

Школа ИЯТШ

Направление подготовки 14.04.02 Ядерные физика и технологии

Отделение школы (НОЦ) ОЯТЦ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Тема работы ИЗУЧЕНИЕ АДРОННО-СТРУЙНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ПРОЦЕССАХ С ВЫСОКОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ В pp СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 13 ТэВ В СИСТЕМЕ ЦЕНТРА МАСС
--

УДК 539.126.17

Студент

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0AM84	Котляров Артем Юрьевич		

Руководитель ВКР

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Руководитель группы эксперимента ALICE в NPI	Филип Крижек	к.ф.-м.н.		

Консультант

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Зав.каф,- рук. ОМиИ	Трифонов А.Ю.	д.ф.-м.н.		

КОНСУЛЬТАНТЫ ПО РАЗДЕЛАМ:

По разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент ОСГН ШБИП	Кашук И.В.	к.т.н.		

По разделу «Социальная ответственность»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Ассистент ОЯТЦ ИЯТШ	Гоголева Т.С.	к.ф.-м.н.		

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ:

Руководитель ООП	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент ОЯТЦ ИЯТШ	Веригин Д.А.	к.ф.-м.н.		

Планируемые результаты освоения

Код	Результат обучения	Требования ФГОС ВО, СУОС, критериев АИОР, и/или заинтересованных сторон
Общие по направлению подготовки (специальности)		
P1	Применять глубокие, математические, естественнонаучные, социально-экономические и профессиональные знания для теоретических и экспериментальных исследований в области использования ядерной энергии, систем учета, контроля и физической защиты источников ионизирующего излучения, технологий радиационной и защиты от ионизирующего излучения, в профессиональной деятельности.	Требования ФГОС (ОПК-1,2, ПК-3, УК-1), Критерий 5 АИОР (п.1.1), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P2	Ставить и решать инновационные инженерно-физические задачи, реализовывать проекты в области использования ядерной энергии, систем учета, контроля и физической защиты источников ионизирующего излучения, технологий радиационной безопасности и защиты от ионизирующего излучения.	Требования ФГОС (ПК-9,10,13, 14, 15, ОПК-1,УК-4), Критерий 5 АИОР (пп.1.2), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P3	Создавать теоретические, физические и математические модели, описывающие распространение и взаимодействие ионизирующих излучений с веществом и живой материей, процессы в реакторах и ускорителях, процессы и механизмы переноса радиоактивности в окружающей среде.	Требования ФГОС (ПК-1,13, 22, УК-1, ОПК-1), Критерий 5 АИОР (п.1.3), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P4	Разрабатывать новые алгоритмы и методы: расчета современных физических установок и устройств; измерения характеристик полей ионизирующих излучений; оценки количественных характеристик источников ионизирующего излучения; измерения радиоактивности объектов окружающей среды; исследований в радиоэкологии.	Требования ФГОС (ПК-2, 4, 6, 8, УК-1, ОПК-1), Критерий 5 АИОР (п.1.4) , требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P5	Оценивать перспективы развития ядерной отрасли, анализировать радиационные риски и сценарии потенциально возможных аварий, разрабатывать меры по снижению рисков и обеспечению ядерной и радиационной безопасности руководствуясь законами и нормативными документами, составлять экспертное заключение.	Требования ФГОС (ПК-5, 7, 11, 12, УК-1, ОПК-1), Критерий 5 АИОР (п.1.4), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P6	Проектировать и организовывать инновационный бизнес, разрабатывать и внедрять новые виды продукции и технологий, формировать эффективную стратегию и активную политику риск-менеджмента на предприятии, применять методы оценки качества и результативности труда персонала, применять знание основных положений патентного законодательства и авторского права Российской Федерации.	Требования ФГОС (ПК-16-21, 23, УК-2), Критерий 5 АИОР (п.1.5), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P7	Демонстрировать глубокие знания социальных, этических и культурных аспектов инновационной профессиональной деятельности.	Требования ФГОС (ОПК-1, УК-4, 5), Критерий 5 АИОР (пп.2.4,2.5)
P8	Самостоятельно учиться и непрерывно повышать квалификацию в течение всего периода профессиональной деятельности.	Требования ФГОС (УК-6, ПК-1, ОПК-1), Критерий 5 АИОР (2.6), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P9	Активно владеть иностранным языком на уровне, позволяющем работать в иноязычной среде, разрабатывать документацию, презентовать результаты профессиональной деятельности.	Требования ФГОС (ПК-11, 16, 17, УК-4, ОПК-3), Критерий 5 АИОР (п.2.2), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030
P10	Эффективно работать индивидуально и в коллективе, демонстрировать ответственность за результаты работы и готовность следовать корпоративной культуре организации.	Требования ФГОС (ПК-18, 23, УК-3,6, ОПК-3), Критерий 5 АИОР (пп.1.6, 2.3), требования профессиональных стандартов 24.020, 24.079, 24.030

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
 федеральное государственное автономное
 образовательное учреждение высшего образования
 «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» (ТПУ)

Школа ИЯТШ
 Направление подготовки 14.04.02 Ядерные физика и технологии
 Отделение школы (НОЦ) ОЯТЦ

УТВЕРЖДАЮ:
 Руководитель ООП
 _____ Веригин Д.А.
 (Подпись) (Дата) (Ф.И.О.)

ЗАДАНИЕ
на выполнение выпускной квалификационной работы

В форме:

Магистерской диссертации

Студенту:

Группа	ФИО
0AM84	Котлярову Артему Юрьевичу

Тема работы:

Изучение адронно-струйных корреляций в процессах с высокой множественностью в pp столкновениях при энергии 13 ТэВ в системе центра масс	
Утверждена приказом директора	от 28.02.2020 № 59-95/с

Срок сдачи студентом выполненной работы:	31.05.2020
--	------------

ТЕХНИЧЕСКОЕ ЗАДАНИЕ:

Исходные данные к работе	Симулированные события pp столкновений с энергией в системе центра масс 13 ТэВ с использованием генератора PYTHIA 8.
Перечень подлежащих исследованию, проектированию и разработке вопросов	Обзор научных статей и литературных источников по тематике исследования; постановка проблематики; определение объекта исследования; написание кода для генерации событий; написание кода для обработки полученных результатов; проверка результатов; обсуждение полученных зависимостей; финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение; социальная ответственность.

Консультанты по разделам выпускной квалификационной работы	
Раздел	Консультант
Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение	Кашук И.В. Доцент ОСГН ШБИП
Социальная ответственность	Гоголева Т.С. Ассистент ОЯТЦ ИЯТШ
Раздел на иностранном языке	Смирнова У.А. Ст. преподаватель
Магистерская диссертация	Трифонов А.Ю. Зав.каф,- рук. ОМиИ
Названия разделов, которые должны быть написаны на русском и иностранном языках:	
Глава 1. Введение в квантовую хромодинамику	
Глава 3. ALICE детектор	

Дата выдачи задания на выполнение выпускной квалификационной работы по линейному графику	09.03.2020
---	------------

Задание выдал руководитель / консультант (при наличии):

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Руководитель группы эксперимента ALICE в NPI	Филип Крижек	к.ф.-м.н.		
Зав.каф,- рук. ОМиИ	Трифонов А.Ю.	д.ф.-м.н.		

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0AM84	Котляров Артем Юрьевич		

Школа ИЯТШ

Направление подготовки (специальность) 14.04.02 Ядерные физика и технологии

Уровень образования Магистратура

Отделение школы (НОЦ) ОЯТЦ

Период выполнения Весенний семестр 2019/2020 учебного года

Форма представления работы:

Магистерской диссертации

**КАЛЕНДАРНЫЙ РЕЙТИНГ-ПЛАН
выполнения выпускной квалификационной работы**

Срок сдачи студентом выполненной работы:	31.05.2020
--	------------

Дата контроля	Название раздела (модуля) / вид работы (исследования)	Максимальный балл раздела (модуля)
09.03.2020	Составление и утверждение технического задания	5
18.03.2020	Подбор и изучение научных статей и литературы по теме исследования	5
21.03.2020	Освоение программного обеспечения	5
25.03.2020	Генерация событий	35
13.05.2020	Проверка и анализ полученных результатов	10
15.05.2020	Написание диссертации магистра	30
31.05.2020	Подготовка к защите диссертации	10

СОСТАВИЛ:

Руководитель ВКР

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Руководитель группы эксперимента ALICE в NPI	Филип Крижек	к.ф.-м.н.		

Консультант

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Зав.каф,- рук. ОМИИ	Трифонов А.Ю.	д.ф.-м.н.		

СОГЛАСОВАНО:

Руководитель ООП

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент ОЯТЦ ИЯТШ	Веригин Д.А.	к.ф.-м.н.		

**ЗАДАНИЕ ДЛЯ РАЗДЕЛА
«ФИНАНСОВЫЙ МЕНЕДЖМЕНТ, РЕСУРСООБЪЕКТИВНОСТЬ
И РЕСУРСОСБЕРЕЖЕНИЕ»**

Студенту:

Группа	ФИО
0AM84	Котляров Артему Юрьевичу

Школа	ИЯТШ	Отделение Школа	ОЯТЦ
Уровень образования	Магистр	Направление/специальность	14.04.02 Ядерные физика и технологии

Исходные данные к разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»:

1. Стоимость ресурсов научного исследования (НИ): материально-технических, энергетических, финансовых, информационных и человеческих	Стоимость материальных ресурсов и специального оборудования определены в соответствии с рыночными ценами г. Томска Тарифные ставки исполнителей определены штатным расписанием НИ ТПУ
2. Нормы и нормативы расходования ресурсов	Норма амортизационных отчислений на специальное оборудование
3. Используемая система налогообложения, ставки налогов, отчислений, дисконтирования и кредитования	Отчисления во внебюджетные фонды 30 %

Перечень вопросов, подлежащих исследованию, проектированию и разработке:

4. Анализ конкурентных технических решений НИ	Расчет конкурентоспособности SWOT-анализ
5. Формирование плана и графика разработки и внедрения НИ	Структура работ. Определение трудоемкости. Разработка графика проведения исследования
6. Составление бюджета инженерного проекта НИ	Расчет бюджетной стоимости НИ

Перечень графического материала

1. Матрица SWOT
2. Диаграмма Ганта
3. Бюджет НИ
4. Основные показатели эффективности НИ

Дата выдачи задания для раздела по линейному графику	09.03.2020
---	------------

Задание выдал консультант:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент ОСГН ШБИП	Кащук И.В.	К. Т. Н.		

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0AM84	Котляров Артем Юрьевич		

ЗАДАНИЕ ДЛЯ РАЗДЕЛА «СОЦИАЛЬНАЯ ОТВЕТСТВЕННОСТЬ»

Студенту:

Группа	ФИО
0AM84	Котляров Артему Юрьевичу

Школа	ИЯТШ	Отделение (НОЦ)	ОЯТЦ
Уровень образования	Магистр	Направление/специальность	14.04.02 Ядерные физика и технологии

Тема ВКР:

Изучение адронно-струйных корреляций в процессах с высокой множественностью в pp столкновениях при энергии 13 ТэВ в системе центра масс

Исходные данные к разделу «Социальная ответственность»:

Характеристика объекта исследования и области его применения	В работе изучается топология струй, рождаемых во множественных pp столкновениях с энергией 13 ТэВ. Основным инструментом исследования является симуляция событий в генераторе PYTHIA. Вся работа выполнена на персональном компьютере. Предполагается, что результаты исследования будут востребованы специалистами в области физики высоких энергий.
--	---

Перечень вопросов, подлежащих исследованию, проектированию и разработке:

1. Правовые и организационные вопросы обеспечения безопасности: – специальные (характерные при эксплуатации объекта исследования, проектируемой рабочей зоны) правовые нормы трудового законодательства; – организационные мероприятия при компоновке рабочей зоны.	– ГОСТ 12.1.038.-82 ССБТ Электробезопасность; – СанПин 2.2.2/2.4.1340-03 Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. Гигиенические требования к ПЭВМ и организация работы; – СанПин 2.2.4/2.1.8.055-96 Электромагнитные излучения радиочастотного диапазона; – Пожаро- и взрывобезопасность промышленных объектов. ГОСТ Р12.1.004-91 ССБТ Пожарная безопасность; – СП 52.13330.2011; – СанПиН 2.2.1/2.1.1.1278-03; – СН 2.2.4/2.1.8.562-96.
2. Производственная безопасность: 2.1. Анализ выявленных вредных и опасных факторов 2.2. Обоснование мероприятий по снижению воздействия	Вредные факторы: – Отклонения параметров микроклимата; – Недостаточная освещенность рабочего места; – Шум; – Электромагнитное излучение; – Психофизиологические нагрузки. Опасные факторы: – Вероятность поражения электрическим током.
3. Экологическая безопасность:	– Анализ влияния процесса исследования на окружающую среду
4. Безопасность в чрезвычайных ситуациях:	– Пожарная безопасность на рабочем месте.

Дата выдачи задания для раздела по линейному графику	09.03.2020
--	------------

Задание выдал консультант:

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Ассистент ОЯТЦ	Гоголева Т. С.	к.ф.-м.н.		

Задание принял к исполнению студент:

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0AM84	Котляров Артем Юрьевич		

Реферат

Выпускная квалификационная работа содержит 120 страниц, 36 рисунков, 13 таблиц, 104 источника, 1 приложение.

Ключевые слова: столкновения $p+p$, эксперимент ALICE, генератор событий PYTHIA, гашение струй, алгоритмы восстановления струй, вычитание фона, техника корреляций в системе адрон-струи, события с высокой множественностью.

Объектом исследования является источник акомпланарности системы адрон-струи в событиях с высокой множественностью в pp столкновениях с энергией в системе центра масс 13 ТэВ, смоделированных с использованием генератора событий PYTHIA.

Цель исследования – изучение топологии струй в событиях с высокой множественностью в pp столкновениях с энергией в системе центра масс 13 ТэВ с использованием техники корреляций в системе адрон-струи.

В результате исследования было показано, что для событий с высокой множественностью в центральной части детектора ALICE вероятность обнаружить одну струю отдачи меньше, чем для событий минимального смещения. Данное наблюдение приводит к меньшему выходу струй отдачи от частицы-триггера в событиях с высокой множественностью в сравнении с событиями минимального смещения, в результате чего проявляется разница между двумя $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ распределениями.

Степень внедрения: в настоящее время объект исследования находится на стадии теоретической проработки.

Область применения: предполагается, что результаты исследования будут востребованы среди узкого круга специалистов, занимающихся исследованиями в области физики высокоэнергетических процессов и физики элементарных частиц.

Экономическая эффективность работы не может быть установлена, поскольку тематика исследования связана с фундаментальной наукой.

