литературы, формулируется цель, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В **главе 1** приводится краткое описание установки ATLAS и части входящих в ее состав детекторов. Дается краткое описание триггерной системы установки.

В **главе 2** описана методика и представлены результаты электромагнитной калибровки железо-сцинтилляционного адронного калориметра установки ATLAS. В начале главы дается описание установки для тестовых исследований и схемы облучения модулей. Приведен обзор электроники модулей, которая отвечает за считывание сигналов и их обработку. Описаны методы реконструкции энергии из сигналов электроники модулей: метод плоского фильтра, метод фитирования и метод оптимального фильтра.

Для изучения отклика на электроны отбираются события с одиночной частицей, а также проводится разделение частиц для отбора электронов. Из-за периодичной структуры детектора проводится коррекция сигнала в зависимости от координаты падения частиц. Представлено сравнение методов восстановления сигналов. Для получения электромагнитной калибровочной константы использовались данные, полученные при облучении тестовым пучком с энергиями от 20 до 180 ГэВ с углом падения частицы к фронтальной поверхности калориметра $\Theta_{ТВ} = 20^\circ$. Результаты анализа по сути являются характеристиками ячеек первого слоя, так как в данном диапазоне энергий электронный ливень редко достигает следующего слоя. Исследовались данные от трех центральных и пяти периферийных модулей.

Распределение калибровочных констант для модулей показано на рисунке 1(а). Среднее значение калибровочной константы составляет 1.050 ± 0.003 пКл/ГэВ. Данное значение принято как электромагнитная



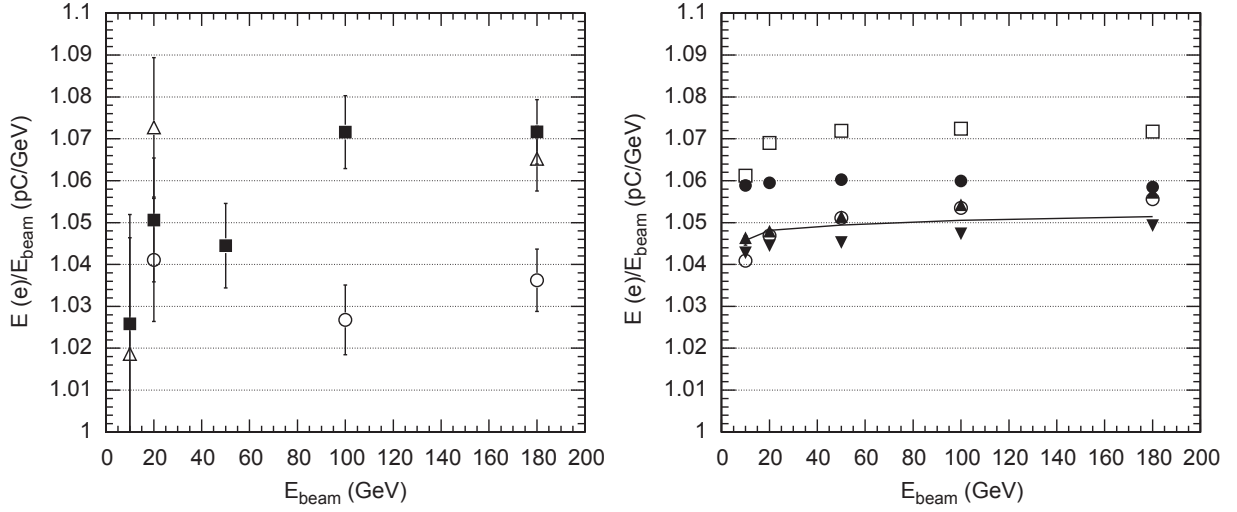
(а) Отклик ячеек на электроны при $\Theta_{TB} = 20^\circ$. Среднее значение составляет 1.050 ± 0.003 пКл/ГэВ, среднеквадратичное отклонение — 2.4. Показаны данные откликов ячеек слоя А при различных энергиях пучка [5, с. 377]. (б) Энергетическое разрешение для электронов при $\Theta_{TB} = 20^\circ$. Разрешение, полученное методом плоского фильтра, обозначено сплошными кругами, методом фитирования — пустыми квадратами. Минимизация проводилась на данных метода фитирования с использованием формулы (1) [5, с. 379].

Рисунок 1 — Отклик ячеек при и энергетическое разрешение для электронов при $\Theta_{TB} = 20^\circ$

калибровочная константа для калориметра. Разброс отклика ячеек составляет $2.4 \pm 0.1\%$.

Линейность электромагнитного отклика оценена при помощи отношения сигнала (в пКл) к энергии пучка (в ГэВ) во всей области энергий электронных пучков. Полученный результат показан на левой панели рисунка 2 для трех различных центральных модулей для области энергий 10–180 ГэВ ($\Theta_{TB} = 90^\circ$). При получении данных результатов особое внимание было уделено точному измерению энергии электронного пучка. Энергия вычислялась при использовании текущих настроек пучковых магнитов и коллиматоров, а также с учетом потерь пучка на тормозное излучение перед калориметром при каждой энергии пучка. Разница с номинальной энергией пучка не превышала 0.5%.

Коррекция на потери энергии во фронтальной железной пластине калориметра (ее толщина 1 см или $0.6X_0$) не проводилась. Тем не менее, это вещество было учтено при описании калориметра в Монте-Карло симуляции. Влияние этого вещества на отклик калориметра показывает линия на правой панели рисунка 2. Представлен результат симуляции Монте-Карло, индивидуальные отклики сцинтилляторных пластин модуля JINR-55 были внесены в программу симуляции. На рисунке представлен отклик для пяти точек вхождения пучка, которые отличаются периодом (18 мм) по оси Z. На рисунке также показана ли-



Слева показано отношение сигнала к энергии пучка для трех различных центральных модулей. В показанные погрешности включены ошибки калибровки [5, с. 375], а также систематические погрешности энергии пучка. Справа — отношение сигнала к энергии пучка для всех пластин в серийном модуле. Различные символы соответствуют пяти различным точкам падения пучка, с интервалом в один период. Сплошная линия соответствует отклику калориметра при отсутствии локальных различий в отклике ячеек.

Рисунок 2 — Линейность отклика на электроны при $\eta = -0.35$ ($\Theta_{TB} = 20^\circ$)

нейность для идеального модуля, где все пластины дают одинаковый отклик. Отклонение составляет $\pm 3\%$ от линейного поведения отклика на электроны. Эти отклонения происходят главным образом из-за разницы материалов в пластинах сцинтилляторов.

Изучение энергетического разрешения для электронов важно для понимания характеристик калориметра. В частности, стохастический член в параметризации разрешения как функции от энергии дает нижний предел для такого же члена при измерении разрешения для адронов, а константный член должен согласовываться с измеренной вариацией в отклике ячеек. Было проведено измерение для двух методов, плоского фильтра и фитирования. Результаты при $\Theta_{TB} = 20^\circ$ показаны на рисунке 1(б). Результат для метода фитирования такой же или лучше, если сравнивать с результатом для плоского фильтра. Наибольшая разница видна в области средних энергий. Такое поведение ожидаемо, так как в области происходит переход от каналов с высоким усилением к каналам с низким усилением. При этом в электронике будут появляться сигналы чуть выше минимального порога, а разрешение, при использовании метода плоского фильтра, ухудшается при малых сигналах. Энергетическое разрешение параметризуется как зависимость от энергии следующим образом:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b, \quad (1)$$

где символ \oplus означает квадратичную сумму. Результат, показанный на рисунке 1(б), был получен на результатах метода фитирования. Получено значение

следующих параметров: $a = 28\% \text{ ГэВ}^{-1/2}$, $b = 2.8\%$. Значение константы согласуется со значением локальной вариации отклика модулей.

Глава 3 посвящена исследованию множественных распределений в протон-протонных взаимодействиях при энергии 13 ТэВ. Изучены инклюзивные распределения первичных заряженных частиц в протон-протонных столкновениях при энергии пучков 13 ТэВ с использованием данных, полученных на установке ATLAS. Полная светимость составляет примерно 170 мкб^{-1} . Инклюзивность в данном случае означает, что в распределения включены все процессы протон-протонных взаимодействий без коррекции на определенные процессы. Распределения строились с использованием первичных заряженных частиц с учетом коррекции на эффекты детектора в кинематической области, где треки от частиц могут быть измерены с достаточной точностью. Первичные заряженные частицы определены как заряженные частицы с временем жизни $\tau > 300 \text{ пс}$, которые непосредственно родились или от протон-протонного взаимодействия или от частиц с временем жизни $\tau < 30 \text{ пс}$. Частицы, которые родились от распада частиц с $\tau > 30 \text{ пс}$, называются вторичными и исключаются из анализа. Все первичные заряженные частицы должны удовлетворять критерию на поперечную компоненту импульса p_T , которая перпендикулярна направлению пучка. Частица должна иметь поперечный импульс больший чем 500 МэВ, а также иметь абсолютное значение псевдобыстроты $|\eta|$ меньше 2.5. В каждом событии должна быть как минимум одна первичная заряженная частица. Используя эти события, строятся следующие распределения:

$$\frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta}, \quad \frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{1}{2\pi p_T} \cdot \frac{d^2 N_{\text{ch}}}{d\eta dp_T}, \quad \text{и} \quad \frac{1}{N_{\text{ev}}} \cdot \frac{dN_{\text{ev}}}{dn_{\text{ch}}}$$

а также среднее значение p_T ($\langle p_T \rangle$) первичных заряженных частиц в зависимости от множественности заряженных частиц в событии, n_{ch} . N_{ev} — это количество событий с $n_{\text{ch}} \geq 1$, N_{ch} — общее количество первичных заряженных частиц в наборе данных.