Оглавление

Введение	12
1 Введение в основы квантовой хромодинамики	15
1.1 Кварковая модель	15
1.2 Лагранжиан КХД	16
1.3 Бегущая константа связи	18
1.4 Конфайнмент цвета	19
1.5 Псевдобыстрота	21
1.6 Фазовая диаграмма КХД	22
1.7 Коллективный поток	24
2 Струи	27
2.1 Концепция струй	27
2.2 Реконструкция струй	27
2.3 Классификация алгоритмов реконструкции струй	29
2.3.1 Конусные алгоритмы	30
2.3.2 Последовательно-рекомбинационные алгоритмы	31
2.4 FastJet C++ пакет	33
2.5 Гашение струй	34
2.6 Вычитание фона	36
2.7 Корреляции в системе адрон-струя	37
3 ALICE эксперимент	39
3.1 Центральные детекторы	40
3.1.1 Внутренняя трековая система	40
3.1.2 Время-проекционная камера	40
3.2 Forward-детектор: триггерный V0 детекторы	41
3.3 Мюонное плечо	42
3.4 Реконструкция струй на ALICE	42
4 Измерения акропланарности в системе адрон-струя в МВ и НМ столкновениях p+p при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ	44

5	Симуляции событий PYTHIA 8	48
5.1	Настройки PYTHIA 8	49
5.2	Обработка PYTHIA событий	50
5.3	V_0 распределение	51
5.4	Полуинклюзивное p_T распределение струй отдачи	54
5.5	$\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ распределение	55
5.5.1	Центральная часть	55
5.5.2	Широкий диапазон псевдобыстроты	58
5.6	p_T -баланс струй	59
5.7	Распределение псевдобыстроты струй	60
5.8	Количество струй отдачи с высоким p_T	62
5.8.1	Центральная часть	62
5.8.2	Широкий диапазон псевдобыстроты	64
	Заключение	65
6	Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение	69
6.1	Оценка коммерческого потенциала и перспективности проведения исследований с позиции ресурсоэффективности и ресурсосбережения	69
6.1.1	SWOT-анализ	70
6.2	Планирование научно-исследовательских работ	72
6.2.1	Структура работ в рамках научного исследования	72
6.2.2	Определение трудоемкости выполнения работ и разработка графика проведения	73
6.3	Бюджет научно-технического исследования	76
6.3.1	Расчет материальных затрат научно-технического исследования	76
6.3.2	Расчет амортизации специального оборудования	76
6.3.3	Основная и дополнительная заработная плата исполнителей темы	78
6.3.4	Отчисления во внебюджетные фонды (страховые отчисления)	79

6.3.5	Накладные расходы	80
6.3.6	Бюджетная стоимость	80
6.4	Заключение по разделу	80
7	Социальная ответственность	82
7.1	Специальные правовые нормы трудового законодательства . . .	82
7.2	Характеристика вредных и опасных факторов, имеющих место в рабочем помещении	83
7.3	Вредные факторы	83
7.3.1	Отклонение показателей микроклимата в помещении . .	83
7.3.2	Мероприятия по выполнению норм естественного и ис- кусственного освещения	85
7.3.3	Мероприятия по борьбе с производственным шумом . . .	86
7.3.4	Воздействие электромагнитного излучения	87
7.3.5	Психофизиологические нагрузки	88
7.4	Опасные факторы – поражение электрическим током	89
7.5	Экологическая безопасность	91
7.6	Чрезвычайная ситуация – пожар на рабочем месте	92
7.7	Выводы по разделу	93
	Список литературы	94
	Приложение А	104

Введение

В экстремальных условиях ядерная материя испытывает фазовый переход в кварк-глюонную плазму (КГП), в которой кварки и глюоны асимптотически свободны. Для изучения КГП в лабораторных условиях используются ультрарелятивистские столкновения тяжелых ионов, которые позволяют достичь больших плотностей энергии и температур в конечном объеме. По мере расширения и охлаждения зоны столкновения происходит объединение кварков и глюонов, приводящее к появлению множества адронов, которые в дальнейшем взаимодействуют друг с другом, пока не будет достигнута стадия *кинетической заморозки* [1]. Когда рожденные в результате столкновения частицы достигают детекторов, КГП больше не существует, поэтому её свойства можно исследовать, используя только косвенные методы. Среди различных экспериментальных наблюдаемых, изучаемых в этом контексте, две из них, как полагают, непосредственно связаны с образованием КГП в столкновениях тяжелых ионов: азимутальная анизотропия частиц в конечном состоянии [2] и феномен гашения струи [3]. Первая наблюдаемая связана с временной эволюцией исходной пространственной анизотропии зоны столкновения, что приводит к азимутальной анизотропии образующихся частиц. Расчеты в рамках гидродинамических моделей показывают, что КГП ведет себя практически как идеальная жидкость с малым отношением сдвиговой вязкости к энтропии [4].

Феномен гашения струи проявляется в значительном уменьшении энергии адронов и струй с высоким поперечным импульсом p_T в результате прохождения через среду КГП. Их выход, измеренный в столкновениях тяжелых ионов, подавляется по сравнению с выходом, который можно ожидать от суперпозиции соответствующего числа независимых $p+p$ столкновений.

В последнее время признаки коллективного потока наблюдаются и в малых системах, таких как $p+Pb$ [5] и $p+p$. Таким образом, естественно задать вопрос, является ли это доказательством образования КГП в небольших системах, и следует ли также ожидать эффект гашения струй.

В период с 2016 по 2018 года эксперимент ALICE на БАК в ЦЕРНе собрал большую статистику $p+p$ столкновений при энергии в системе центра

масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Данные были собраны с помощью триггера событий с высокой множественностью (high-multiplicity: НМ), а также триггером минимального смещения (minimum bias: МВ). Эти данные были использованы для изучения акомпланарности в системе адрон-струи, вызванной средой. Полученные результаты показали заметное подавление взаимной корреляции в системе адрон-струи для событий НМ по отношению к событиям МВ [6]. Такое подавление является признаком эффекта гашения струи. Последующие исследования с использованием генератора событий РУТНІА [7] исключили возможность того, что наблюдаемое подавление вызвано неэффективной реконструкцией струй в среде с высокой множественностью частиц. Следовательно, наблюдаемое подавление имеет физическую природу.

Кроме того, акомпланарность в системе адрон-струи изучалась в симулированных событиях РУТНІА 8. Было показано, что в симуляциях РУТНІА качественно проявляется тот же эффект подавления [6]. Этот факт позволяет предположить, что наблюдаемое подавление не является результатом эффекта гашения струй, так как последний не реализован в генераторе РУТНІА. Однако, поскольку РУТНІА воспроизводит эффект, данный факт можно использовать для поиска источника наблюдаемого явления.

Основной целью дипломной работы является исследование топологии струй в столкновениях $p+p$ с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, с использованием генератора событий РУТНІА. Для достижения этой цели необходимо:

- изучить основы квантовой хромодинамики и ознакомиться с фазовой диаграммой ядерной материи;
- изучить, что представляют собой струи, как они восстанавливаются в эксперименте;
- изучить технику адронно-струйных корреляций;
- изучить, что такое генератор событий РУТНІА 8 и какие возможности он предоставляет;
- сгенерировать события РУТНІА и исследовать их с помощью техники адронно-струйных корреляций;
- сделать выводы по полученным результатам.

Диссертация организована следующим образом. В главе 1 дается крат-

кое введение в квантовую хромодинамику (КХД). В этой части описываются основные свойства КХД, а также фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи. Далее мы обсудим, как такие экстремальные состояния материи могут быть исследованы при ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов. Глава 2 дает базовую концепцию струй, как выполняется реконструкция струй и как эффект гашения модифицирует свойства струи. Глава 3 содержит краткое описание реконструкции струй в эксперименте ALICE и детекторов, которые для этого используются. Глава 4 содержит обзор результатов исследований адронно-струйной акропланарности в реальных столкновениях $p+p$ в $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. В главе 5 представлен мой анализ адронно-джетной корреляции в $p+p$ 13 ТэВ событиях, смоделированных в генераторе событий PYTHIA. После, в последней главе подытоживаются достигнутые результаты.

1 Введение в основы квантовой хромодинамики

1.1 Кварковая модель

Сильное взаимодействие является одним из четырех фундаментальных взаимодействий, которое можно обнаружить в природе. Его открытие относится к началу 1930-х годов, когда взаимодействие между протонами и нейтронами рассматривалось как новый вид силы. Эксперименты показали, что взаимодействие является сильным (примерно в 10^2 раз больше, чем электромагнитное взаимодействие) и что оно действует только на короткие расстояния. Первые попытки описать сильное взаимодействие были предприняты Х. Юкавой [8]. Он предположил, что взаимодействие между нуклонами опосредуется заряженным, тяжелым бозоном, так называемым π -мезоном. Теория была подтверждена, когда π -мезоны наблюдались как свободные частицы в космических лучах и в экспериментах на ускорителях в 1940-х годах [9].

В середине 1960-х годов, физика частиц развивалась совместно с разработкой технологий ускорителей и детекторов. Обнаружение большого количества сильно взаимодействующих частиц служило доказательством составного характера адронов. Теория Юкавы была признана неполной.

Важный прорыв был достигнут, когда было осознано, что известные адроны можно разделить на группы по их квантовым числам, и что структурирование этих групп проявляет симметрию. М. Гелл-Манн и Ю. Неэман предположили, что известные адроны можно классифицировать в мультиплеты группы Ли $SU(3)$, которая основана на трех элементарных генераторах, которые были названы как u , d и s [10, 11]. Гелл-Манн назвал их *кварками*. Было предложено, что кварки обладают полуцелым спином $1/2$ и дробным электрическим зарядом.

В кварковой модели квантовые числа адронов определяются составными кварками и антикварками. Кварковая модель оказалась успешной в предсказании соотношений между магнитными моментами адронов [12]. Также она предсказала существование бариона Ω^- (кварковый состав sss), входящего в состав барионного декупалета. Однако, у модели были и недостатки: некоторые кварковые комбинации, которые предсказывала модель, нарушали принцип запрета Паули (например, упомянутый выше Ω^-), и в модели не было

Таблица 1.1 – Аддитивные квантовые числа кварков

	d	u	s	c	b	t
Q - electric charge	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I_3 - isospin projection	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S - strangeness	0	0	-1	0	0	0
C - charm	0	0	0	+1	0	0
B - bottomness	0	0	0	0	-1	0
T - topness	0	0	0	0	0	+1

сказано, что удерживает кварки внутри адронов. Эти вопросы были решены позднее введением цветового заряда и основанием квантовой хромодинамики (QCD) [13].

В настоящее время известно о шести ароматах кварков. Их аддитивные квантовые числа приведены в таблице 1.1. Кроме того, каждый кварк имеет аддитивное *барионное* число $\mathfrak{B} = 1/3$. Все обычные адроны можно получить, комбинируя $3q$ (барионы) или $q\bar{q}$ (мезоны) и их можно сгруппировать в дуплет, октет, и синглеты, см. Рис. 1.1.

1.2 Лагранжиан КХД

Фундаментальная теория сильного взаимодействия была открыта в 1973 году Ф. Вильчеком, Д. Д. Гроссом и Г. Д. Полицером [15, 16]. Квантовая хромодинамика представляет собой калибровочную теорию поля, описывающую взаимодействия между кварками, антикварками и глюонами. КХД Лагранжиан сконструирован таким образом, что он инвариантен при локальных преобразованиях цветовых степеней свободы. Калибровочной группой симметрии КХД является неабелева группа Ли $SU(3)$. КХД содержит восемь видов глюонных полей, которые выступают в качестве калибровочных бозонов, опосредуя взаимодействие между цветовыми зарядами. Их число дается числом генераторов группы $SU(3)$.

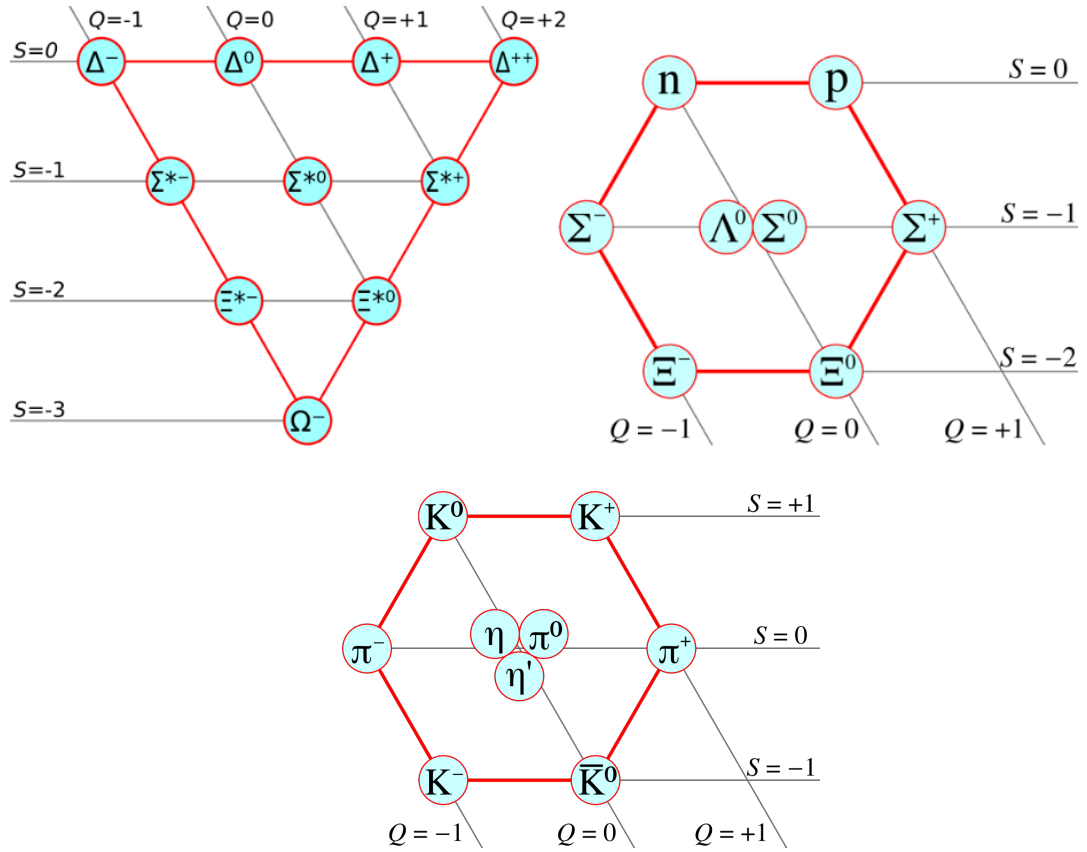


Рис. 1.1 – SU(3) мультиплеты. Слева: декуплет барионов. Справа: октет барионов. Нижняя диаграмма: октет + синглет мезонов. Q и S оси соответствуют электрическому заряду и странности представленных адронов. Взято из [14].

Лагранжиан КХД дается выражением [17]:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}(x) = -\frac{1}{4}\vec{F}_{\mu\nu}^a(x)\vec{F}^{a\mu\nu}(x) + \sum_{f=1}^{n_f} \bar{\psi}_i^f(x) [i\gamma^\mu \partial_\mu \delta^{ij} + g_s \gamma^\mu A_\mu^a t^{aj} - m_f \delta^{ij}] \psi_j^f(x), \quad (1.1)$$

где $\vec{F}_{\mu\nu}^a = (F_{\mu\nu}^1, F_{\mu\nu}^2, \dots, F_{\mu\nu}^8)$ – вектор, содержащий тензоры глюонных полей; $i, j = (1, 2, 3)$ – индекс цвета и $a = (1, \dots, 8)$ присоединенный индекс цвета. Лоренц-индексы представлены греческими буквами. Суммирование выполняется по всем ароматам кварков. γ_μ и δ^{ij} представляют матрицы Дирака и символ Кронекера, соответственно. $\psi_j^f(x)$ и $\bar{\psi}_i^f(x)$ представляют собой кварк и антикварковый оператор спинорного поля со ароматом f и массой m_f , где $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$. Наконец, тензор глюонного поля $F_{\mu\nu}^a$ дается выражением

$$F_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) + g_s f_{abc} A_\mu^b(x) A_\nu^c(x), \quad [t_a, t_b] = i f_{abc} t^c, \quad (1.2)$$

где ∂_μ – ковариантная производная, A_μ^a – 4-потенциал глюонного поля, f_{abc} и t_a – структурные константы и генераторы группы $SU(3)$, соответственно. Билинейный член в (1.2) отражает неабелевый характер теории, поэтому КХД, в отличие от квантовой электродинамики, содержит самовзаимодействие трех и четырех глюонов, изображенное в виде диаграмм Фейнмана на Рис. 1.2.



Рис. 1.2 – Диаграммы Фейнмана : а) трехглюонная вершина; б) четырехглюонная вершина. Взято из [14].

1.3 Бегущая константа связи

Лагранжиан (1.1) используется в расчетах поперечного сечения элементарных процессов, которые включают в себя взаимодействия частиц, обладающих цветовым зарядом. Поперечное сечение можно вычислить с помощью пертурбативных методов только в том случае, если константа связи $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ меньше 1. В КХД, однако, α_s изменяется, исходя из переданного 4-импульса Q^2 , который задействован в данном процессе, т.е. константа связи является бегущей [18]. Зависимость константы связи α_s от шкалы энергии Q изображена на Рис. 1.3. Выражение для α_s может быть вычислено из уравнения ренормализационной группы (RGE) с использованием бета-функции $\beta(\alpha_s)$ [20]:

$$Q^2 \frac{d\alpha_s}{dQ^2} = \beta(\alpha_s). \quad (1.3)$$

КХД имеет размерный параметр Λ_{QCD} , который определяет шкалу энергии, при которой пертурбативные методы не применимы. В лидирующем порядке (LO) теории возмущений отношение между α_s , Λ_{QCD} и Q^2 может быть выражено как [21]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right)}, \quad (1.4)$$

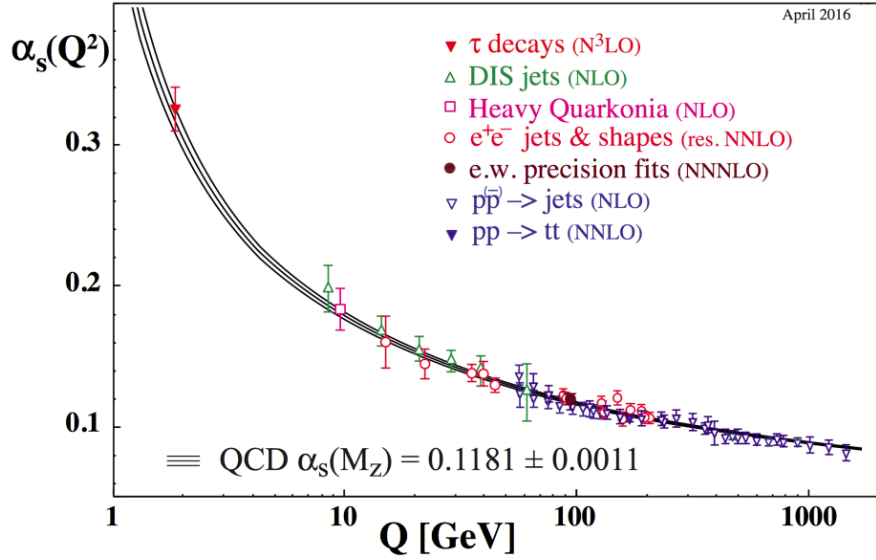


Рис. 1.3 – Сводка измерений бегущей константы связи α_s как функции шкалы энергии Q . Данные экспериментов представлены маркерами. Расчеты в рамках пертурбативной КХД изображены черной линией. Взято из [19].