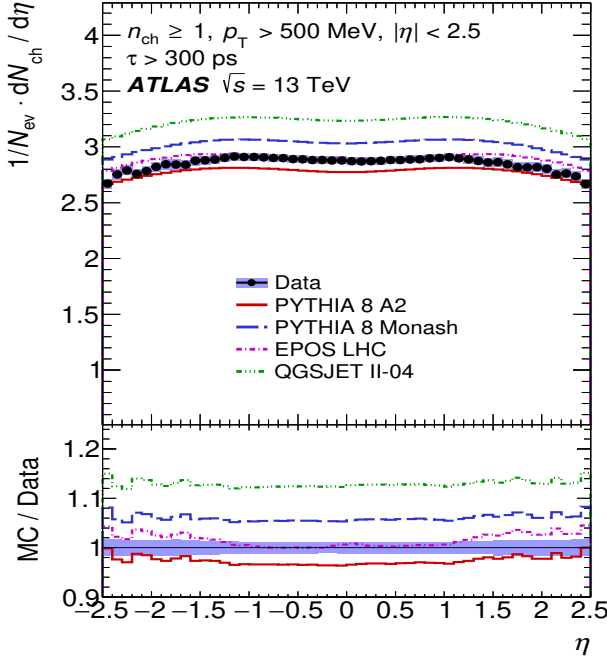
Приводится описание используемых моделей Монте-Карло генераторов и особенностей отбора событий и треков для анализа. Изучается влияние фоновых событий, событий от дополнительных столкновений в тех же сгустках частиц (пайлап), а также влияние треков от вторичных частиц. Для коррекции распределений на эффекты детектора изучались эффективности отбора событий и треков, а также источники систематических погрешностей.

Распределения с коррекциями для первичных заряженных частиц для событий с $n_{\text{ch}} \geq 1$ в кинематическом диапазоне $p_T > 500 \text{ МэВ}$ и $|\eta| < 2.5$ показаны на рисунке 3. Почти во всех диапазонах распределений основной вклад в погрешность вносит систематическая погрешность эффективности реконструкции треков. Результаты были сравнены с предсказанием Монте-Карло моделей с различными настройками. Измеренные распределения представлены как инклюзивные откорректированные распределения, которые минимально зависят

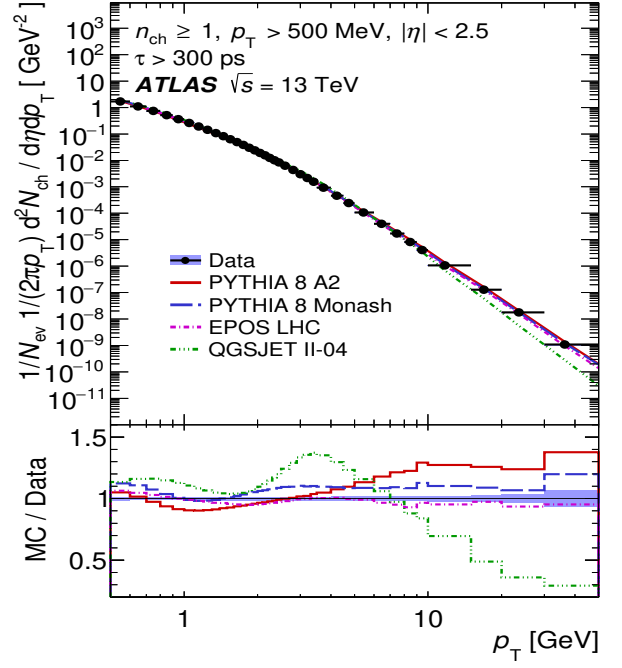
от используемых Монте-Карло моделей, что позволило корректно сравнить распределения с предсказаниями моделей.

На рисунке 3(а) показано распределение множественности заряженных частиц в зависимости от псевдобыстроты. Средняя плотность частиц ведет себя как константа в области $|\eta| < 1.0$ и составляет около 2.9. При более высоких значениях $|\eta|$ она убывает. Генератор EPOS описывает данные в области $|\eta| < 1.0$, но показывает немного большую множественность в области больших $|\eta|$. Модели QGSJET-II и PYTHIA 8 MONASH завышают множественность на 15% и 5% соответственно. Модель PYTHIA 8 A2 предсказывает меньшую на 3% множественность в центральном регионе, но при этом хорошо описывает данные в периферийных областях. На рисунке 3(б) представлено распределение поперечных импульсов заряженных частиц. Генератор EPOS хорошо описывает весь спектр p_T данных. Генераторы PYTHIA 8 неплохо согласуются с данными, но результаты симуляции лежат немного выше при больших p_T . Генератор QGSJET-II дает плохое описание во всем диапазоне, показывая завышенные значения в области малых p_T и заниженные в области больших p_T .

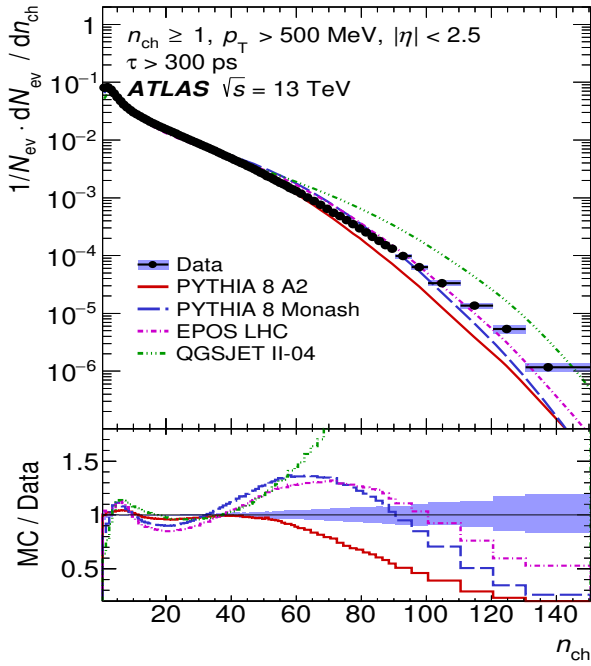
Распределение множественности заряженных частиц показано на рисунке 3(в). На область с большими n_{ch} существенно влияют события с множественными мультипартонными взаимодействиями. Генератор PYTHIA 8 A2 описывает данные в области $n_{ch} > 50$, но при этом занижает количество событий в области больших n_{ch} . Генераторы PYTHIA 8 MONASH, EPOS и QGSJET-II неплохо описывают поведение данных в области $n_{ch} > 30$, но завышают количество событий в середине диапазона по n_{ch} , при этом PYTHIA 8 A2 и MONASH показывают меньшее число событий в области $n_{ch} > 100$, а предсказания QGSJET-II находятся выше значений данных. На рисунке 3(г) показано распределение среднего поперечного импульса в зависимости от множественности заряженных частиц. Средний поперечный импульс растет с n_{ch} с 0.8 до 1.2 ГэВ. Этот рост просходит из-за эффекта цветовой когерентности в плотном партоном окружении и моделируется механизмом цветовой переключения в PYTHIA 8 или моделью гидродинамической эволюции в EPOS. Если в области большой множественности предполагается доминирование событий с множеством мультипартонных взаимодействий, то $\langle p_T \rangle$ без эффекта цветовой когерентности практически не зависит от n_{ch} . Включение эффекта цветовой когерентности приводит к появлению меньшего количества дополнительных частиц на каждое мультипартонное взаимодействие, что эквивалентно большему p_T , который делится на генерируемые адроны. Генератор EPOS предсказывает немного меньшую величину $\langle p_T \rangle$, но при этом хорошо описывает зависимость от n_{ch} . Обе настройки генератора PYTHIA 8 предсказывают более крутое повышение $\langle p_T \rangle$ в зависимости от n_{ch} , чем наблюдается в данных, при этом предсказываются более низкие значения в области с малыми множественностями и более высокие в области больших множественностей. Генератор QGSJET-II



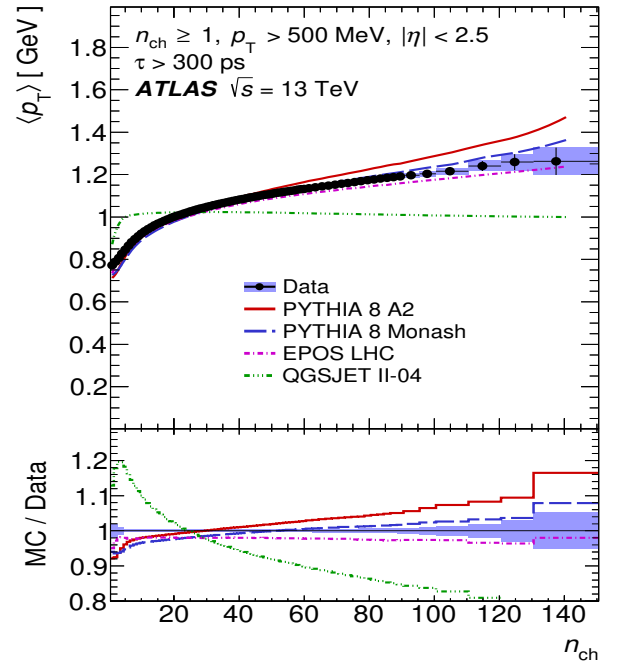
(a)



(б)



(в)



(г)

Распределения множественности заряженных частиц как зависимость от (а) псевдобыстро-
ты η и (б) поперечного импульса p_T . Распределение множественности (n_{ch}) (в) и среднего
поперечного импульса ($\langle p_T \rangle$) как функция от n_{ch} (г). В анализе использовались события с
 $n_{ch} \geq 1$ и треки в кинематической области $p_T > 500$ МэВ и $|\eta| < 2.5$. Вертикальные ли-
нии соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей
На нижней панели каждого рисунка показано отношение значений полученных из Монте-
Карло симуляции к данным [6, с. 14].