где β_0 – это 1-петлевой коэффициент β -функции. Экспериментальные данные показали, что $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ МэВ. Сильное взаимодействие действительно становится сильным на расстояниях более $\sim 1/\Lambda_{\text{QCD}}$, что примерно равно размеру самых легких адронов [18].

Из уравнения (1.4) следует, что в процессе с большой передачей импульса ("жесткий процесс") $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$, константа связи $\alpha_s \rightarrow 0$. Таким образом, взаимодействие между кварками и глюонами становится незначительным на асимптотически коротких расстояниях. Данное свойство КХД известно как *асимптотическая свобода*. Его можно рассматривать как антиэкранирующий эффект цветового заряда, т.е. эффективный цветовой заряд на коротких расстояниях становится меньше. Для эффекта экранирования электрического заряда в КЭД [22] эта ситуация полностью противоположная.

1.4 Конфайнмент цвета

На больших расстояниях КХД демонстрирует еще одно замечательное свойство, известное как *конфайнмент цвета*. Физические асимптотические состояния КХД не включают в себя свободные кварки и глюоны - физически являются только бесцветные состояния, т.е. адроны. Конфайнмент явля-

ется непертурбативным процессом, и поэтому в настоящее время мы не имеем возможности его вычислить. Однако, он может быть качественно описан с помощью феноменологических моделей, таких как *модель мешка* адронов или *модель цветной струны*.

Среди различных версий модели мешка наиболее популярной является модель мешка MIT [23], поскольку она способна улавливать большинство характеристик спектра адронов [24]. Модель предполагает, что внутри адронов кварки бесмассовые, а вне адронов они становятся бесконечно тяжелыми. Модель вводит феноменологическую величину - давление в мешке \mathcal{B} , которая учитывает непертурбативные эффекты [25]. Модель предсказывает следующую зависимость между давлением мешка, количеством кварков и радиусом адрона

$$\mathcal{B}^{1/4} = \frac{1}{R} \left(\frac{2.04N}{4\pi} \right)^{1/4}, \quad (1.5)$$

где N – количество кварков в адроне, а R – радиус адрона. В рамках модели, конфайнмент описывается как результат равновесия давления во внутреннем мешке \mathcal{B} и расширения, возникающего за счет кинетической энергии кварков.

Поле от цветового заряда может простирается только на конечные расстояния вокруг источника, потому что глюоны, которые опосредуют сильное взаимодействие, сами по себе обладают цветовым зарядом. Таким образом, в случае мезонов топология цветового поля может быть аппроксимирована цветовой струной, которая растягивается между парой $q\bar{q}$. На основе наблюдаемого спектра состояний $c\bar{c}$ было обнаружено, что потенциал взаимодействия между парой $c\bar{c}$ можно описать с точки зрения потенциала Корнелла [26]:

$$V(r) = -\frac{A}{r} + \sigma r, \quad (1.6)$$

где r – расстояние между цветовыми зарядами, A – параметр, а σ – *натяжение струны*. Потенциал имеет ограничивающий член, который увеличивается линейно с расстоянием. Понятие цветовой струны также было очень полезно при объяснении того, почему определенные резонансы имеют тенденцию ложиться на прямые, когда мы строим зависимость квадрата их массы M^2 от их полного углового момента J . Эти линии известны как *траектории Редже*. [25] (см. Рис. 1.4).

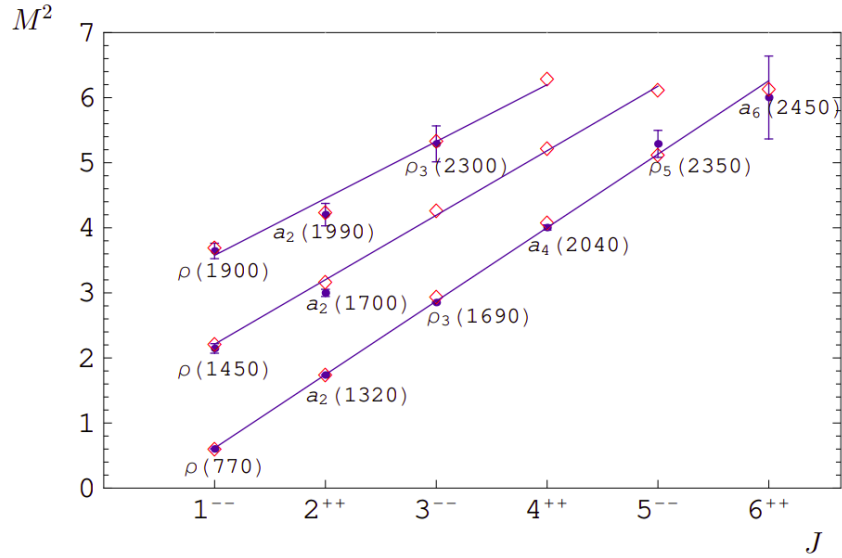


Рис. 1.4 – Траектории Редже для изовекторных легких мезонов. Экспериментальные данные представлены синими точками с полосами ошибок и именами частиц. Масса измеряется в GeV/c^2 . Взято из [27].

После жесткого рассеяния цветные струны между частицами растягиваются, и в какой-то критический момент энергетически выгодно из вакуума создать новую $q\bar{q}$ -пару. Таким образом, исходная струна разбивается на более мелкие части. Расположение вершины, в которой разрывается струна, можно найти с помощью струнной модели Лунда [28]. Поле между кварком и антикварком, созданным в одной и той же вершине, отсутствует, поэтому кварк q_j из вершины V_j будет взаимодействовать с антикварком \bar{q}_{j+1} из ближайшей вершины V_{j+1} .

1.5 Псевдобыстрота

Для любой наблюдаемой частицы импульс можно разложить на поперечную (p_T) и продольную (p_L) компоненты. Продольный импульс удобно выразить через быстроту y :

$$y = \ln \left[\frac{E + p_L}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} \right]. \quad (1.7)$$

В столкновениях частиц при высоких энергиях наблюдается, что распределение быстроты dN/dy частиц в конечном состоянии имеет форму плато [29]. Эту форму можно описать в рамках модели Лунда. При столкновении-

ях с высокой энергией скорость частиц близка к скорости света, и в данном случае распределение рожденных частиц по быстроте можно считать независимым от быстроты, поэтому dN/dy будет константой [25]. Однако модель Лунда не может полностью предсказать форму распределения быстроты без дополнительных предположений.

Чтобы получить распределение быстроты частиц, необходимо измерить две кинематические характеристики. Более удобно характеризовать обнаруженные частицы с помощью псевдобыстроты η (см. Рис. 1.5), которая является функцией угла рассеяния θ :

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]. \quad (1.8)$$

Пересчет псевдобыстроты $dN/d\eta$ в быстроту dN/dy выполняется с помощью

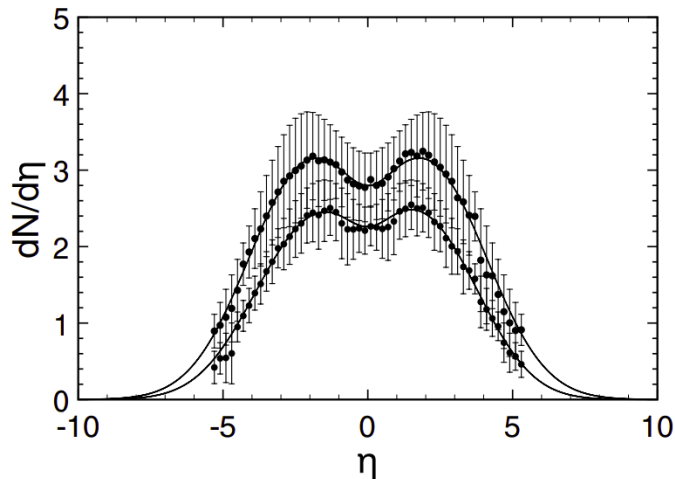


Рис. 1.5 – Распределение псевдобыстроты заряженных адронов, рожденных в неупругих $p+p$ столкновениях на RHIC с энергиями $\sqrt{s} = 0.2$ и 0.41 ТэВ.

Взято из [30].

Якобиана перехода [30]. В экспериментах с высокими энергиями, где dN/dy имеет форму плато, преобразование дает яму около $\eta \approx 0$.

1.6 Фазовая диаграмма КХД

Эффект конфайнмента свойственен КХД при нормальных температурах и плотностях ядерной материи. В ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов, плотности энергии настолько велики, что материя претерпевает фазовый переход в новое состояние асимптотически свободных кварков,

антикваров и глюонов. Такое состояние материи называется *кварк-глюонной плазмой* (КГП). Предполагается, что КГП существовала во Вселенной примерно от 10^{-10} с до 10^{-6} с после Большого Взрыва [24]. Таким образом, столкновения тяжелых ионов позволяют нам воссоздать “Маленький взрыв” в лабораторных условиях и изучать физику ранней Вселенной.

На Рис. 1.6 показана фазовая диаграмма КХД-материи в виде функции температуры T (вертикальная ось) и бариохимического потенциала μ_B (горизонтальная ось). Обычное ядерное вещество на фазовой диаграмме находится при $T \approx 0$ К и $\mu_B \approx 900$ МэВ. Когда вещество нагревается, нуклоны испаряются из ядра и образуют так называемый *адронный газ*. Когда газ адронов нагревается дальше, он переходит в КГП. Как следует из вычислений

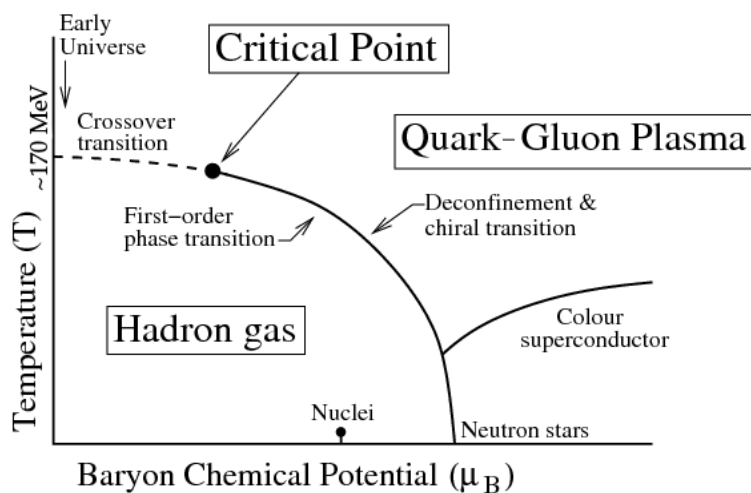


Рис. 1.6 – Фазовая диаграмма горячей и плотной ядерной материи в координатах температуры и бариохимического потенциала. Точка “Nuclei” показывает состояние обычного вещества. Взято из [31].

на решетке, близко к оси температуры, переход между КГП и газом адронов представляет собой *кроссовер*. [32]. Критическая температура T_c и плотность энергии, необходимая для такого перехода, составляют 156.5 ± 1.5 МэВ [33] и $0.2 - 1$ ГэВ/ fm^3 [34], соответственно. В связи с проблемой знака [35], расчеты на решетке неприменимы при ненулевых значениях μ_B . При конечных μ_B необходимо полагаться на эффективные модели, основанные на пертурбативных киральных теориях, предсказывающие, что существует фазовый переход первого рода между КГП и адронным газом. Таким образом, при некотором критическом значении бариохимического потенциала μ_B , кроссо-

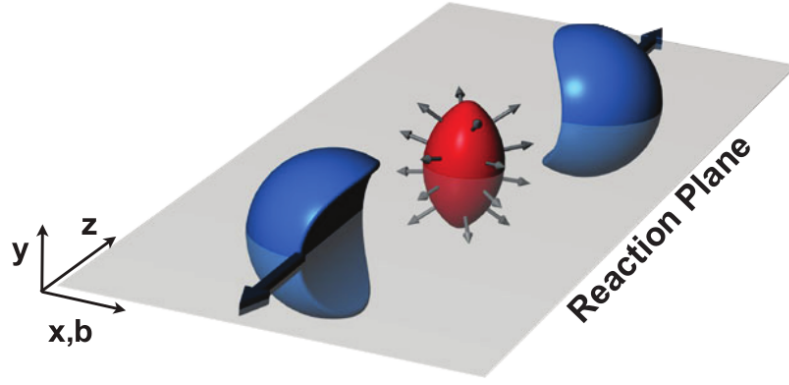


Рис. 1.7 – Нецентральное столкновение двух ядер, приводящее к пространственной анизотропии области перекрытия. Пространственная анизотропия плотности энергии в плоскости реакции приводит к анизотропному потоку частиц в конечном состоянии. Взято из [41].

вер превращается в фазовый переход первого рода. Эта точка называется *критической конечной точкой*. Модельные расчеты [36] предсказывают существование критической точки, однако ни одни из них не дают ограничений на ее положение.

1.7 Коллективный поток

КГП ведет себя как идеальная жидкость с нижним пределом вязкости сдвига $\eta/s \geq 1/4\pi$ [2]. Данный факт подтверждается изучением коллективного потока частиц в конечном состоянии. Поскольку тяжелые ядра имеют конечные размеры, размер и форма области столкновения зависят от импакт параметра столкновения b . Полуцентрального столкновения (Рис. 1.7) приводит к пространственной асимметрии (миндальная форма) зоны перекрытия. Эта начальная асимметрия развивается в анизотропию импульса частиц в конечном состоянии за счет гидродинамического расширения созданной среды. Распределение импульса частиц конечного состояния может быть выражено через разложение в ряд Фурье инвариантного дифференциального поперечного сечения [2]:

$$E \frac{d^3 N}{d\mathbf{p}^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \right), \quad (1.9)$$

где E , p_T , y и φ – энергия, поперечный импульс, быстрота и азимутальный угол частиц соответственно. Ψ_{RP} обозначают угол плоскости реакции. Коэффициенты анизотропного потока v_n зависят от p_T и y частиц и задаются соотношением

$$v_n(p_T, y) = \langle\langle \cos[n(\varphi - \Psi_{RP})] \rangle\rangle, \quad (1.10)$$

где $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ обозначает двойное среднее по всем частицам в событии и по всем событиям. Первые два коэффициента v_1 и v_2 известны как *прямой* и *эллиптический* потоки, соответственно.

Величина и форма ведущего коэффициента $v_2(p_T)$ могут быть воспроизведены расчетами гидродинамической модели [42] для частиц с поперечным импульсом $p_T < (1 - 2) \text{ ГэВ}/c$, см. Рис. 1.8. При p_T выше $2 \text{ ГэВ}/c$ струйная

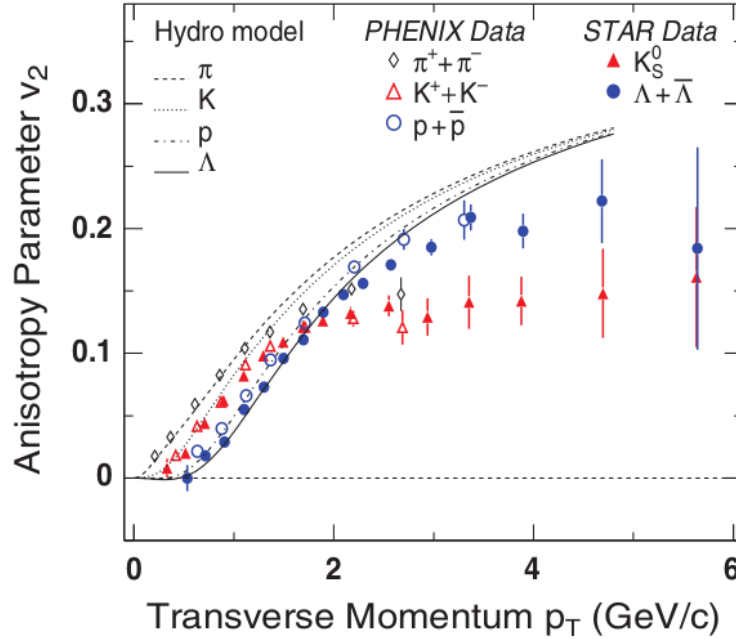


Рис. 1.8 – Эллиптический поток v_2 в зависимости от p_T для π, K, p and Λ .