Рисунок 3 — Распределения заряженных частиц

демонстрирует слабую зависимость $\langle p_T \rangle$ от n_{ch} в области ~ 1 ГэВ, что объяс-
няется отсутствием в модели эффекта цветовой когерентности.

В целом, генераторы EPOS и PYTHIA 8 с обеими настройками наиболее точно описывают данные, при этом EPOS наилучшим образом описывает распределения η и p_T , а распределение $\langle p_T \rangle$ в зависимости от n_{ch} лучше описывается PYTHIA 8 A2 в области малых и средних множественностей. Генератор QGSJET-II имеет плохое описание данных.

В **главе 4** приводятся результаты сравнения распределений плотности вероятности множественности при различных энергиях с использованием шкалы средней множественности, а также при использовании КНО масштабирования. Использовались распределения, полученные коллаборацией ATLAS для энергий 0.9–13 ТэВ для треков с абсолютным значением псевдобыстроты менее 2.5 и критериями на поперечный импульс трека $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ. Для этого проводилось уточнение значений средней множественности для различных энергий для двух кинематических областей.

$$z = \frac{n_{\text{ch}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}})}{\langle n_{\text{ch}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}}) \rangle}. \quad (2)$$

В рамках данного допущения плотности вероятности распределения множественности $P(n, \sqrt{s})$ представляется в виде

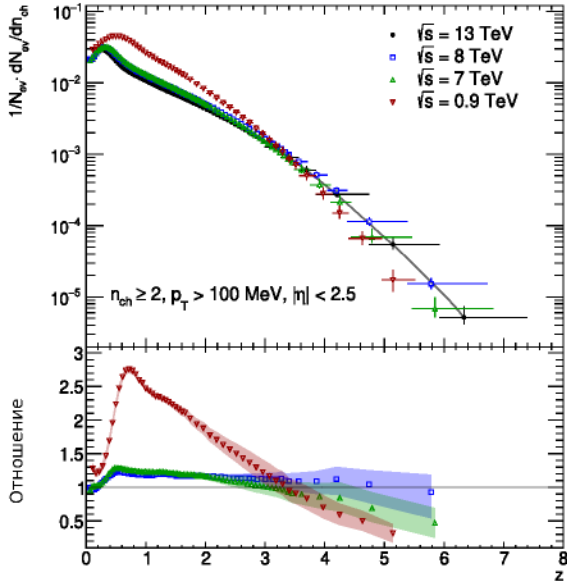
$$P(n, \sqrt{s}) = \frac{1}{\langle n(\sqrt{s}) \rangle} \Psi(z) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{\langle n(\sqrt{s}) \rangle^2}\right), \quad (3)$$

где $\langle n(\sqrt{s}) \rangle$ — средняя множественность заряженных частиц при данной энергии, $\Psi(z)$ — распределение заряженных частиц как функция нормированной множественности z .

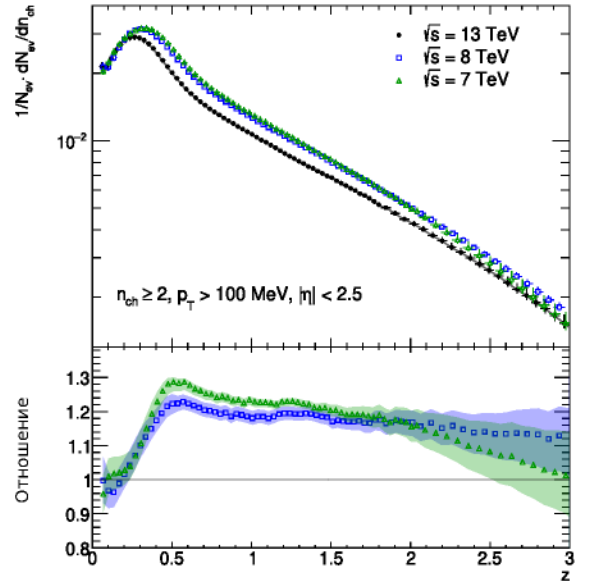
Для проверки гипотезы о масштабируемости КНО использовалось следующая зависимость от энергии \sqrt{s} и кинематической области p_T^{min} :

$$\Psi(z, \sqrt{s}) = \langle n_{\text{ch}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}}) \rangle \cdot P(n_{\text{ch}}, \sqrt{s}, p_T^{\text{min}}) = \frac{\langle n_{\text{ch}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}}) \rangle}{N_{\text{ev}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}})} \cdot \frac{dN_{\text{ev}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}})}{dn_{\text{ch}}}. \quad (4)$$

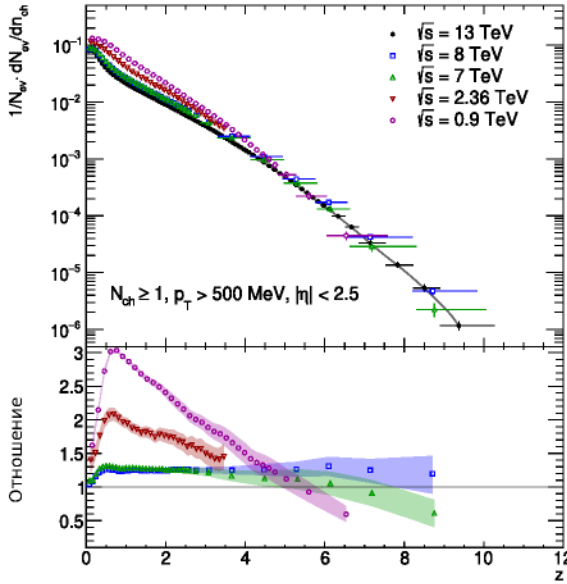
На рисунке 4 представлено сравнение распределений множественности заряженных частиц как функций от нормированной множественности z (2) для событий с $n_{\text{ch}} \geq 2$ при $p_T > 100$ МэВ, и $n_{\text{ch}} \geq 1$ при $p_T > 500$ МэВ при $|\eta| < 2.5$, соответственно. Исходные распределения были получены для энергий \sqrt{s} от 0.9 до 13 ТэВ коллаборацией ATLAS. На нижних панелях в рисунках 4 представлены отношения распределений заряженных частиц при энергиях 0.9–8 ТэВ к аналогичным распределениям при 13 ТэВ. Точки в данных отношениях были получены путем деления значения для каждой точки при меньших энергиях к результату интерполяции для данного z при 13 ТэВ, так как разбивка по интервалам отличается для различных энергий. На рисунках 4(б) и 4(г) показаны распределения для $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ и диапазоном $z \leq 3$ при критериях $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ соответственно. Распределения для энергий



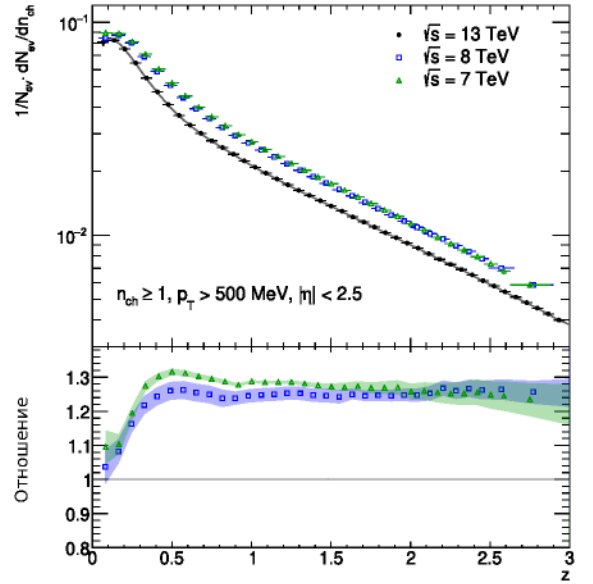
(a)



(б)



(в)

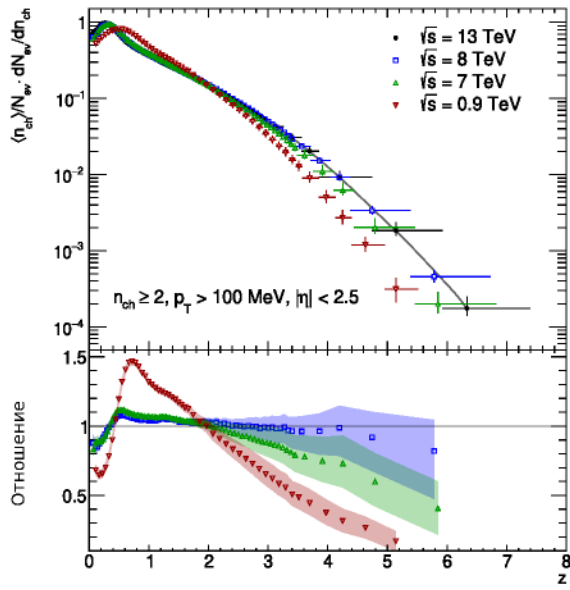


(г)

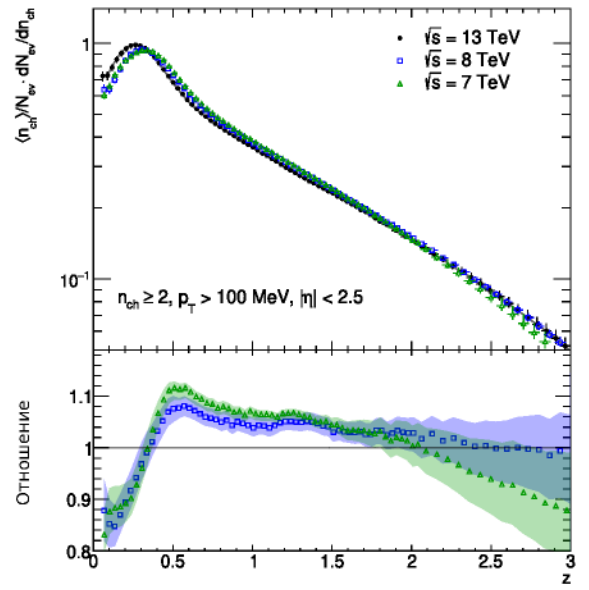
Верхняя панель: Распределения плотности вероятности множественности первичных заряженных частиц как функции нормированной множественности z (2) для событий в кинематической области $n_{ch} \geq 2$, $p_T > 100$ МэВ (а,б), $n_{ch} \geq 1$, $p_T > 500$ МэВ (в,г) и $|\eta| < 2.5$, измеренных при энергиях 0.9, 2.36, 7, 8 и 13 ТэВ на установке ATLAS. Графики представлены (а,в) для всего диапазона множественностей и (б,г) для диапазона $z \leq 3$, более подробный вид для $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ. Серые кривые и области соответствуют результату интерполяции данных и погрешностей при энергии 13 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей. Нижняя панель: отношение распределений множественности к интерполяционной функции при 13 ТэВ. Сплошные области соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей [1, с. 5].

Рисунок 4 — Распределения плотности вероятности множественности первичных заряженных частиц как функции нормированной множественности

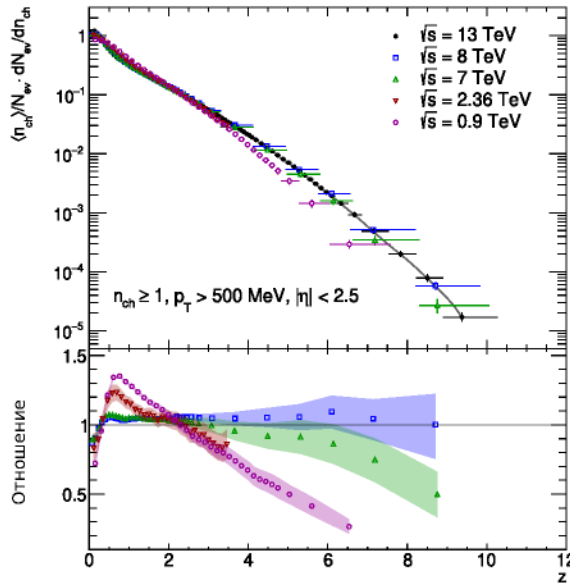
$\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в области $0.5 < z < 1.5$ хорошо согласуются в рамках ошибок.



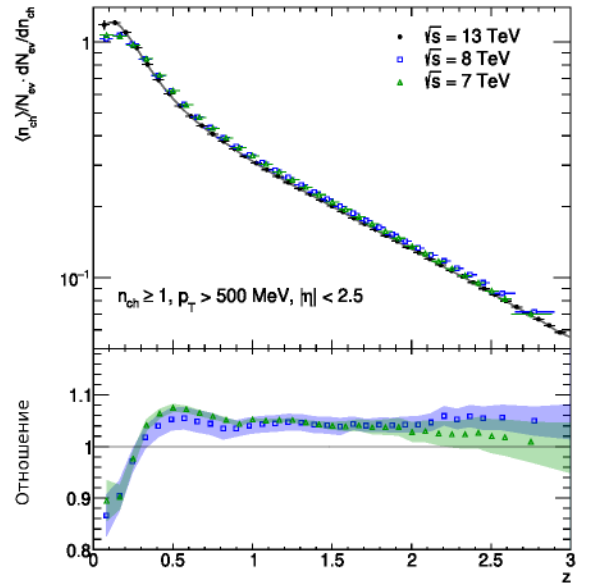
(а)



(б)



(в)



(г)

Верхняя панель: Распределения множественности первичных заряженных частиц после применения масштабирования КНО, как функции нормированной множественности z (2) для событий в кинематической области $n_{ch} \geq 2$, $p_T > 100$ МэВ (а,б), $n_{ch} \geq 1$, $p_T > 500$ МэВ (в,г) и $|\eta| < 2.5$, измеренных при энергиях 0.9, 7, 8 и 13 ТэВ на установке ATLAS. Графики представлены (а,в) для всего диапазона множественностей и (б,г) для диапазона $z \leq 3$, более подробный вид для $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ. Серые кривые и области соответствуют результату интерполяции данных и погрешностей при энергии 13 ТэВ. Вертикальные линии соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей. Нижняя панель: отношение распределений множественности к интерполяционной функции при 13 ТэВ. Сплошные области соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей [1, с. 7].

Рисунок 5 — Распределения множественности первичных заряженных частиц после применения масштабирования КНО

Распределения множественности при 8 ТэВ приблизительно на 20% больше, чем аналогичные распределения при 13 ТэВ в области $z < 3$.

Распределения плотности вероятности в виде КНО (4) и их отношения представлены на рисунке 5 для событий с критериями на трек $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ соответственно. Эти распределения аналогичны представленным ранее распределениям на рисунке 4, отличие состоит во введении коэффициента для вертикальной оси, который соответствует средней множественности для данной энергии и кинематического диапазона, $\langle n_{\text{ch}}(\sqrt{s}, p_T^{\text{min}}) \rangle$.

Исследование КНО распределений плотности вероятности при энергиях \sqrt{s} от 0.9 до 13 ТэВ показывает, что отклонение спектров КНО увеличивается с уменьшением энергии столкновений. Отношения распределений КНО в области при больших энергиях (8 ТэВ к 13 ТэВ) достигают максимума в +8% при $z \approx 0.5$ и минимума -15% при $z \approx 0.1$ для данных с критерием $p_T > 100$ МэВ (рисунок 5(б)). В случае критерия на трек $p_T > 500$ МэВ, максимальное отклонение равно +5% при $z \approx 0.5$ и минимальное -13% при $z \approx 0.1$ (рисунок 5(г)). На хвостах распределений, при больших множественностях, отношения согласуются в рамках ошибок с распределением КНО при энергии 13 ТэВ. На область малых множественностей ($z \lesssim 0.3$) существенное влияние оказывают события с однократными и двукратными дифракционными процессами. Топология таких событий существенно отличается от недифракционных процессов. Возможно, негативное отклонение в отношениях распределений при малых множественностях появляется из-за влияния дифракционных процессов.

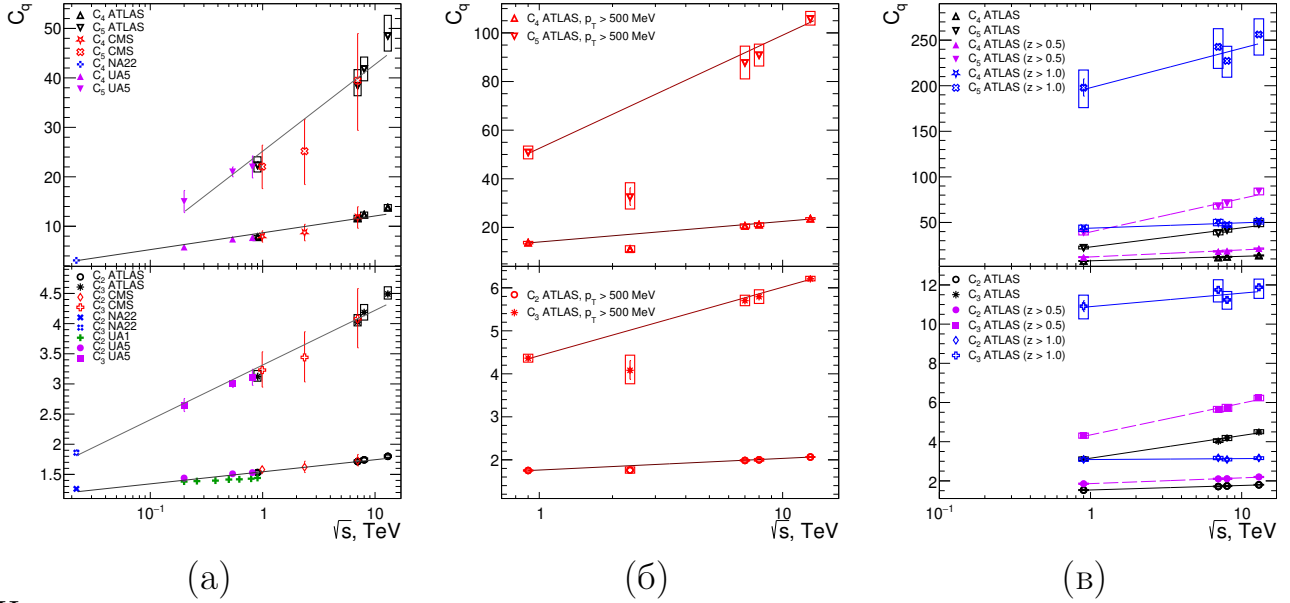
Распределения множественности с нормировкой КНО имеют тенденцию к независимости от энергии: при энергиях $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ и критерии на трек $p_T > 100$ МэВ разница распределений не выходит за пределы области от -15% до +8% в области $z \lesssim 2$, при $z \gtrsim 2$ распределения совпадают в рамках ошибок (рисунок 5(б)). Для тех же энергий и критерия на трек $p_T > 500$ МэВ разница при $z \gtrsim 3$ не выходит за диапазон от -13% до 5% и распределения совпадают в рамках ошибок при $z \gtrsim 3$ (рисунок 5(г)).