График построен по данным RHIC и по расчетам гидродинамической модели. Взято из [43].

фрагментация начинает играть значительную роль в производстве частиц. Поэтому измеренный тренд v_2 отклоняется от прогноза модели при высоком значении p_T . Ниже $1.5 \text{ ГэВ}/c$ гидродинамическая модель корректно фиксирует наблюдаемый порядок v_2 при переходе от более легких адронов к более тяжелым.

Ранее считалось, что формирование КГП возможно только в столкновениях тяжелых ионов. Однако, в последнее время коллективные явления наблюдаются также в малых системах, таких как $p+p$ и $p+Pb$. На Рис. 1.9 показана двухчастичная корреляционная функция для частиц с $p_T \in (1,3)$ ГэВ/с для различных сталкивающихся частиц. Видно, что $p+p$, $p+Pb$ и $Pb+Pb$ де-

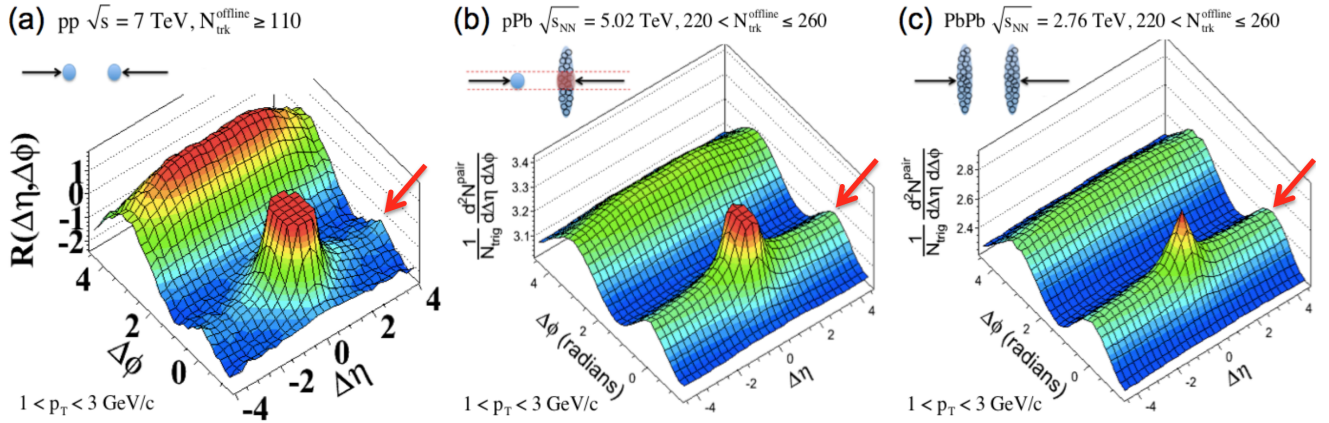


Рис. 1.9 – Двухчастичная корреляционная функция для частиц с $p_T \in (1,3)$ ГэВ/с в: а) столкновениях $p+p$ с высокой множественностью при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ ($N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \geq 110$); б) столкновения $p+Pb$ с высокой множественностью при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ ($220 < N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \leq 260$); в) столкновений $Pb+Pb$ с высокой множественностью при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ ($220 < N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \leq 260$). Здесь $N_{\text{trk}}^{\text{offline}}$ множественность треков, определяемая оффлайн-анализом. Взято из [44, 45, 46].

монстрируют похожие “хребтовые” структуры (см. красные стрелки на Рис. 1.9) для частиц, которые имеют небольшое азимутальное разделение, но в то же время имеют значительное смещение по псевдобыстроте. Принято считать, что такая корреляция должна быть произведена на ранней стадии. Для столкновений $Pb+Pb$ наблюдаемая форма является результатом геометрии столкновения, где пространственная анизотропия зоны столкновения приводит к анизотропии импульса частиц конечного состояния. В $p+p$ это может быть тот же самый эффект, но никто не знает определенно. В этой ситуации очень важно искать другие сигнатуры КГП в $p+p$, такие как гашение струи.

2 Струи

2.1 Концепция струй

Струи играют важную роль в проверки нашего понимания жестких процессов КХД. Струи предоставляют экспериментальные доказательства того, что столкновения адронов с большой передачей 4-импульса происходят при взаимодействии квази-свободных кварков и глюонов, которые обычно называются партонами [47]. Такие столкновения приводят к рождению двух и более партонов с большой виртуальностью в конечном состоянии. Виртуальный партон испускает вдоль своей траектории глюонное излучение, которое далее фрагментируется до тех пор, пока не достигнет непертурбативной шкалы порядка Λ_{QCD} или 1 ГэВ^2 . Такой процесс известен как *фрагментация*. Новорожденные партоны несут цветовой заряд, и из-за цветового конфайнмента они должны фрагментироваться в набор бесцветных адронов в процессе, называемом *адронизация*. В конечном итоге, высокоэнергетические партоны появляются в виде коллимированного потока адронов, который называется *струей*.

Полная энергия и направление струи достаточно близки к начальной энергии и направлению родительского партона. Совпадение струй конечного состояния с исходными партонами может, однако, быть неоднозначным. Рассмотрим ситуацию, когда партон испускает глюон. Если этот глюон испускается под небольшим углом вдоль траектории движения, то он обычно рассматривается как часть струи, в то время как если он испускается под большим углом, то его можно рассматривать как отдельную струю. Поэтому, струю необходимо рассматривать как феноменологический объект, определяемый алгоритмом. В следующем разделе мы обсудим этот аспект.

2.2 Реконструкция струй

Последовательное сравнение теоретических предсказаний по рождению струй и измеренных струй в экспериментальных данных требует введения *определения струи*, которое бы устанавливало набор правил, как струи должны быть реконструированы из заданного списка адронов в конечном состоянии. Стандартно, определение струи содержит две существенные части. Пер-

вая - это *алгоритм восстановления струй*, т.е. процедура, которая определяет, какие частицы должны быть сгруппированы во время реконструкции. Алгоритм основан на метрике, которая вычисляет, насколько далеки частицы друг от друга в том или ином событии. Алгоритм также решает, какие частицы должны быть объединены или является ли струя окончательной. Стандартным параметром, присутствующим практически во всех алгоритмах струй, используемых на адронных коллайдерах, является радиус струи R , который определяет расстояние в $(y - \varphi)$ плоскости, вне которой две частицы больше не рассматриваются как коллинеарные.

Второй существенной частью определения струи является *схема рекомбинации*, которая определяет процедуру расчета кинематических характеристик струи по ее составляющим частицам. Самая простая схема рекомбинации это E -схема, которая суммирует 4-импульсы частиц. Кроме того, существуют схемы p_T и E_T [49], однако их использование неудобно из-за их неинвариантности вдоль оси пучка [50].

При более высоких порядках теории возмущений, пропагатор кварка имеет две сингулярные области [51]:

$$\frac{1}{2E_g E_q (1 - \beta_q \cos \theta_{qg})} \xrightarrow{E_g \rightarrow 0 \text{ or } \theta_{qg} \rightarrow 0} \infty, \quad (2.1)$$

где E_q и E_g – энергия кварка и испускаемого глюона, соответственно, β_q – скорость кварка в единицах скорости света в вакууме, θ_{qg} – угол испускания глюона. Такие сингулярности называются *инфракрасные* и *коллинеарные*, соответственно. Правильно разработанный алгоритм струй должен быть инфракрасно- и коллинеарно-безопасным (IRC) [53]. Только IRC алгоритмы приводят к отмене приведенных выше сингулярностей и обеспечивают конечное сечение рассчитанной струи. Если алгоритм струй не является IRC-безопасным (см. Рис. 2.1), дополнительное мягкое излучение или коллинеарное разделение могут привести к нежелательным артефактам, таким как неоднозначность в фактическом количестве наблюдаемых струй или в их положении в фазовом пространстве.

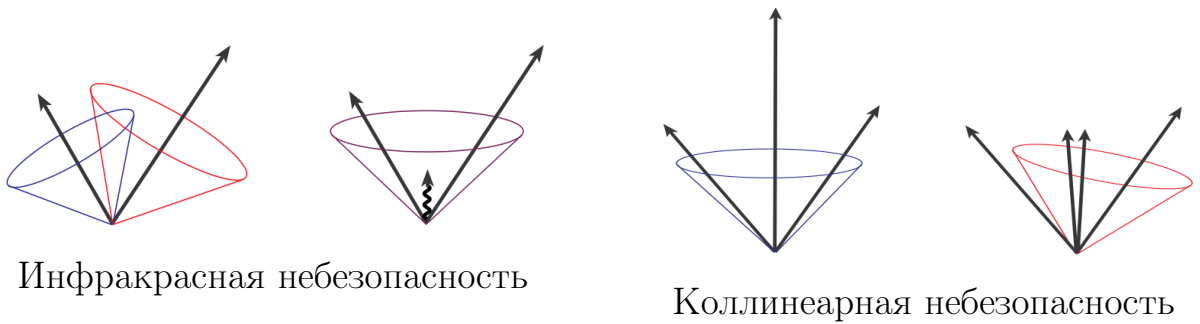


Рис. 2.1 – Слева: Инфракрасно-небезопасный алгоритм может объединить две струи при наличии мягкого излучения между ними. Справа: Коллинеарное разделение ведущей частицы, которая действует как зерно, может изменить пространственное положение струи. Взято из [54].

2.3 Классификация алгоритмов реконструкции струй

За последние десятилетия был предложен широкий спектр алгоритмов реконструкции струй. Обычно, они разделяются на две широкие группы: *конусные* и *последовательно-рекомбинационные* алгоритмы. Первые из них основаны на предположении, что разветвление и адронизация КХД оставляют поток энергии неизменными [55]. Рекомбинационные алгоритмы предназначены для суммирования излучаемой партоном энергии путем многократного слияния наиболее близкой пары частиц по некоторым заданным критериям объединения. Далее, мы приведем подробную информацию об последовательно-рекомбинационных алгоритмах и кратко обсудим ключевые особенности конусных алгоритмов. Полный обзор можно найти в работе [56].

Обычно струи делятся на категории в соответствии с родительским партоном, например, глюонные струи, струя с легким кварком или струя с тяжелым кварком (для c , b , t кварков). Кроме того, струи можно отличить по составу частиц: *заряженные* и *полные* струи. Заряженная означает, что струи восстанавливаются только из заряженных частиц, в то время как полная струя также содержит нейтральные частицы.

В лидирующем порядке пертурбативной КХД, столкновения двух партонов приводят к событиям с двумя струями, которые связаны с рассеянными партонами. В реальности, так как входящие партоны были связаны в некоторых адронах, в результате адронизации остатков уходящего пучка должно быть 2 дополнительных вперед-направленные струи. Струи образу-

ются в противоположных направлениях в азимуте ($\Delta\varphi \approx \pi$) в их системе центра масс из-за сохранения импульса. Такие события обычны для элементарных столкновений и называются ди-струйными событиями. В следующем лидирующем порядке (NLO) высоко виртуальный партон может испускать жесткие глюоны, которые могут быть признаны алгоритмом как независимые струи. Таким образом, можно наблюдать трех-, четырех- и т.д. струйные события. Струи, образованные первичными кварками и глюонами, которые отличаются как цветовым зарядом, так и спином, должны обладать разными свойствами [51]:

1. при той же энергии, глюонная струя должна быть в среднем шире, чем кварковая струя;
2. количество частиц любого типа в глюонной струе больше, чем в кварковой. В вычислениях NNLO соотношение составляющих множественностей для глюонных и кварковых струй равно $\langle N_g \rangle / \langle N_q \rangle \approx 1.7$. Это соотношение следует из того факта, что глюон обладает большим цветовым зарядом, чем кварк.

2.3.1 Конусные алгоритмы

Среди конусных алгоритмов наиболее широко используемыми являются *итерационные конусы* (IC). Стандартная схема действий этих алгоритмов выглядит следующим образом. Из списка частиц в конечном состоянии в качестве начального направления с быстротой y_i и азимутальным углом φ_i выбирается частица “зерно”. На следующем шаге алгоритм оценивает расстояние до другой частицы j по формуле

$$\Delta R^2 = (y_i - y_j)^2 + (\varphi_i - \varphi_j)^2, \quad (2.2)$$

где R – радиус конуса. Если $\Delta R < R$, то 4-импульсы частиц суммируются и полученное направление используется в качестве нового зерна. Если сумма 4-импульсов имеет быстроту y_c и азимут φ_c , совпадающий с центром конуса, то конус обозначается *стабильным* и итерационная процедура завершается. Для того, чтобы быть полностью определенным, итерационные алгоритмы струй с зерном должны решить две проблемы [54]:

1. Каковы критерии отбора зерна?

2. Что делать, когда два конуса из разных зерен накладываются друг на друга?

Для решения этих проблем были предложены две различные модификации итерационного алгоритма. Одна из них - это алгоритм IC с последующим удалением (IC-PR). Этот подход позволяет избежать проблем с перекрывающимися конусами. Однако у алгоритмов IC-PR есть недостаток, так как они являются коллинеарно-небезопасными. Вторым вариантом является алгоритм IC с разделительным подходом (IC-SM). Однако у алгоритмов IC-SM есть недостаток, связанный с небезопасностью в инфракрасном диапазоне. Подробное описание обоих алгоритмов можно найти в работе [53].

Проблема инфракрасной и коллинеарной небезопасности конусных алгоритмов была решена только недавно с изобретением беззернового конусного алгоритма *SISCone* (Seedless infrared-safe cone). Описание алгоритма можно найти в работе [57].

2.3.2 Последовательно-рекомбинационные алгоритмы

Алгоритмы последовательной рекомбинации основаны на картине пертурбативной КХД, в которой струи образуются в результате последовательных разветвлений партона. Поэтому принцип работы данных алгоритмов заключается в пошаговой рекомбинации двух близких друг к другу частиц. Эти алгоритмы используются для реконструкции струй в адронных столкновениях. Среди них наиболее широко используемые алгоритмы относятся к семейству обобщенных продольно-инвариантных k_T алгоритмов [58].

Любая реализация алгоритма k_T начинается со списка прекластеров, которые формируются из калориметрических ячеек, частиц или партонов [54]. Далее алгоритм восстанавливает струи следующим образом [59]:

1. Для каждой пары частиц (i, j) определяется два набора расстояний:
 - *межчастичное расстояние*

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^{2p}, p_{T_j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.3)$$

где $\min(\dots)$ означает, что из степеней поперечных импульсов частиц $p_{T_i}^{2p}$ и $p_{T_j}^{2p}$ выбирается минимальное значение, ΔR_{ij} определяется соотношением (2.2), R – радиус струи, а p – свободный параметр алгоритма;

– расстояние между частицей и пучком

$$d_{iB} = p_{T_i}^{2p}. \quad (2.4)$$

2. Среди всех наборов d_{ij} и d_{iB} находится минимальное значение d_{\min} :
 - Если d_{\min} равен d_{ij} , то частицы (i, j) удаляются из списка и сливаются в новую частицу в соответствии со схемой рекомбинации. После этого новая частица возвращается обратно в список;
 - В противном случае d_{\min} соответствует d_{iB} , а объект i объявляется финальной струей и удаляется из списка.
3. Возвращение к шагу 1 и повторение всех стадий до тех пор, пока не останется частиц в прекластере.

Процедура реконструкции струй иногда включает также *порог разрешения струи* d_{cut} , ниже которого d_{ij} и d_{iB} исключаются из цикла. Наиболее распространенными обобщенными версиями k_T алгоритма являются: k_T ($p = 1$), $\text{anti}k_T$ ($p = -1$) и Cambridge/Aachen (C/A) ($p = 0$). Основными преимуществами обобщенных алгоритмов k_T является их инфракрасная и коллинеарная безопасность.

k_T алгоритм

Алгоритм k_T сначала рекомбинирует частицы с малым p_T , которые находятся близко друг к другу в плоскости $(y - \varphi)$. Это приводит к чувствительности алгоритма к мягкому фону, такому как неосновные события (underlying events). Наличие фона вызывает обратную реакцию алгоритма [60], приводящую к изменению энергии и формы реконструированной струи. Эта особенность алгоритма k_T , тем не менее, используется в оценках фона.

$\text{anti-}k_T$ алгоритм

Алгоритм $\text{anti-}k_T$ начинает восстановление струи с рекомбинации частиц с высоким p_T . Мягкие частицы рекомбинируются с жесткими перед тем, как они объединяются между собой. Таким образом, струя будет нечувствительной к мягкому фону и будет иметь идеальную коническую форму (см. Рис. 2.2), в то время как наличие частицы с высоким p_T внутри расстояния $R < \Delta R < 2R$ модифицирует форму струи [61]. Нечувствительность в мягком фону делает алгоритм $\text{anti-}k_T$ широко используемым при анализе струй.