Для точного подтверждения гипотезы о масштабируемости КНО важно также изучить нормализованные моменты C_q распределений плотности вероятности множественности заряженных частиц:

$$C_q(\sqrt{s}) = \frac{\langle n^q(\sqrt{s}) \rangle}{\langle n(\sqrt{s}) \rangle^q}, \quad (5)$$

где q является порядком момента.

Моменты $C_q(\sqrt{s})$ являются интегральной характеристикой распределения плотности вероятности множественности заряженных частиц $P(n, \sqrt{s})$. Отсутствие зависимости от энергии $C_q(\sqrt{s})$ различных порядков указывает на наблюдение эффекта КНО масштабируемости. Исследование моментов $C_q(\sqrt{s})$ является важным дополнением к исследованию функции $\Psi(z)$ (формула (3)). Результаты анализа по проверке гипотезы о КНО масштабируемости представлены на рисунке 6 в виде набора моментов $C_q(\sqrt{s})$, полученных из распределений плотности вероятности множественности частиц эксперимента ATLAS,



Нормализованные моменты распределений плотности вероятности множественности заряженных частиц, $C_q(\sqrt{s})$ (5), полученных из результатов коллаборации ATLAS при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 2.36, 7, 8$ и 13 ТэВ для диапазона псевдобыстроты $|\eta| < 2.5$. (а) Сравнение с экспериментами CMS, а также с экспериментами при низких энергиях: NA22, UA1 и UA5. (б) Результаты с использованием данных ATLAS при $|\eta| < 2.5$, ($n_{\text{ch}} \geq 1$ и $p_T > 500$ МэВ). (в) Результаты ATLAS для событий с критериями $|\eta| < 2.5$, $n_{\text{ch}} \geq 2$, $p_T > 100$ МэВ. Дополнительно показаны результаты с критериями на нормированную множественность, $z > 0.5$ и $z > 1.0$. Моменты C_2 и C_3 показаны на нижней панели рисунка, моменты C_4 и C_5 представлены на верхней панели. Вертикальные линии соответствуют статистическим погрешностям, прямоугольники — систематическим. Представлены результаты фитирования зависимости $C_q(\sqrt{s})$ от $\lg \sqrt{s}$ (предполагается, что зависимость от этой величины является линейной). На рисунке (а) вертикальные линии, в случае других экспериментов, соответствуют квадратичной сумме статистических и систематических погрешностей [2, с. 3].

Рисунок 6 — Нормализованные моменты распределений плотности вероятности множественности заряженных частиц $C_q(\sqrt{s})$

а также результатов эксперимента CMS при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$, и 7 ТэВ, при низких энергиях эксперимента NA22, экспериментов UA1 и UA5. Значения моментов $C_q(\sqrt{s})$, которые были получены из данных ATLAS в кинематической области $|\eta| < 2.5$, $n_{\text{ch}} \geq 2$ и $p_T > 100$ МэВ, показан на рисунках 6(а) и (в) [2, с. 3]. Значения моментов $C_q(\sqrt{s})$ линейно растут с увеличением $\lg \sqrt{s}$ и описываются функцией

$$C_q(\sqrt{s}) = \alpha + \beta \lg(\sqrt{s}). \quad (6)$$

Результаты экспериментов ATLAS и CMS согласуются между собой в пределах ошибок (рисунок 6(а)). Значения моментов $C_q(\sqrt{s})$ при $q = 2, \dots, 5$ для всех экспериментов линейно растут с увеличением $\lg \sqrt{s}$, как показано на рисунке 6(а). Гипотеза о масштабируемости КНО требует, чтобы моменты $C_q(\sqrt{s})$ были независимы от энергии, поэтому можно заключить, что гипотеза о КНО масштабируемости не выполняется, по крайней мере для всей области нормированной множественности. На рисунке 6(б) показаны значения моментов

$C_q(\sqrt{s})$ для данных эксперимента ATLAS, полученных в кинематической области $|\eta| < 2.5$, $n_{\text{ch}} \geq 1$ и $p_T > 500$ МэВ. На рисунке 6(в) показаны моменты C_q для событий с кинематической областью $n_{\text{ch}} \geq 2$, $p_T > 100$ МэВ с дополнительными критериями $z > 0.5$ и $z > 1.0$, для того, чтобы убрать область, где большой вклад вносят события с однократными и двукратными дифракционными процессами.

В случае дополнительного критерия на z значения $C_q(\sqrt{s})$ систематически выше, чем без него. При использовании распределений множественности с $z > 1.0$, значения $C_q(\sqrt{s})$ при относительно больших энергиях ($\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ) не меняются в рамках ошибок (рисунок 6(в)). Можно заключить, что наблюдается независимость моментов $C_q(\sqrt{s})$ от энергии, следовательно, подтверждается гипотеза о масштабируемости КНО в данных условиях. Это согласуется с результатами исследования распределений множественности с нормировкой КНО при высоких энергиях.

В главе 5 изучаются двухчастичные Бозе-Эйнштейн корреляции в протон-протонных взаимодействиях при энергии 13 ТэВ на установке ATLAS. Корреляции Бозе-Эйнштейна наблюдаются при малых величинах квадрата разницы четырехимпульса Q^2 между двумя идентичными бозонами: $Q^2 = -(p_1 - p_2)^2 = M_{12}^2 - 4m^2$, где p_1 и p_2 — четырехимпульсы частиц, M_{12} — инвариантная масса пары частиц и m — масса частицы. Параметры БЭК измеряются с использованием двухчастичной корреляционной функции:

$$C_2(Q) = \rho(Q)/\rho_0(Q), \quad (7)$$

где $\rho(Q)$ — распределение пар с одинаково заряженными частицами в зависимости от Q , в котором предполагается, что все заряженные частицы являются пионами, и $\rho_0(Q)$ — опорное распределение, специально сконструированное таким образом, чтобы исключить эффект БЭК.

В данном анализе значение $\rho_0(Q)$ формируется из пар разнозаряженных частиц. Распределения $\rho(Q)$ и $\rho_0(Q)$ нормированы, таким образом, они являются функциями плотности распределения. Для того, чтобы компенсировать эффект в $\rho(Q)$, связанный с вкладом от резонансов (например, η , η' , ω , ρ , K^* , ϕ), корреляционная функция $C_2(Q)$ корректируется при делении на соответствующую ей функцию, полученную из Монте-Карло симуляции (такая функция учитывает присутствие резонансов, но не включает в себя эффекты БЭК):

$$R_2(Q) = \frac{C_2^{\text{data}}(Q)}{C_2^{\text{MC}}(Q)} = \frac{\rho^{\text{data}}(Q)}{\rho_0^{\text{data}}(Q)} \bigg/ \frac{\rho^{\text{MC}}(Q)}{\rho_0^{\text{MC}}(Q)}, \quad (8)$$

где $C_2^{\text{data}}(Q)$ и $C_2^{\text{MC}}(Q)$ — функции $C_2(Q)$, полученные из экспериментальных данных и Монте-Карло симуляции соответственно.

$R_2(Q)$ параметризуется следующим образом:

$$R_2(Q) = c_0[1 + \Omega(\lambda, QR)](1 + \varepsilon Q). \quad (9)$$

Эффект БЭК описывается функцией Ω с двумя параметрами: эффективный радиус (параметр R) и сила корреляции (параметр λ), которую также называют параметром некогерентности или хаотичности [4, с. 3]. Для полностью когерентной эмиссии идентичных бозонов $\lambda = 0$, тогда как для полностью некогерентной (хаотичной) эмиссии $\lambda = 1$.

Параметры БЭК определяются с использованием экспоненциальной функции

$$\Omega(\lambda, QR) = \lambda e^{-RQ}. \quad (10)$$

Параметры λ и R определяются при фитировании функцией (9) распределения $R_2(Q)$ в интервалах по множественности n_{ch} и поперечного импульса пары заряженных частиц k_T .

Для того, чтобы сравнить параметры БЭК с различными критериями на минимальный p_T трека, была введена специальная шкала множественности (аналогично формуле (2)):

$$m_{\text{ch}} \equiv n_{\text{ch}} / \langle n_{\text{ch}} \rangle \equiv n_{\text{ch}} / (5 \cdot \langle dn_{\text{ch}}/d\eta|_{|\eta| < 0.2} \rangle).$$

Параметры БЭК, $\lambda(m_{\text{ch}})$ и $R(m_{\text{ch}})$, для критериев $p_T > 100$ и 500 МэВ, показаны на рисунке 7. Для больших множественностей ($m_{\text{ch}} > 3.08$ для критерия $p_T > 100$ МэВ) параметр R перестает зависеть от множественности. Похожий эффект насыщения параметра БЭК R для большой множественности наблюдался в предыдущей работе ATLAS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [3, с. 6] и в результатах CMS при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Поведение параметра R для области $m_{\text{ch}} > 3.08$ описывается константой.

Было проведено сравнение результатов с результатами эксперимента CMS для зависимости радиуса от множественности, графики представлены на рисунке 7(г). Поведение параметра R в зависимости от множественности для двух экспериментов качественно похоже. Тем не менее, при малых множественностях наблюдается существенное различие.

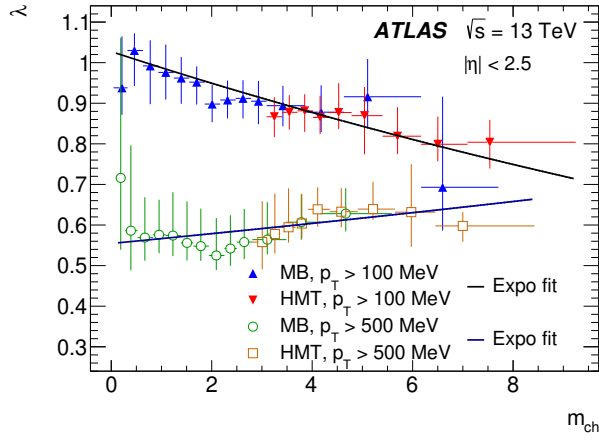
Распределения параметров БЭК изучались в зависимости от поперечного импульса пары k_T . Интервалы по k_T разбивают диапазон от 0.1 до 1.5 ГэВ так, чтобы иметь в каждом достаточную статистику. Экспериментальные зависимости $\lambda(k_T)$ и $R(k_T)$ для двух критериев по поперечному импульсу треков $p_T > 100$ и 500 МэВ представлены на рисунке 8. Значения параметров $\lambda(k_T)$ и $R(k_T)$ уменьшаются при росте k_T . Для параметризации $\lambda(k_T)$ в зависимости от k_T используется следующая функция:

$$\lambda(k_T) = \mu e^{-\nu k_T} \quad (11)$$

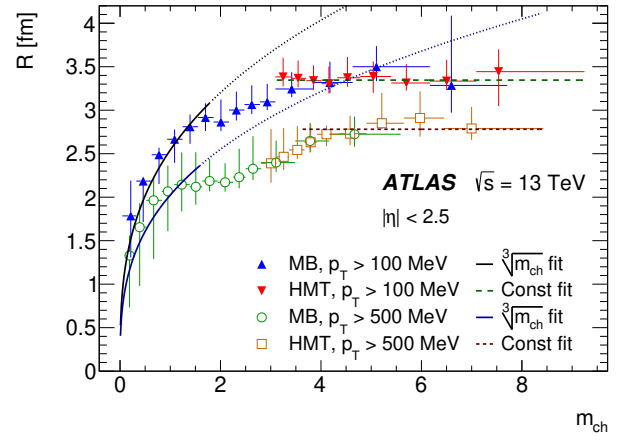
где μ и ν — свободные параметры. Параметр $R(k_T)$ имеет похожее описание:

$$R(k_T) = \xi e^{-\kappa k_T} \quad (12)$$

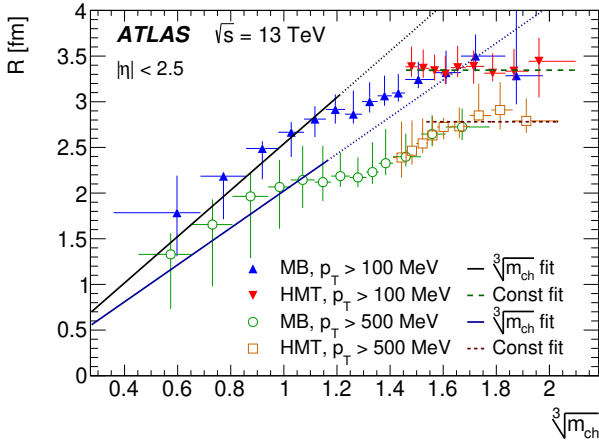
где ξ и κ — свободные параметры.



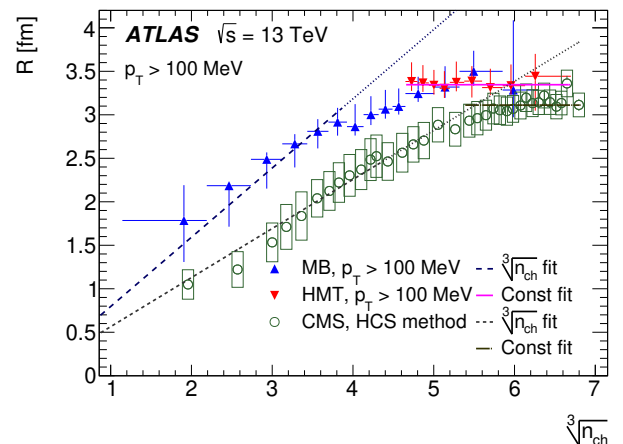
(a)



(б)



(в)

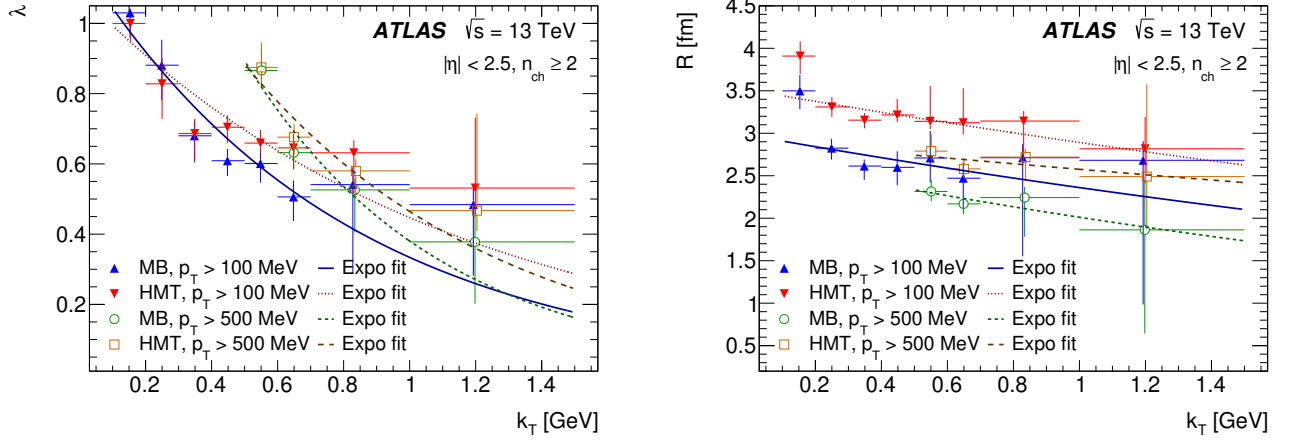


(г)

(а) Зависимость параметра силы корреляции $\lambda(m_{ch})$ от нормированной множественности m_{ch} , полученного из экспоненциального фита корреляционной функции $R_2(Q)$ для треков с $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ для событий с МВ и НМТ триггерами. (б) Зависимость параметра радиуса источника $R(m_{ch})$ от m_{ch} . (в) Зависимость $R(m_{ch})$ от $\sqrt[3]{m_{ch}}$. Погрешности, представленные на графиках, являются квадратичной суммой статистических и систематических погрешностей. Черные и синие сплошные линии на рисунке (а) соответствуют результату фитирования экспоненциальной функцией $\lambda(m_{ch})$ для $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ соответственно. Черные и синие сплошные линии на рисунке (б) отображают результат фитирования $R(m_{ch})$ для $\sqrt[3]{m_{ch}} < 1.2$ в случае $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ соответственно. Черные и синие пунктирные линии экстраполируют поведение сплошных черных и синих линий за пределы $\sqrt[3]{m_{ch}} > 1.2$. Зеленые и и коричневые штриховые линии показывают значение насыщения $R(m_{ch})$ для $\sqrt[3]{m_{ch}} > 1.45$ при $p_T > 100$ МэВ и для $\sqrt[3]{m_{ch}} > 1.6$ при $p_T > 500$ МэВ соответственно. (г) Результаты ATLAS и CMS полученные для радиуса источника R как зависимость от $\sqrt[3]{n_{ch}}$ в протон-протонных столкновениях при энергии 13 ТэВ [4, с. 16,27].