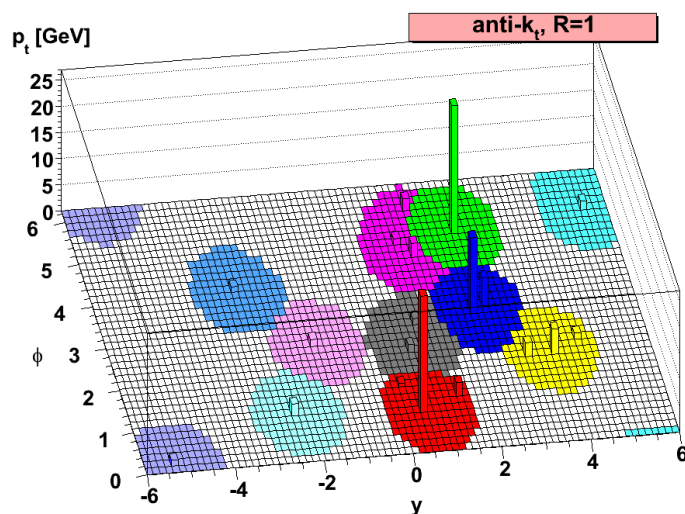


Рис. 2.2 – Жесткие струи, реконструированные алгоритмом $\text{anti-}k_T$ с $R = 1$. Наличие нескольких струй с высоким p_T вблизи друг от друга приводит к перекрыванию конусов. Взято из [61].

Cambridge/Aachen алгоритм

В C/A алгоритме оценки расстояния становятся просто геометрическими и меньше страдают от мягкого фона, чем в алгоритме k_T . C/A также учитывает угловой порядок расположения партонов.

2.4 FastJet C++ пакет

Пакет FastJet C++ является мощным программным обеспечением, которое позволяет восстанавливать струи в столкновениях $p+p$ и e^-e^+ [50]. Пакет FastJet содержит широко используемые алгоритмы последовательной рекомбинации, такие как k_T , $\text{anti-}k_T$ и C/A. Конусные алгоритмы могут использоваться через специальные плагины. Одним из основных преимуществ FastJet является то, что он достигает вычислительного времени $N \ln N$ для многих алгоритмов последовательной рекомбинации вместо N^3 , где N представляет количество частиц в событии [50]. Кроме того, FastJet включает в себя инструменты для вычисления площади струи, оценки фона и его вычитания.

2.5 Гашение струй

Поскольку образование струй хорошо изучено в элементарных столкновениях, струи могут использоваться в качестве инструмента для зондирования среды, созданной в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов. Свойства среды могут быть выведены из наблюдаемых изменений в выходе струй. Процесс жесткого рассеяния происходит на начальной стадии столкновения, до образования КГП. Образующиеся партоны проходят через среду, теряя энергию. Данный эффект называется *гашением струи* и впервые наблюдался на RHIC [62]. Недавнее проявление гашения струи в столкновениях Pb+Pb при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ было измерено экспериментом CMS [63], см. Рис. 2.3. Из закона сохранения

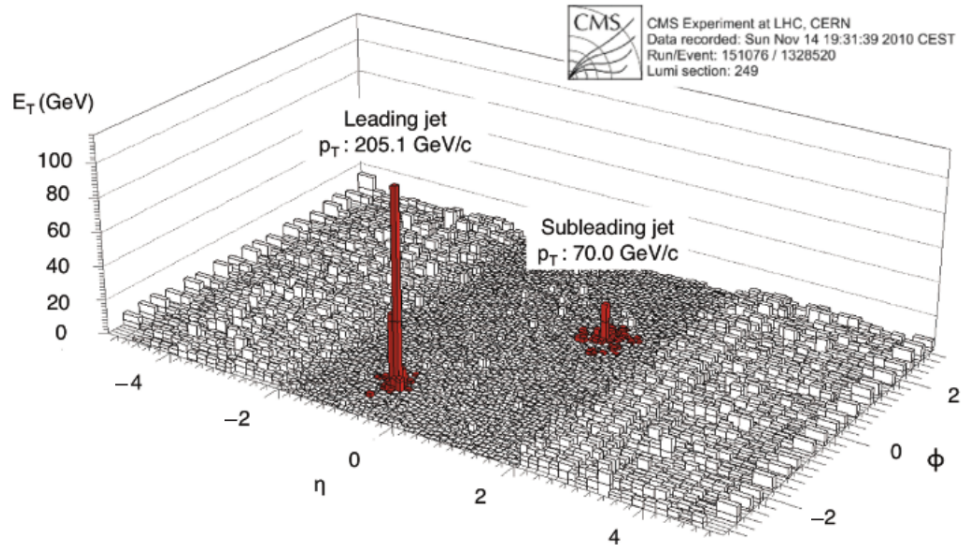


Рис. 2.3 – Проявление эффекта гашения струи в сильно несбалансированных ди-струйных событиях в столкновениях Pb+Pb при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. Восстановленные струи маркируются надписями с скорректированными p_T . Взято из [63].

импульса, общий поперечный импульс ведущей струи должен быть уравновешен струей отдачи в противоположном направлении. Измеренная струя отдачи в $\Delta\varphi \approx \pi$ содержит только приблизительно одну треть импульса ведущей струи. Следовательно, партон отдачи значительно потерял энергию за счет взаимодействия со средой.

Иллюстрация эффекта гашения струи показана на Рис. 2.4. Слева в

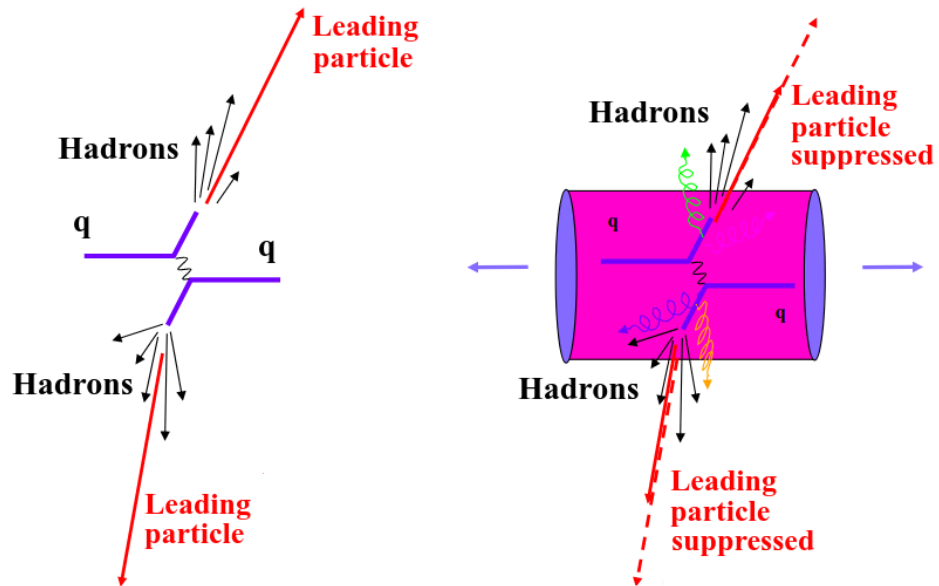


Рис. 2.4 – Слева: ди-струйные события в столкновении $p+p$. Справа: ди-струйные события в столкновении тяжелых ионов, где струи модифицируются присутствием созданной среды КГП. Взято из [64].

столкновении $p+p$ происходит рождение ди-струйного события, при котором струи не модифицируются. Энергия струй почти одинакова и они противоположны в азимутальном угле. График справа показывает жесткий процесс рассеяния, происходящий в столкновении тяжелых ионов, где созданная среда вызывает модификацию свойств струй. Используя столкновения $p+p$ в качестве референсных данных, можно видеть, что эффект гашения струи проявляется как подавление выхода адронов и струй с высоким p_T . Наличие КГП влияет также на направление струй, так как родительский партон испытывает многократное рассеяние, что приводит к акомпланарности ди-струйных событий, т.е. количество противоположно направленных струй подавляется в сравнении с $p+p$ [65]. Взаимодействие частиц струи со средой приводит также к изменению внутренней структуры струи [66].

Количество потерянной партоном энергии зависит от свойств среды. Этот факт может быть использован для определения термодинамических свойств, таких как концентрация частиц и транспортные свойства, такие как остановочная мощность и транспортные коэффициенты [3].

2.6 Вычитание фона

Процессы жесткого рассеяния встречаются редко, а в столкновениях тяжелых ионов они сопровождаются интенсивным, мягким фоном, что затрудняет реконструкцию струй. В этих условиях алгоритмы струй часто создают также *комбинаторные струи*, состоящие полностью из фоновых частиц. Эти частицы происходят из *неосновных событий*, например многопартонное взаимодействие или излучение в начальном и конечном состояниях) и/или *пай-лапа*. [67]. Для многих применений физики очень важно определить кинематические свойства струй без фонового загрязнения.

Экспериментально независимый подход к вычитанию фона с использованием площади струй был предложен в работе [68]. Этот метод основан на идее, что загрязнение жестких струй из-за мягкого фона пропорционально площади струи. Поперечный импульс p_T восстановленной струи корректируется на ожидаемый вклад средней плотности энергии фона по следующей формуле:

$$p_{T,\text{jet}}^{\text{reco},i} = p_{T,\text{jet}}^{\text{raw},i} - \rho A^i, \quad (2.5)$$

где i проходит через все струи k_T в событии, $p_{T,\text{jet}}^{\text{raw}}$ – поперечный импульс струи до коррекции, A – площадь струи, а ρ – плотность энергии фона, вычисленная в каждом событии отдельно. Плотность можно вычислить как

$$\rho = \text{медиана}_{k_T \text{ jets}} \left(\frac{p_{T,\text{jet}}^{\text{raw},i}}{A^i} \right). \quad (2.6)$$

Средняя плотность энергии фона ρ рассчитывается как медиана распределения p_T/A для струй, восстановленных с помощью алгоритма k_T . Медианное значение принято для исключения истинных жестких струй из оценок плотности энергии фона, см. Рис. 2.5. Формула (2.5) не учитывает влияние флуктуаций фона от точки к точке, которые размывая p_T спектр струй [70]. Размывание, вызванное локальными флуктуациями фона, в дальнейшем необходимо корректировать путем анфолдинга (unfolding).

Средний поперечный импульс частиц в жестком процессе больше, чем у фоновых частиц. Этот факт часто используется, чтобы уменьшить количество фоновых частиц, вводя минимальное отсечение p_T для составляющих струи. Однако, этот метод имеет недостаток, связанный с тем, что результи-

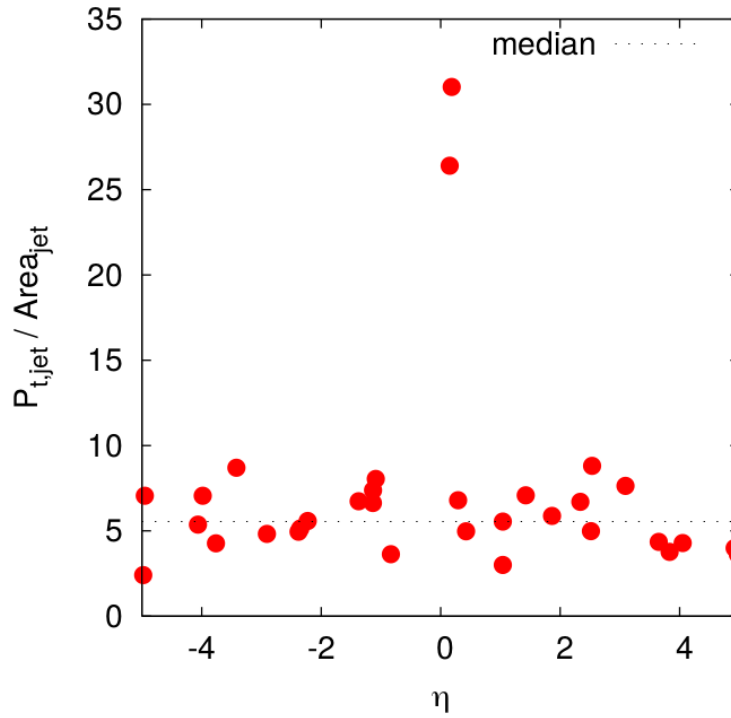


Рис. 2.5 – Распределение $p_T/area$ от η струй. Две отдельные точки представляют собой жесткие струи, в то время как другие точки – комбинаторные струи. Штрихпунктирная линия показывает медианное значение распределения. Взято из [69].

рующая струя является коллинеарной небезопасной. Кроме того, подавление фона может быть выполнено требованием наличия частицы с высоким p_T внутри реконструируемой струи. Однако такое ограничение смещает фрагментацию струи (biases the jet fragmentation).

В каждом эксперименте, в котором выполняется измерения струй в столкновениях тяжелых ионов, используется разный подход к реконструкции струй и вычитанию фона [72, 73, 74]. Далее мы сосредоточим наше внимание на эксперименте ALICE, в котором разработан альтернативный метод подавления комбинаторных фоновых струй в реконструированном спектре струй.

2.7 Корреляции в системе адрон-струя

Изучение эффекта гашения струй в условиях высокой множественности частиц является сложной задачей из-за наличия мягкого фона и размывания измеренных p_T спектров истинных струй. Выше говорилось о том, что количество фоновых струй может быть уменьшено за счет требования частиц

с высоким p_T внутри реконструированных струй. Однако, такое ограничение приводит к смещению фрагментации струи и нарушает инфракрасную безопасность [75]. Это смещение может также повлиять на выбранные погашенные струи и исказить их спектр. Поэтому в работе [76] был предложен способ уменьшения фоновых событий без введения смещения. Метод основан на данных и удаляет комбинаторные фоновые струи путем статистического вычитания. Метод основан на струях, которые находятся практически в зоне отдачи в азимуте по отношению триггерного адрона с высоким p_T . Наличие частицы с высоким p_T является явным свидетельством того, что произошло жесткое рассеяние. В то же время, это не влияет на фрагментацию струи при отдаче.

3 ALICE эксперимент

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) является одним из четырех больших экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC). Физическая программа коллаборации ALICE обширна [78], но основной упор делается на изучение свойств кварк-глюонной плазмы, создаваемой в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов. Кроме того, эксперимент ALICE изучает столкновения малых систем, таких как $p+p$ и $p+A$ ¹, которые используются в качестве референсных данных для столкновений $A+A$.

Детектор ALICE можно разделить на три части: центральные детекторы (central barrel CB), forward-детекторы и мюонный спектрометр (см. Рис. 3.1). Подробная информация о каждой из частей приведена в обзоре [79].

THE ALICE DETECTOR

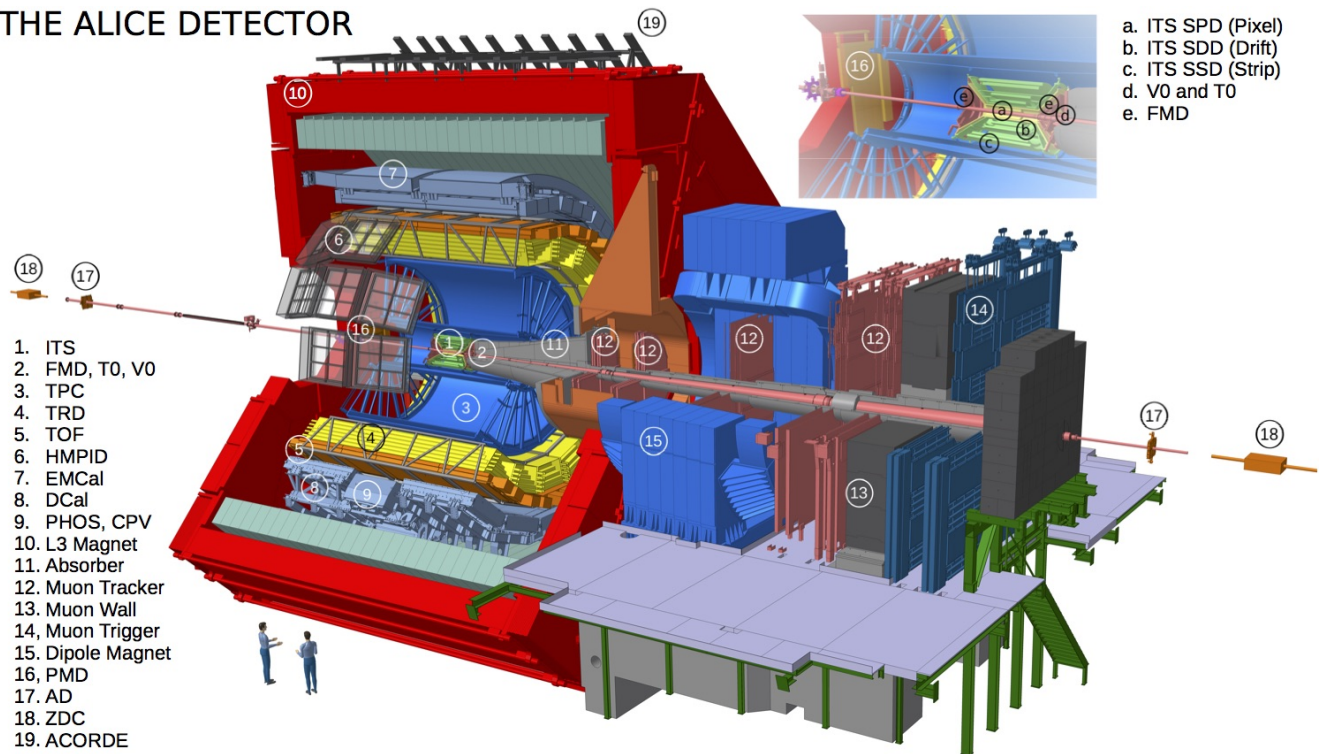


Рис. 3.1 – Схематический вид детектора ALICE на LHC. Верхний правый угол: увеличенная схема ITS и forward-детекторов. Пояснения к некоторым сокращениям можно найти в тексте. Взято из [80].

¹‘A’ обозначает ядро.

3.1 Центральные детекторы

Детекторы в центральной части охватывают диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 0,9$ и расположены в соленоидальном магните L3, обеспечивающим магнитное поле 0.5 Т. Основными детекторами для трекинга заряженных частиц являются Внутренняя Трековая Система (Inner Tracking System – ITS) и Время-Проекционная Камера (Time Projection Chamber – TPC). Они охватывают весь азимутальный диапазон и обеспечивают трекинг частиц с разрешением по импульсу $\Delta p_T/p_T$: 1 % ниже 10 ГэВ/с и 5 % ниже 100 ГэВ/с для треков внутри TPC [74].

3.1.1 Внутренняя трековая система

ITS [79] расположена близко к трубке пучка и состоит из 6 слоев кремниевых детекторов. Два самых внутренних слоя состоят из кремниевых пиксельных детекторов (SPD), два промежуточных слоя из кремниевых дрейфовых детекторов (SDD) и два крайних слоя из кремниевых стриповых детекторов (SSD). Основными задачами ITS являются локализация как вершин первичного взаимодействия, так и вершин вторичного распада частиц, идентификация заряженных частиц с $p_T < 200$ МэВ/с и, в целом, для улучшения импульсного и углового разрешения частиц, реконструированных TPC [81].

3.1.2 Время-проекционная камера

Конструкция детектора основана на полевой клетке, разделенной центральным электродом на две дрейфовые области. Электрическое поле в дрейфовой области создается стрипами Майлара (Mylar), намотанными вокруг 18 внутренних и внешних опорных стержней [79]. TPC работает при градиентах высокого напряжения 400 В/см, с напряжением -100 кВ на центральном катоде, что приводит к максимальному времени дрейфа 90 μ с. Подробная информация об особенностях конструкции приведена в источнике [79].

Детектор TPC обеспечивает следующие измерения:

- трекинг частиц;
- измерения поперечного импульса частиц;
- предварительная идентификация частиц путем измерения энергетических потерь dE/dx .

Принцип работы детектора можно описать следующим образом. Заряженные частицы, проходящие через объем ТРС, ионизируют газ. Плотность ионизации зависит от импульса и вида частицы. Освобожденные электроны дрейфуют к многопроволочным пропорциональным камерам на конце ТРС-пластин, в то время как тяжелые ионы дрейфуют к центральному электроду. Сигнал от торцевых пластин используется для определения точки пространства, в которой произошла ионизация.

3.2 Forward-детектор: триггерный V0 детекторы

Forward-детекторы ALICE включают в себя детекторы V0, состоящий из двух сцинтилляторных массивов V0A и V0C (или VZERO-A и VZERO-C), которые измеряют заряженные частицы в диапазоне псевдобыстроты $2.8 < \eta < 5.1$ и $-3.7 < \eta < -1.7$, соответственно [82]. Каждый массив покрывает весь азимутальный диапазон. Детекторы V0 в основном используются в качестве триггера, а также для определения центральности и угла плоскости реакции в столкновениях Pb+Pb [82].

Детекторы V0 расположены друг напротив друга относительно точки столкновения пучков (см. Рис. 3.2). Каждый детектор сегментирован на 32

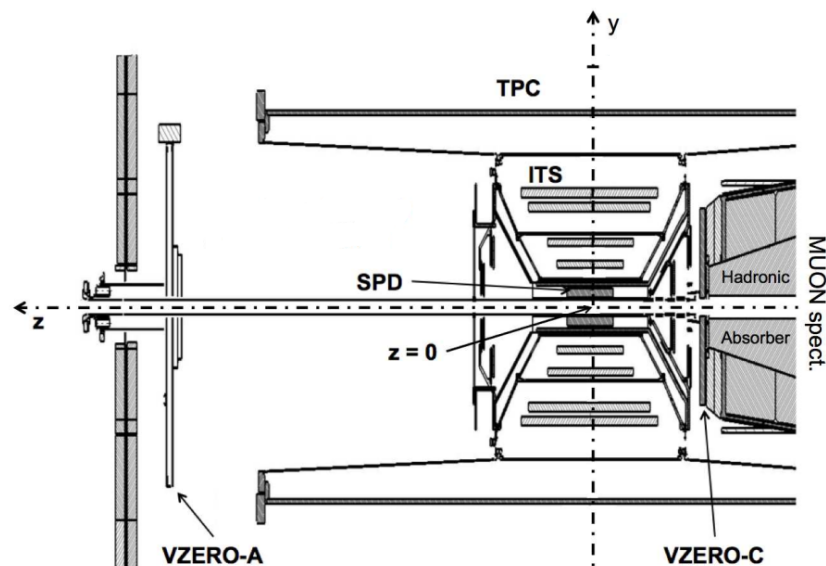


Рис. 3.2 – Расположение детекторов V0A и V0C. Взято из [82].

канала: 4 осевых кольца, разделенные на 8 секций. Каналы изготовлены из пластмассового сцинтиллятора BC404 [83] толщиной 2.5 и 2.0 см для V0A и V0C, соответственно.

Детекторы V0 играют одну из центральных ролей в ALICE. Они используются для обеспечения триггера минимального смещения (совпадение V0A и V0C) и триггера высокой множественности как в $p+p$, так и в $Pb+Pb$ столкновениях. Столкновения с малым импакт-параметром имеют в среднем более высокую множественность частиц на V0 детекторах.

3.3 Мюонное плечо

Мюонный спектрометр предназначен для измерения рождения тяжелых кваркониевых состояний и легких векторных мезонов в области псевдобыстроты $-4.0 < \eta < -2.4$ [80]. Он расположен под небольшими азимутальными углами $2^\circ - 9^\circ$, чтобы обеспечить хорошее принятие для частиц с низким p_T [79]. Мюонное плечо начинается с большого адронного поглотителя, в результате чего V0C располагается ближе к точке взаимодействия, чем V0A.

3.4 Реконструкция струй на ALICE

Процедура реконструкции струй включает три этапа: определение кандидатов на струю, вычитание фона и поправки на энергетическое разрешение и шкалу энергий [74]. Кандидаты на струи восстанавливаются по anti- k_T алгоритму из пакета FastJet [50]. ALICE позволяет восстанавливать как заряженные, так и полные струи. Заряженные струи восстанавливаются из заряженных треков из СВ с $p_T > 0.15$ ГэВ/с в диапазоне псевдобыстроты $|\eta_{\text{track}}| < 0.9$ в полном азимуте. При реконструкции полных струй учитывается также энергия, оставленная частицами в электромагнитных калориметрах (EMCal, PHOS, DCal). Эти калориметры, однако, имеют более ограниченный диапазон псевдобыстроты и азимута. Для исключения частично реконструированных струй, которые появляются на границе диапазона псевдобыстроты, применяется ограничение на псевдобыстроту струй, например, для заряженных струй в СВ требуется $|\eta_{\text{jet}}| < 0.9 - R$.

Вычитание фона выполняется с использованием модифицированной версии подхода, описанного в разделе (2.6). Два самые жесткие (ведущие) реконструированные k_T -струи исключаются из оценки медианы, чтобы уменьшить влияние истинных струй на вычисления фона [84].

Флуктуации фона и эффекты детектора смазывают p_T спектр струй. Реконструированный p_T спектр, таким образом, должен быть скорректирован

с учетом этого размазывания. Размазывание можно описать в рамках матрицы реакции (response matrix), которая дает вероятность того, что струя с начальным импульсом $p_{T, \text{jet}}^{\text{part}}$ будет восстановлена как струя с некоторым импульсом $p_{T, \text{jet}}^{\text{det}}$. Далее предполагается, что отношение между истинным и измеренным спектром будет линейным

$$m = W \cdot t, \quad (3.1)$$

где m и t – векторы, представляющие измеренный и истинный спектр, а W – матрица реакции. Поскольку W часто является сингулярной, то это уравнение должно решаться с помощью анфолдинг техники (unfolding technique) [85, 86, 87].

4 Измерения акропланарности в системе адрон-струи в МВ и НМ столкновениях p+p при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ

В 2016 – 2018 годах в эксперименте ALICE на LHC была собрана большая выборка данных о столкновениях p+p с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Сбор данных осуществлялся с помощью системы онлайн триггеров, которая позволяла целенаправленно отбирать интересующие события. Кроме триггера минимального смещения, который требовал совпадения сигналов V0A и V0C, был также триггер на редкие события с высокой множественностью (НМ) на детекторах V0. Выход света, собранный из сигналов V0A и V0C, пропорционален множественности заряженных частиц в детекторах V0. Сумма обеих выходов обозначается как V0M, $V0M = V0A + V0C$. НМ триггер выбирает события, имеющие более чем в 5 раз среднюю множественность V0M, чем события минимального смещения (МВ), обозначаемые как $\langle V0M \rangle$. Такие события составляют 0.1 % от полного числа событий минимального смещения, см. Рис. 4.1. [6]. Оффлайн выбор НМ событий требовал, чтобы НМ события

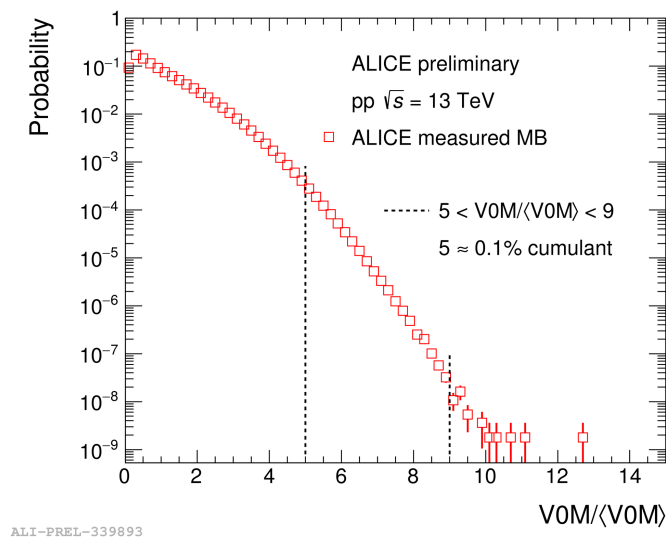


Рис. 4.1 – Распределение $V0M/\langle V0M \rangle$ для событий минимального смещения в p+p столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, измеренное ALICE.

Штрихпунктирные линии показывают диапазон НМ событий. Взято из [6].

имели $V0M/\langle V0M \rangle$ ограниченный также сверху для дальнейшего подавления остаточной пай-лапа (pile-up). Эти НМ события использовались для поиска возможных проявлений акропланарности в системе адрон-струи.

Левая часть на Рис. 4.2 показывает сравнение $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)|_{p_{T, \text{jet}}}$ распределений для МВ и НМ p+p столкновений при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ для триггер-частицы $\text{TT}_{\text{Sig}}\{20,30\}$ ГэВ/с и триггер-частицы $\text{TT}_{\text{Ref}}\{6,7\}$ ГэВ/с. $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ наблюдаемая используется для характеристики акомпланарности системы адрон-струи и вычисляется по следующей формуле:

$$\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi) = \frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{dN_{\text{jets}}}{d\Delta\varphi} \Big|_{\text{TT}_{\text{Sig}} \& p_{T, \text{jet}}} - C_{\text{ref}} \cdot \frac{1}{N_{\text{trig}}} \frac{dN_{\text{jets}}}{d\Delta\varphi} \Big|_{\text{TT}_{\text{Ref}} \& p_{T, \text{jet}}}, \quad (4.1)$$

где N_{trig} – количество триггер-частиц, C_{ref} представляет коррекцию ($\approx 0,95$), которая учитывает разницу в среднем количестве физических струй, связанных с TT_{Sig} и TT_{Ref} в ограниченном пространстве ALICE [65], $\Delta\varphi$ обозначает азимутальный угол между ТТ и струей

$$\Delta\varphi = \varphi_{\text{ТТ}} - \varphi_{\text{jet}} \quad (4.2)$$

и $p_{T, \text{jet}}$ показывает выбранный диапазон поперечного импульса струй. Вы-

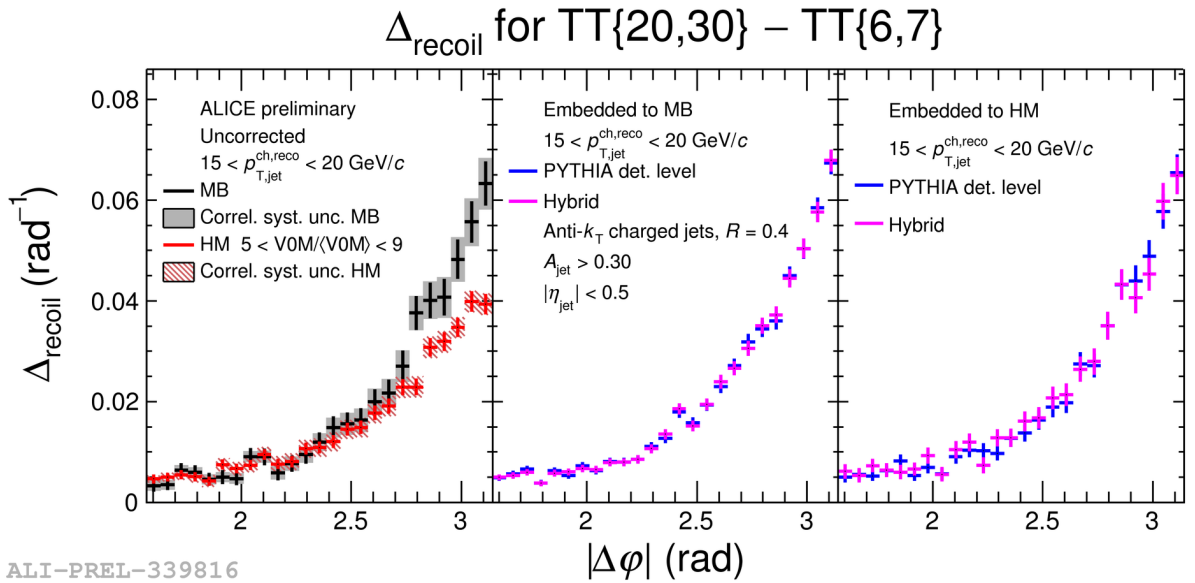
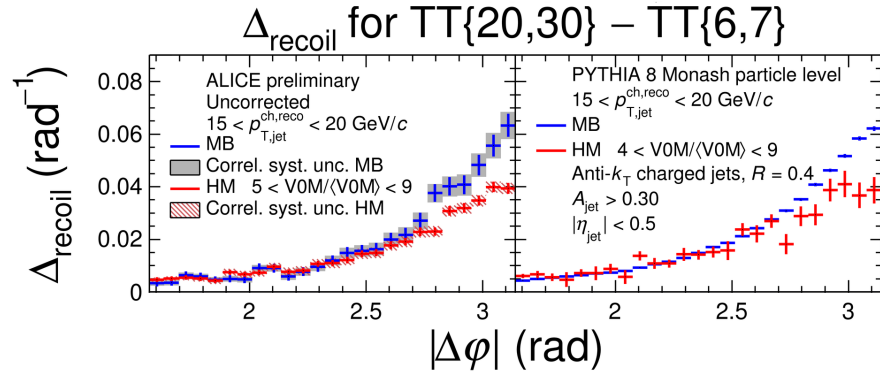


Рис. 4.2 – Распределение Δ_{recoil} как функция азимутального угла между ТТ и струей в МВ и НМ p+p столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Слева: результаты эксперимента. На средней и правой панелях показаны встроенные исследования PYTHIA для МВ и НМ событий. Выбранный диапазон p_T струй можно найти в легенде. Взято из [6].