Рисунок 7 — Зависимость параметров силы корреляции λ и радиуса источника R от множественности n_{ch} и нормированной множественности m_{ch}

Также изучались двухмерные (дважды дифференциальные) зависимости от m_{ch} и k_T параметров БЭК корреляции λ и R и их параметризации. Поведение таких распределений, в целом, аналогичны поведению одномерных распределений [4, с. 18].



(a)

(б)

Зависимость от k_T параметров $\lambda(k_T)$ (а) и радиуса $R(k_T)$ (б), полученных из экспоненциального фита корреляционной функции $R_2(Q)$ для событий с множественностью $n_{\text{ch}} \geq 2$ и треками с поперечным импульсом $p_T > 100$ МэВ и $p_T > 500$ МэВ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ при использовании триггеров MB и HMT. Погрешности, представленные на рисунке, представляют собой квадратичную сумму статистических и систематических погрешностей. Линии показывают экспоненциальный фит зависимостей $\lambda(k_T)$ и $R(k_T)$ [4, с. 19].

Рисунок 8 — Зависимость параметров силы корреляции λ и радиуса источника R от среднего поперечного импульса пары k_T

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные научные результаты диссертации:

1. Проведена электромагнитная калибровка железо-сцинтилляционного адронного калориметра установки ATLAS на Большом адронном коллайдере, основанная на облучении 11 % модулей калориметра в пучках электронов с энергией 10–300 ГэВ, которая позволила определить электромагнитную калибровочную константу, равную 1.050 ± 0.003 пКл/ГэВ. В результате исследований отклика калориметра в пучках электронов получено энергетическое разрешение, которое составляет $\sigma/E = 28 \text{ \%}/\sqrt{E} \oplus 2.8 \text{ \%}$ и линейность $\pm 3 \text{ \%}$, что соответствует техническому заданию [5].

2. Исследованы распределения заряженных частиц, полученных при протон-протонных взаимодействиях с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с использованием триггера на минимальное отклонение и критерием на треки $p_T > 500$ МэВ и $|\eta| < 2.5$ на статистике $9 \cdot 10^6$ событий и интегральной светимостью 170 мкб^{-1} в эксперименте ATLAS: распределение событий в зависимости от множественности заряженных частиц, поперечного импульса и псевдобыстроты, а также зависимость среднего поперечного момента импульса от множественности заряженных частиц. Рассчитаны распределения заряженных частиц с использованием Монте-Карло моделей, и проведено сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями этих моделей [6].

3. Изучены распределения множественности заряженных частиц для энергий $\sqrt{s} = 0.9, 2.36, 7, 8$ и 13 ТэВ на данных эксперимента ATLAS в зависимости от нормированной множественности заряженных частиц на среднюю множественность. Показано, что при сверхбольших энергиях от 7 до 13 ТэВ нормированные распределения по множественности имеют тенденцию к независимости от энергии, то есть выполняется масштабируемость. Установлено, что масштабируемость выполняется в широкой области по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$ и при множественностях, для которых нормированная средняя множественность больше единицы [1; 2].

4. Проведено детальное исследование двухчастичных Бозе-Эйнштейн корреляций в протон-протонных столкновениях при энергии 13 ТэВ для треков с $p_T > 100$ МэВ, $p_T > 500$ МэВ при $|\eta| < 2.5$ с использованием триггера на минимальное отклонение (интегральная светимость 151 мкб $^{-1}$) и триггера на большую множественность (интегральная светимость 8.4 нб $^{-1}$) в эксперименте ATLAS. Параметры Бозе-Эйнштейн корреляции, характеризующие радиус источника и силу корреляции частиц, исследованы в расширенной кинематической области в зависимости от множественности заряженных частиц (до 300) и среднего поперечного импульса пары частиц (до 1.5 ГэВ). Впервые были получены результаты исследования дважды дифференциальных распределений по множественности заряженных частиц и поперечному импульсу пары частиц. На большой статистике установлен эффект выполаживания радиуса источника БЭК в зависимости от множественности заряженных частиц в области множественностей заряженных частиц от 100 до 300 [4].

Рекомендации по практическому использованию результатов

Результаты электромагнитной калибровки используются для адронной калибровки модулей, которая необходима для получения физических результатов. Распределения заряженных частиц, а также распределения с нормировками могут применяться для уточнения моделей и настройки алгоритмов Монте-Карло генераторов частиц. Результаты исследования корреляций будут использованы для построения теоретических моделей процессов адронизации.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ СОИСКАТЕЛЯ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ

Статьи в научных журналах:

1. Study of the KNO scaling in pp collisions at \sqrt{s} from 0.9 to 13 TeV using results of the ATLAS at the LHC / Y. Kulchitsky, P. Tsiareshka // Eur. Phys. J. C. – 2022. – Vol. 82, no. 5. – P. 462. – arXiv: [2202.06697](https://arxiv.org/abs/2202.06697) [[hep-ex](#)].
2. Moments of multiplicity distributions for KNO scaling study using the ATLAS results / Y. A. Kulchitsky, P. Tsiareshka // JHEP. – 2023. – Vol. 10. – P. 111. – arXiv: [2304.12047](https://arxiv.org/abs/2304.12047) [[hep-ex](#)].
3. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV measured with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2015. – Vol. 75, no. 10. – P. 466. – arXiv: [1502.07947](https://arxiv.org/abs/1502.07947) [[hep-ex](#)].
4. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV measured with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2022. – Vol. 82, no. 7. – P. 608. – arXiv: [2202.02218](https://arxiv.org/abs/2202.02218) [[hep-ex](#)].
5. Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter / P. Adragna [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. – 2009. – Vol. A606. – P. 362–394.
6. Charged-particle distributions in $\sqrt{s} = 13$ TeV pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. – 2016. – Vol. B758. – P. 67–88. – arXiv: [1602.01633](https://arxiv.org/abs/1602.01633) [[hep-ex](#)].

Препринты:

7. Electromagnetic Energy Calibration of the TILECAL Modules with the Flat Filter Method (July 2002 Test Beam Data) : tech. rep. / Y. Kulchitsky [et al.] ; CERN. – Geneva, 2005. – URL: <https://cds.cern.ch/record/832247>.
8. Electron Energy Resolution of the ATLAS TILECAL Modules with Flat Filter Method (July 2002 test beam) : tech. rep. / Y. Kulchitsky, P. Tsiareshka, V. Vinogradov ; CERN. – Geneva, 2005. – URL: <https://cds.cern.ch/record/832897>.
9. Energy Calibration of the TILECAL Modules with the Fit Filter Method (July 2002 Test Beam Data) : tech. rep. / Y. Kulchitsky, P. Tsiareshka, V. Vinogradov ; CERN. – Geneva, 2005. – URL: <https://cds.cern.ch/record/833664>.
10. Electron Energy Resolution of the ATLAS TILECAL Modules with Fit Filter Method (July 2002 test beam) : tech. rep. / Y. Kulchitsky, P. Tsiareshka, V. Vinogradov ; CERN. – Geneva, 2006. – URL: <https://cds.cern.ch/record/926184>.

11. Electromagnetic Cell Level Calibration for ATLAS Tile Calorimeter Modules : tech. rep. / Y. Kulchitsky [et al.] ; CERN. – Geneva, 2006. – URL: <https://cds.cern.ch/record/1004187>.
12. Calibration of ATLAS Tile Calorimeter at Electromagnetic Scale : tech. rep. / K. J. Anderson [et al.] ; CERN. – Geneva, 2008. – URL: <https://cds.cern.ch/record/1139228>.
13. Study of the Transition Effect with the ATLAS Tile Calorimeter : tech. rep. / Y. Budagov [et al.] ; CERN. – Geneva, 2006. – URL: <https://cds.cern.ch/record/960544>.
14. Artificial Neural Networks for reconstruction of energy losses in dead materials between barrel LAr and Tile calorimeters: exploration and results : tech. rep. / Y. Kulchitsky [et al.] ; CERN. – Geneva, 2008. – URL: <https://cds.cern.ch/record/1084200>.



РЕЗЮМЕ

Терешко Павел Владимирович

Исследование мягких процессов квантовой хромодинамики и корреляционных явлений в протон-протонных взаимодействиях в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере

Ключевые слова: корреляции Бозе-Эйнштейна, мягкие процессы КХД, масштабирование, распределения плотности вероятности множественности заряженных частиц, электромагнитная калибровка, адронный калориметр, ATLAS.

Объектами исследования являются мягкие процессы КХД, модули адронного калориметра.

Предметом исследования являются распределения заряженных частиц, корреляционные явления.

Цель исследования — изучить распределения заряженных частиц в мягких КХД процессах в протон-протонных взаимодействиях в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере. Изучить корреляции Бозе-Эйнштейна для заряженных частиц. Исследовать свойства модулей адронного калориметра в пучках электронов.

Полученные результаты и их новизна. Изучены свойства модулей адронного калориметра установки ATLAS с использованием электронных пучков. Получена электромагнитная калибровочная константа, энергетическое разрешение и линейность. Исследованы распределения заряженных частиц в протон-протонных взаимодействиях с энергией 13 ТэВ в эксперименте ATLAS. Проведен анализ распределений плотности вероятности множественности заряженных частиц полученных в эксперименте ATLAS в диапазоне энергий 0.9–13 ТэВ. Показано, что распределения с нормировкой имеют тенденцию к независимости от энергии при больших энергиях и масштабируемость выполняется для области, в которой нормированная средняя множественность больше единицы. Исследованы двухчастичные Бозе-Эйнштейн корреляции в протон-протонных столкновениях при энергии 13 ТэВ. Параметры корреляции, радиус источника и сила корреляции, исследованы в зависимости от множественности заряженных частиц и среднего поперечного импульса пары частиц. Подтвержден эффект выполаживания зависимости параметра радиуса источника корреляции от множественности в области большой множественности.

Рекомендации по использованию и область применения. Результаты электромагнитной калибровки используются для адронной калибровки модулей, которая необходима для получения физических результатов. Распределения заряженных частиц, а также распределения с нормировками могут применяться для уточнения моделей и настройки алгоритмов Монте-Карло генераторов частиц. Результаты исследования корреляций будут использованы для построения теоретических моделей процессов адронизации.

РЭЗІЮМЕ

Цярэшка Павел Уладзіміравіч

Даследаванне мяккіх працэсаў квантавай хромадынамікі і карэляцыйных з'яў у пратон-пратонных узаемадзеяннях у эксперыменце ATLAS на Вялікім Адронным Калайдэры

Ключавыя словы: карэляцыі Бозэ-Эйнштэйна, мяккія працэсы КХД, маштабаванне, размеркаванне шчыльнасці верагоднасці множнасці зараджаных часціц, электрамагнітная каліброўка, адронны каларыметр, ATLAS.

Аб'ектамі даследавання з'яўляюцца мяккія працэсы КХД, модулі адроннага каларыметра.

Прадметам даследавання з'яўляюцца размеркаванне зараджаных часціц, карэляцыйныя з'явы.

Мэта даследавання — даследаваць размеркаванне зараджаных часціц у мяккіх КХД працэсах у пратон-пратонных узаемадзеяннях у эксперыменце ATLAS на Вялікім Адронным Калайдэры. Даследаваць карэляцыі Бозэ-Эйнштэйна для зараджаных часціц. Даследаваць уласцівасці модуляў адроннага каларыметра ў пучках электронаў.

Атрыманыя вынікі і іх навізна. Даследаваны ўласцівасці модуляў адроннага каларыметра ўстаноўкі ATLAS з выкарыстаннем пучкоў электронаў. Атрымана электрамагнітная калібравальная канстанта, энергетычнае распазнаванне і лінейнасць. Даследаваны размеркаванні зараджаных часціц у пратон-пратонных узаемадзеяннях з энергіяй 13 ТэВ ў эксперыменце ATLAS. Праведзены аналіз размеркаванняў шчыльнасці верагоднасці множнасці зараджаных часціц атрыманых у эксперыменце ATLAS у дыяпазоне энергій 0.9–13 ТэВ. Паказана, што размеркаванне з нарміроўкай маюць тэндэнцыю да незалежнасці ад энергіі пры вялікіх энергіях і маштабаванасць выконваецца для вобласці, у якой нармаваная сярэдняя множнасць больш адзінкі. Даследаваны двухчастковыя Бозэ-Эйнштэйн карэляцыі у пратон-пратонных сутыкненнях пры энергіі 13 ТэВ. Параметры карэляцыі, радыус крыніцы і сіла карэляцыі, даследаваны ў залежнасці ад множнасці зараджаных часціц і сярэдняга папярочнага імпульсу пары часціц. Пацверджаны эфект выпалажвання залежнасці параметру радыусу крыніцы карэляцыі ад множнасці ў вобласці вялікай множнасці.

Рэкамендацыі па выкарыстанні і вобласць выкарыстання. Вынікі электрамагнітнай каліброўкі выкарыстоўваюцца для адроннай каліброўкі модуляў, якая неабходна для атрымання фізічных вынікаў. Размеркаванні зараджаных часціц, а таксама размеркаванні з нарміроўкамі могуць прымяняцца для ўдакладнення мадэляў і налады алгарытмаў Монтэ-Карла генератараў часціц. Вынікі даследавання карэляцый будуць выкарыстаны для пабудовы тэарэтычных мадэляў працэсаў адранізацыі.

SUMMARY

Tsiareshka Pavel

Study of soft processes of quantum chromodynamics and correlation phenomena in proton-proton interactions in the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider

Keywords: Bose-Einstein correlations, soft QCD processes, scaling, charged particle multiplicity distributions, electromagnetic calibration, hadronic calorimeter, ATLAS.

The **objects of research** are soft QCD processes, modules of the hadronic calorimeter.

The **subjects of research** are distributions of charged particles, correlation phenomena.

The **purpose of research** is to study distributions of charged particles in soft QCD processes in proton-proton interactions in the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider. Study Bose-Einstein correlations for charged particles. Investigate the properties of hadronic calorimeter modules using electron beams.

The results obtained and their novelty. The properties of the hadron calorimeter modules of the ATLAS detector are studied using electron beams. The electromagnetic calibration constant, energy resolution and linearity are obtained. The distributions of charged particles in proton-proton interactions with an energy of 13 TeV in the ATLAS experiment are investigated. The probability density distributions of the multiplicity of charged particles obtained in the ATLAS experiment in the energy range 0.9–13 TeV are analyzed. It is shown that distributions with the scale tend to be energy independent at high energies and scaling holds for a region in which the normalized average multiplicity is greater than one. Two-particle Bose-Einstein correlations in proton-proton collisions at 13 TeV are investigated. The correlation parameters, source radius and correlation strength, are investigated as functions of the multiplicity of charged particles and the average transverse momentum of a pair of particles. The effect of flattening of the correlation source radius parameter dependence on multiplicity in the high multiplicity region is confirmed.

Recommendations for use and application. The results of the electromagnetic calibration are used for the hadron calibration of the modules, which is necessary to obtain physical results. The distributions of charged particles, as well as the distributions with normalizations, can be used to refine the models and tune the Monte Carlo algorithms of particle generators. The results of the correlation study will be used to build theoretical models of hadronization processes.

ТЕРЕШКО Павел Владимирович

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЯГКИХ ПРОЦЕССОВ КВАНТОВОЙ
ХРОМОДИНАМИКИ И КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В
ПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ
КОЛЛАЙДЕРЕ**

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.23 — физика высоких энергий

Подписано в печать «14» 01 2023. Формат 60 × 90 1/16.

Бумага — офисная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 1,4

Учетн. изд. л. 1,6. Тираж 60 экз. Заказ № 2 .

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ имени Б. И. СТЕПАНОВА НАН БЕЛАРУСИ,
220072, Республика Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 68-2.

Отпечатано на ризографе Института физики имени Б. И. Степанова НАН
Беларуси.

ЛИСТ ИСПРАВЛЕНИЙ

НАПЕЧАТАНО	СЛЕДУЕТ ЧИТАТЬ
Стр.2: представлены в работах [1; 2]	представлены в работах [5; 6]
Стр.3: 7 ТэВ [3]	7 ТэВ [2]
Стр. 6: В работе [5] соискатель... Работы по статье [6]... В рамках работ [1;2; 4] ...	В работе [1] соискатель... Работы по статье [3]... В рамках работ [4;5;6]...
Стр. 7 Работа изложена на 116 страницах,...	Работа изложена на 117 страницах,...
Стр. 8, Рисунок: 1 [5, с. 377] [5, с. 379].	[1, с. 377] [1, с. 379].
Стр. 9, Рисунок 2 : [5, с. 375]	[1, с. 375]
Стр. 12, Рисунок 3: [6, с. 14].	[3, с. 14].
Стр. 14, Рисунок 4: [1,с. 5].	[5,с. 5].
Стр. 15, Рисунок 5: [5, с. 7].	[5, с. 7].
Стр. 17, Рисунок 6: [2, с. 3].	[6, с. 3].
Стр. 17: ...показан на рисунках б(а) и (в) [2, с. 3].	...показан на рисунках б(а) и (в) [6, с. 3].
Стр. 19: ...7 ТэВ [3, с. 6] и в результатах CMS...	...7 ТэВ [2, с. 6] и в результатах CMS...
Стр. 21 : ...соответствует техническому заданию [5]. ...с предсказаниями этих моделей [6].	...соответствует техническому заданию [1]. ...с предсказаниями этих моделей [3].
Стр. 22: ...больше единицы [1; 2].	... больше единицы [5; 6].
Стр. 23-24 1. Study of the KNO scaling in pp collisions...-2022.-... 2. Moments of multiplicity distributions for KNO scaling... -2023.-... 3. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions...-2015.-... 4. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions...-2022.-... 5. Testbeam studies of production modules...-2009.-... 6. Charged-particle distributions in... -2016.-... 12. Calibration of ATLAS Tile Calorimeter at Electromagnetic Scale...-Geneva, 2008.-... 13. Study of the Transition Effect...-Geneva, 2006.- ...	1. Testbeam studies of production modules...-2009.-... 2. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions...-2015.-... 3. Charged-particle distributions in... -2016.-... 4. Two-particle Bose–Einstein correlations in pp collisions...-2022.-... 5. Study of the KNO scaling in pp collisions...-2022.-... 6. Moments of multiplicity distributions for KNO scaling... -2023.-... 12. Study of the Transition Effect...-Geneva, 2006.- ... 13. Calibration of ATLAS Tile Calorimeter at Electromagnetic Scale...-Geneva, 2008.-...

Соискатель



П.В. Терешко

**Ученый секретарь
совета по защите
диссертаций Д 01.05.02**



Н.Д. Шайковская