бранный диапазон $V0M/\langle V0M \rangle$ составлял 5 – 9. Левая панель на Рис. 4.2

демонстрирует заметное подавление корреляции в системе адрон-струи в НМ событиях при сравнении с МВ событиями. Это может быть признаком эффекта гашения струи, в тоже самое время это может быть и некоторый эффект детектора. Чтобы исключить последний случай, были взяты струи, симулированные генератором событий PYTHIA, и встроены в реальные МВ и НМ события. На следующем этапе они сравнили $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)|_{p_{T,\text{jet}}}$ распределения от событий PYTHIA (уровень детектора) и от гибридных данных, которые являются результатом анализа комбинированных событий PYTHIA и реальных данных, см. среднюю и правую панели на Рис. 4.2. Хорошее совпадение обоих подходов позволяет предположить, что наблюдаемый эффект не обусловлен эффектом детектора.

Акопланарность в системе адрон-струи была дополнительно изучена с помощью генератора событий PYTHIA 8. На Рис. 4.3 показано $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ распределения для нескорректированных данных ALICE (слева) и моделирования PYTHIA (справа). Результаты PYTHIA имели ослабленное условие



ALI-PREL-339740

Рис. 4.3 – Δ_{recoil} распределения как функция азимутального угла между ТТ и струей в МВ и НМ p+p столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Слева: Некорректированные данные эксперимента. Справа: Моделирование PYTHIA. Выбранный диапазон p_T струй может быть найдена в легенде.

Взято из [6].

на выбор НМ событий $4 < V0M/\langle V0M \rangle < 9$ для улучшения статистики. Как можно видеть, события PYTHIA качественно проявляют тот же эффект подавления, что и реальные данные. Это говорит о том, что подавление не связано с эффектом гашения струй, так как он не реализован в генерато-

ре РҮТНІА [7]. Тем не менее, РҮТНІА предоставляет возможность поиска начала происхождения этого явления. Соответствующий анализ является основной целью диссертации магистра.

5 Симуляции событий PYTHIA 8

Программа PYTHIA 8 [7] является многозадачным генератором событий Монте-Карло для высокоэнергетических столкновений элементарных частиц. Она содержит библиотеки жестких и мягких процессов, а также параметры физических моделей для многопартонных взаимодействий (MPI), режимов распада частиц и др. Процесс адронизации в PYTHIA основан на модели фрагментации цветных струн Лунда [88].

PYTHIA дает возможность эффективно вычислять редкие процессы с большими Q^2 , которые изучаются с помощью адронно-струйного анализа. Пользователь может ограничить фазовое пространство начального жесткого рассеяния, используя функции PYTHIA “PhaseSpace:pTHatMin” и “PhaseSpace:pT” [89]. Таким образом, полный процесс симуляций можно разделить на несколько независимых симуляций в эксклюзивных p_T -жестких бинах. Соответствующие результаты необходимо умножать на весовой множитель

$$\omega = \frac{\sigma}{N_{\text{events}}}, \quad (5.1)$$

перед тем, как просуммировать их вместе. Здесь σ является поперечным сечением заданного жесткого бина, а N_{events} – количество сгенерированных событий.

Поскольку некоторые физические процессы, такие как адронизация и MPI, не могут быть рассчитаны в рамках пертурбативной КХД, генератор PYTHIA содержит настраиваемые параметры для их описания в рамках моделей. Чтобы не изменять каждый параметр отдельно, PYTHIA предоставляет список тьюнов (tunes), которые были настроены на основе экспериментальных данных [90]. Для наших симуляций мы взяли тьюн Monash 2013 для $p+p$ столкновений. Этот тьюн учитывает данные, полученные на LHC, а также ранние данные измерений с SPS и Tevatron. Подробное описание параметров Monash 2013 можно найти в статье [91].

PYTHIA 8 предоставляет подробную информацию о генерируемых частицах, например:

- кинематические характеристики, такие как поперечный импульс p_T , азимутальный угол φ и псевдобыстроту η (см. Рис. 5.1);
- заряд частицы;

- код статуса частицы: положительное значение для частиц из конечного состояния и отрицательное – для частиц из промежуточного состояния.

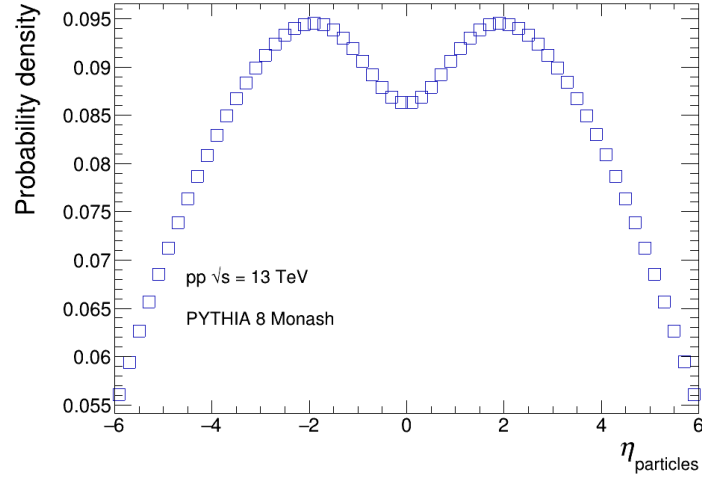


Рис. 5.1 – Распределение псевдобыстроты заряженных частиц из конечного состояния, рожденных в $p+p$ столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Генерируемые заряженные частицы PYTHIA из конечной стадии используются в качестве составляющих струи. Для реконструкции и анализа струй мы использовали пакет FastJet, см. раздел (2.4). Информацию обо всех возможностях FastJet можно найти в [50].

5.1 Настройки PYTHIA 8

Генерация событий осуществлялась с использованием следующих настроек PYTHIA:

- Monash 2013;
- $p+p$ столкновения с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
- все жесткие КХД процессы (“HardQCD:all = on”);
- 21 p_T -жесткий бин (НВ) от 3 до 1000 ГэВ/ c ;
- независимое случайное число, чтобы избежать статистической зависимости генерируемых событий;
- отключение слабых распадов K_S^0 , Λ^0 , Σ^- , Σ^0 , Σ^+ , Ξ^- , Ξ^+ , Ω^- .

5.2 Обработка PYTHIA событий

Подробную информацию о сгенерированных событиях я сохранял в выходных ROOT файлах [92]. Эти файлы могли быть позже переработаны для исследования различных зависимостей между сохраненными характеристиками. Я также написал макросы на основе ROOT для обработки TTree и построения гистограмм. Для анализа я брал только те события, которые содержат как минимум одного ТТ-кандидата. Триггер-частицы были определены как заряженные частицы из конечной стадии в СВ $|\eta| < 0.9$ с $p_T \in (20,30)$ ГэВ/с (ТТ_{sig}) и $p_T \in (6,7)$ ГэВ/с (ТТ_{ref}). Рисунок 5.2 иллюстрирует быстрое уменьшение вероятности наличия более одного ТТ{20,30}-кандидата в генерируемых событиях. В редких случаях нескольких ТТ-кандидатов, один из

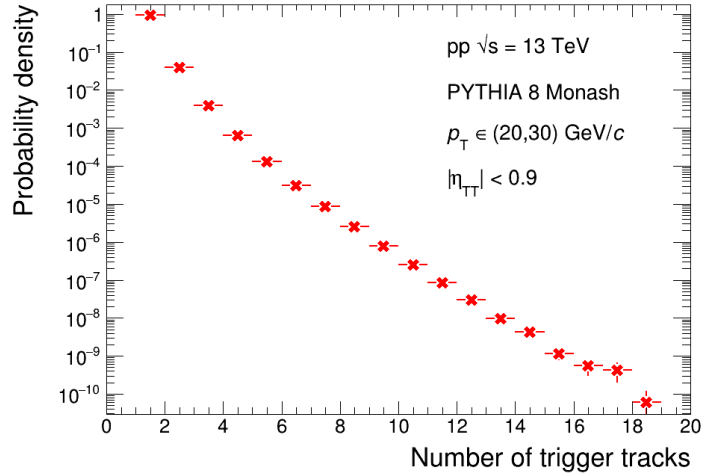


Рис. 5.2 – Распределение плотности вероятности числа ТТ{20,30} в генерируемых событиях.

них выбирался случайным образом. Для таких случаев я сохранял:

- V0A и V0C множественность, определенную как количество заряженных частиц из конечном стадии на детекторах V0A и V0C (см. раздел (3.2));
- заряженные anti- k_T $R = 0,4$ струи, восстановленные из заряженных частиц в СВ $|\eta| < 0,9$ с $p_T > 0.15$ ГэВ/с. Ось центроида струи была ограничена в более узком диапазоне псевдобыстроты $|\eta_{jet}| < 0.5$ для того, чтобы реконструированная струя полностью содержалась в СВ. Аналогичный выбор был применен и для соответствующего анализа

реальных данных [6];

- заряженные anti- k_T $R = 0,4$ струи в широком диапазоне псевдобыстроты $|\eta_{\text{jet}}| < 5.6$, которые были восстановлены из заряженных частиц с $p_T > 0.15$ ГэВ/ c и $|\eta_{\text{particle}}| < 6$. Важно отметить, что широкий диапазон псевдобыстроты охватывает оба детектора V0.

Струи были реконструированы в пакете FastJet с использованием p_T инвариантной рекомбинационной схемой [50]. Поперечный импульс $p_{T, \text{jet}}$ струй в СВ был скорректирован на среднюю плотность энергии фоновых событий ρ

$$p_{T, \text{jet}}^{\text{reco}} = p_{T, \text{jet}} - A\rho. \quad (5.2)$$

Плотность энергии фоновых событий была найдена с помощью методики, описанной в разделе (3.4). Ниже будут представлены основные результаты моделирования.

5.3 V0 распределение

В данной работе множественность $V0M$ определяется суммированием заряженных частиц конечного состояния, которые находятся в пределах псевдобыстроты $-3.7 < \eta < -1.7$ и $2.8 < \eta < 5.1$ в полном азимуте. На левом графике на Рис. 5.3 показано сравнение распределений $V0M$ для истинных событий PУТНIA MB с теми событиями, где я требовал совпадения V0A и V0C, имитирующее условие минимального смещения, накладываемое ALICE. Истинные события PУТНIA MB были сгенерированы с помощью мягких неупругих КХД процессов (“SoftQCD: inelastic = on”). Истинное распределение MB получено без условия по совпадению V0A–V0C. Оба распределения имеют одинаковую форму после $V0M/\langle V0M \rangle > 1$, см. правую панель на Рис. 5.3. Для нормировки сигнала $V0M$ я использовал среднее значение распределения совпадений $V0M$ $\langle V0M \rangle_{\text{MB}} = 30.396$, так же, как это было сделано в эксперименте. Истинные события PУТНIA MB имеют значение $\langle V0M \rangle$ чуть ниже, равное 25.42. Условие совпадения подавляет процессы, ассоциированные с низкой множественностью, такие как одиночные дифракционные события.

На следующем этапе я изучил, как присутствие TT в событиях PУТНIA MB меняет форму распределения $V0M/\langle V0M \rangle$ и как выглядят распределе-

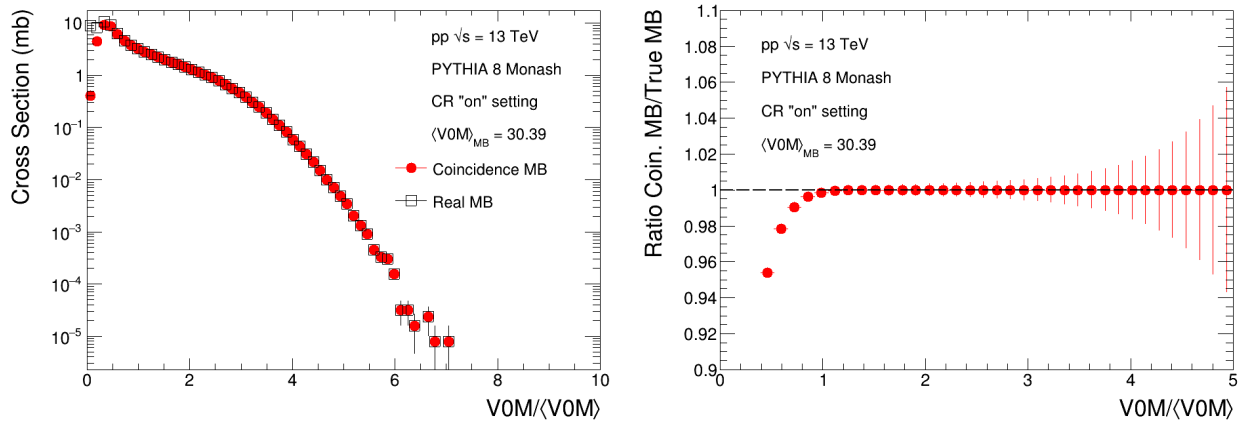


Рис. 5.3 – Слева: $V0M/\langle V0M \rangle$ распределение PYTHIA MB событий с совпадением $V0A-V0C$ и без него. Справа: Отношение распределений $V0M/\langle V0M \rangle$ с левой стороны рисунка.

ния $V0M/\langle V0M \rangle$ для событий с $TT\{20,30\}$ и $TT\{6,7\}$. На Рис. 5.4 показано распределение $V0M/\langle V0M \rangle$ для истинных MB событий и для событий с дополнительным требованием на наличие TT . Отчетливо видно, что требова-

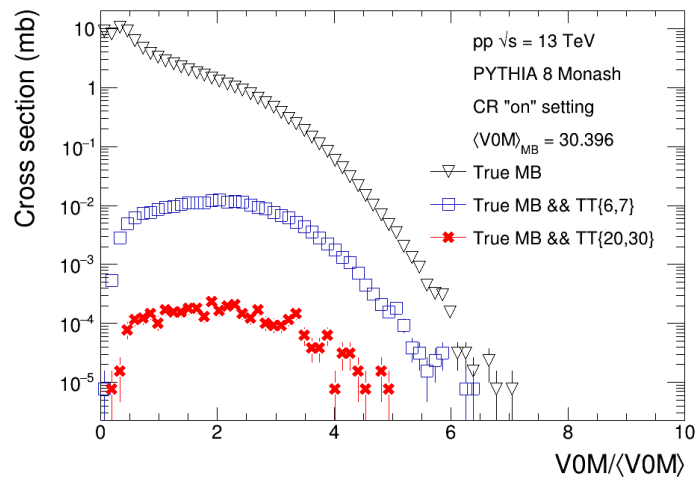


Рис. 5.4 – Распределение $V0M$ в сгенерированных событиях PYTHIA MB (черные треугольники). Два других распределения показывают $V0M/\langle V0M \rangle$ для MB событий с условием TT .

ние TT существенно уменьшает поперечное сечение таких событий, особенно для более высокого диапазона p_T . Как видно, требование TT изменяет форму $V0M/\langle V0M \rangle$ и приводит к увеличению $\langle V0M \rangle$, $\langle V0M \rangle_{TT\{20,30\}} = 62.52$ и $\langle V0M \rangle_{TT\{6,7\}} = 61.98$. Требование TT выбирает события с большим переда-

ваемым 4-импульсом Q^2 . Такие события в среднем имеют большую множественность частиц за счет рождения струй.

PYTHIA режим p_T -жесткого бина (НВ) отсекает часть фазового пространства при низком значении Q^2 и вводит смещение, которого в реальности не существует. На рисунке 5.5 показано сравнение распределения $V0M/\langle V0M \rangle$ в данных PYTHIA MB и PYTHIA НВ. В последнем случае самый низкий p_T

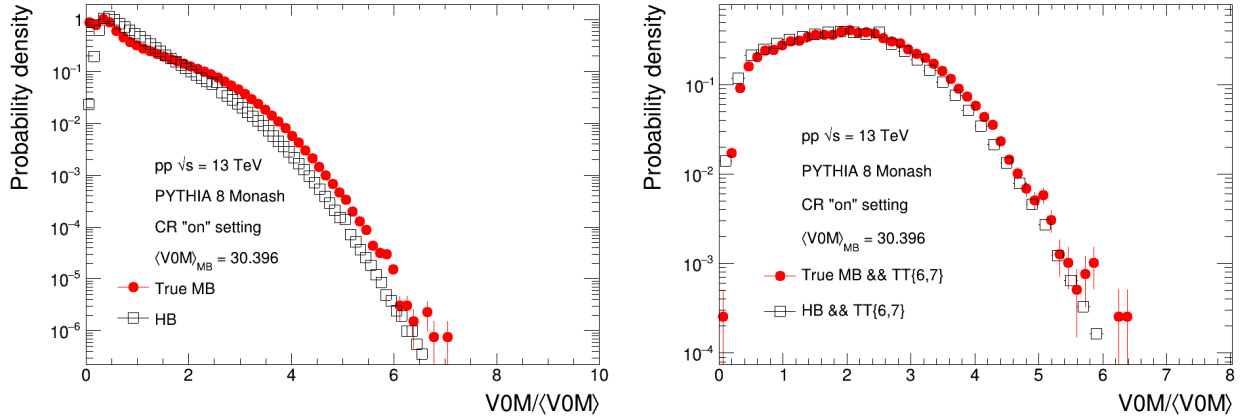


Рис. 5.5 – $V0M/\langle V0M \rangle$ распределения, сгенерированный в режиме PYTHIA MB (“SoftQCD: inelastic = on”) и в режим p_T -жесткого бина PYTHIA НВ. Слева: без ТТ. Справа: с присутствием ТТ.

бин начинается с 3 ГэВ/с, поэтому распределение НВ отличается от истинного MB. Однако те же самые распределения с требованием ТТ имеют лишь незначительные отличия, см. Рис. 5.5. Таким образом, анализ корреляций адронов-струй, где требуется наличие ТТ с высоким p_T в событиях, не будет искажен ограниченным фазовым пространством из-за режима жестких бинов.

На левой стороне Рис. 5.6 сравниваются формы $V0M/\langle V0M \rangle$ распределений для событий с разными требованиями на поперечный импульс ТТ. Видно, что разные смещения ТТ приводят к одинаковому $V0M$. В более крупных системах столкновений, таких как $p+Pb$ или $Pb+Pb$, такое поведение является сигналом того, что различные требования ТТ выбирают похожую геометрию со смещением [94].

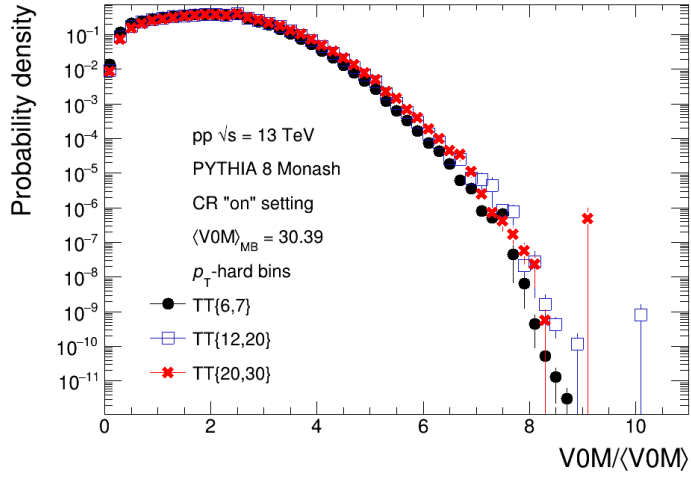


Рис. 5.6 – Сравнение распределения $V0M/\langle V0M \rangle$ для событий с разными требованиями на поперечный импульс ТТ.

5.4 Полуинклюзивное p_T распределение струй отдачи

На рисунке 5.7 представлен нормированный на количество ТТ выход струй отдачи, связанный с $TT\{20,30\}$ и $TT\{6,7\}$ для МВ и НМ событий. Поперечный импульс струй скорректирован по формуле (2.6) на среднюю

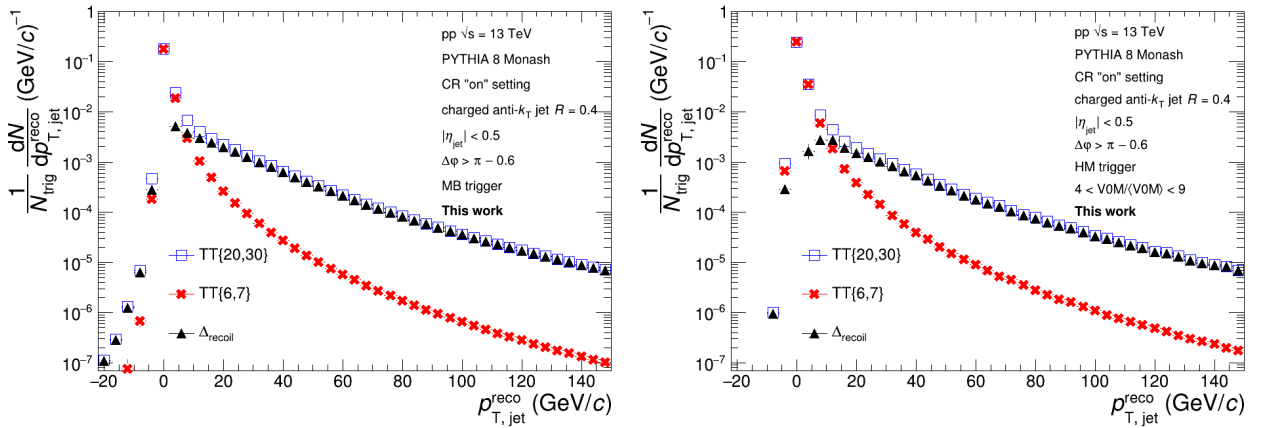


Рис. 5.7 – Нормированный на количество ТТ выход струй отдачи, связанный с $TT\{20,30\}$ и $TT\{6,7\}$ для событий МВ (слева) и НМ (справа), генерируемых с помощью PYTHIA 8 Monash. Также показано соответствующее распределение Δ_{recoil} .

плотность энергии фоновых событий ρ . Коэффициент коррекции C_{ref} рассчитывался как отношение двух распределений, связанных с $TT\{20,30\}$ и

ТТ{6,7}, в бине 0–1 ГэВ/с. Значения C_{ref} можно найти в Табл. 5.1. Δ_{recoil} получены распределения (4.1), только вместо $\Delta\varphi$ поперечный импульс $p_{\text{T, jet}}^{\text{reco}}$.

Таблица 5.1 – Значения коэффициента C_{ref} для МВ и НМ событий

	МВ события	НМ события
C_{ref}	0.983	0.962

На рисунке 5.8 показано сравнение распределений Δ_{recoil} для МВ и НМ событий. Можно заметить, что на представленном графике уже наблюдается подавление НМ событий по отношению к МВ событиям, которое растет по мере уменьшения $p_{\text{T, jet}}^{\text{recoil}}$ струй.

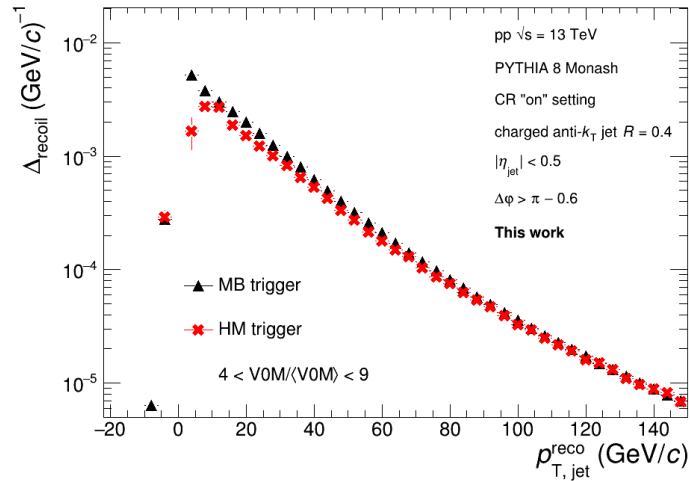


Рис. 5.8 – Сравнение распределений Δ_{recoil} в МВ и НМ событиях.

5.5 $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ распределение

5.5.1 Центральная часть

На рисунке 5.9 показан нормированный на количество ТТ выход струй отдачи, ассоциированных с ТТ{20,30} и ТТ{6,7} как функция азимутального угла $\Delta\varphi$ между ТТ и струей отдачи в МВ и НМ событиях. Соответствующие $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ распределения получены с использованием значений C_{ref} , приведенных в Табл. 5.1. Все распределения в рассматриваемом диапазоне $\Delta\varphi$ имеют пик $\Delta\varphi = \pi$, что соответствует обратной корреляции ТТ и струи отдачи.

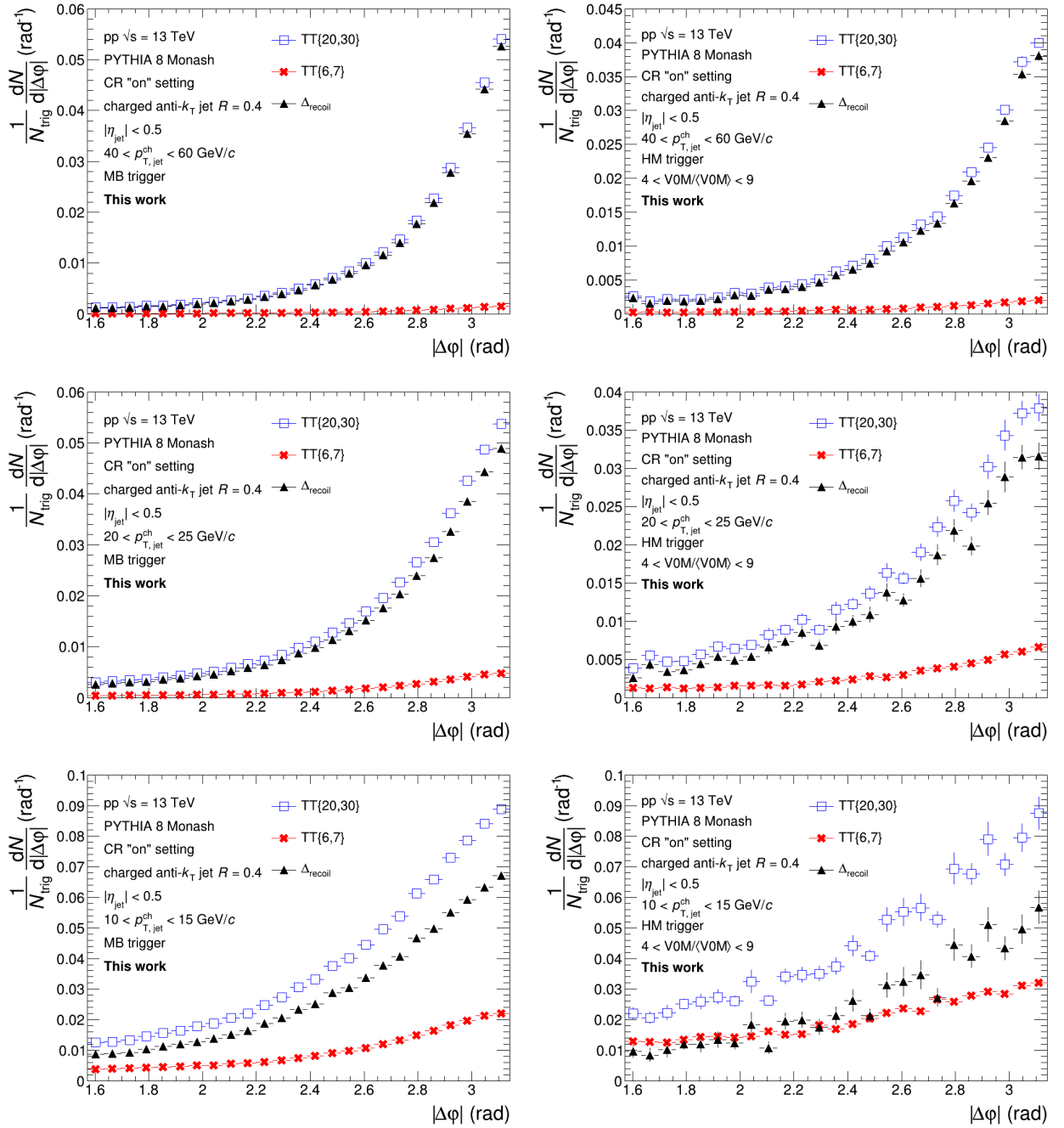


Рис. 5.9 – Нормированный на количество ТТ выход струй отдачи, связанные с ТТ{20,30} и ТТ{6,7} в МВ и НМ событиях, генерируемых РУТНІА 8 Monash. На графиках также показаны соответствующие $\Delta_{\text{recoil}} \cdot (|\Delta\varphi|)$ распределения. Выбранный диапазон $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ струй представлен в легенде.

На рисунке 5.10 показано распределения Δ_{recoil} как функция $\Delta\varphi$ в МВ и НМ событиях. Видно, что сгенерированные события РУТНІА демонстрируют качественно одинаковый эффект подавления, показанный на Рис. 4.3. Для количественного определения ширины распределения спектры были ап-

проксимированны по формуле [65]:

$$f(\Delta\varphi) = p_1 + p_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta\varphi - \pi}{\sigma}\right), \quad (5.3)$$

где p_0 , p_1 и σ являются параметрами. Параметр σ соответствует ширине пика.

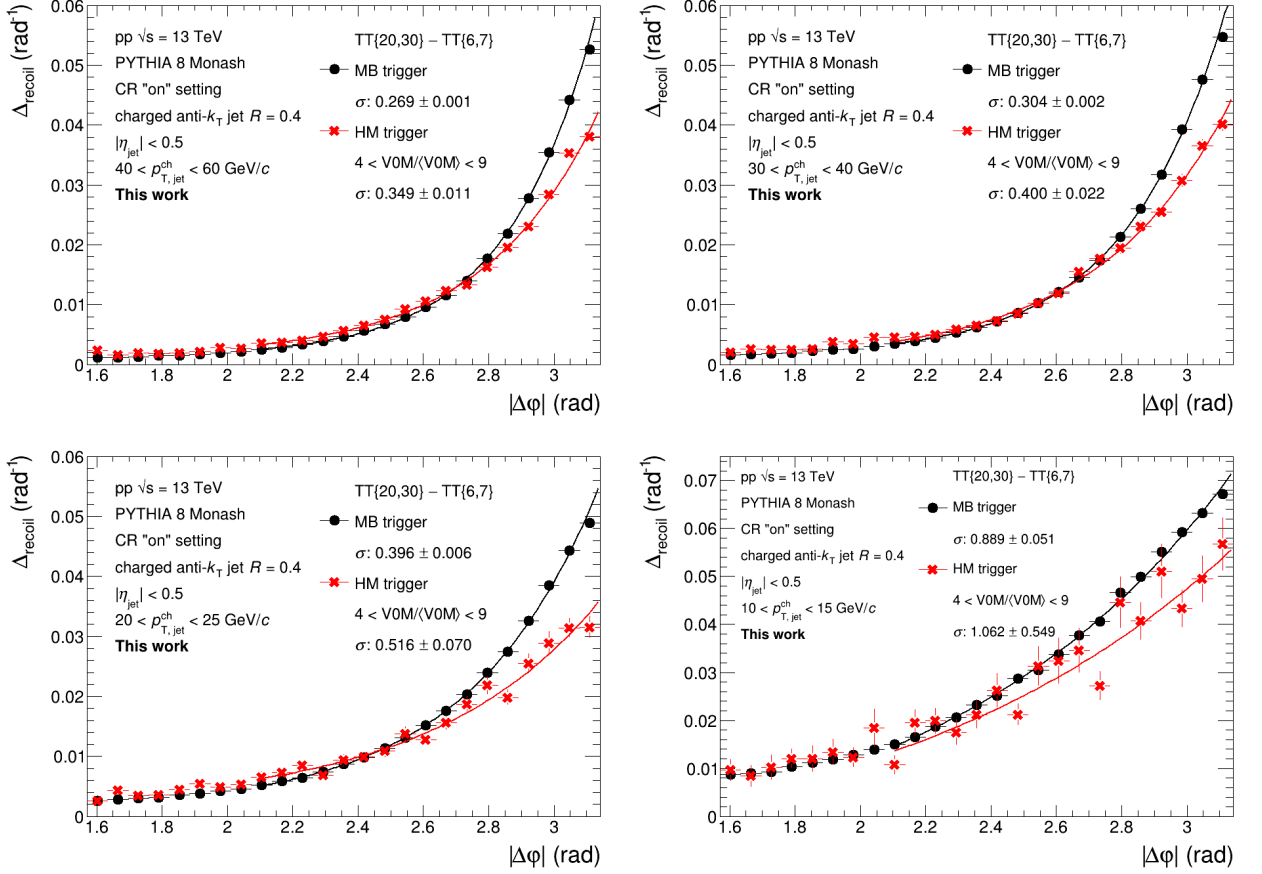


Рис. 5.10 – Δ_{recoil} распределение как функция азимутального угла между ТТ и струей отдачи, реконструированной в СВ в МВ и НМ событиях. Диапазон поперечного импульса струй отдачи приведены в легенде.

Полученные значения σ приведены в легендах. Видно, что в НМ событиях Δ_{recoil} распределения шире, чем в МВ. Для меньших диапазонов $p_{T,\text{jet}}^{\text{ch}}$ струй мы видим, что статистическая точность полученных распределений Δ_{recoil} ухудшается. Это связано с тем, что в этих диапазонах мы получаем схожий нормированный на ТТ выход струй для $\text{TT}\{20,30\}$ и $\text{TT}\{6,7\}$. Поэтому, при вычитании этих двух близких распределений получаются точки с большими относительными ошибками.

5.5.2 Широкий диапазон псевдобыстроты

Я провел те же исследования, что и выше, для струй, реконструированных в широком диапазоне псевдобыстроты $|\eta_{\text{jet}}| < 5.6$, см. Рис. 5.11. Моти-

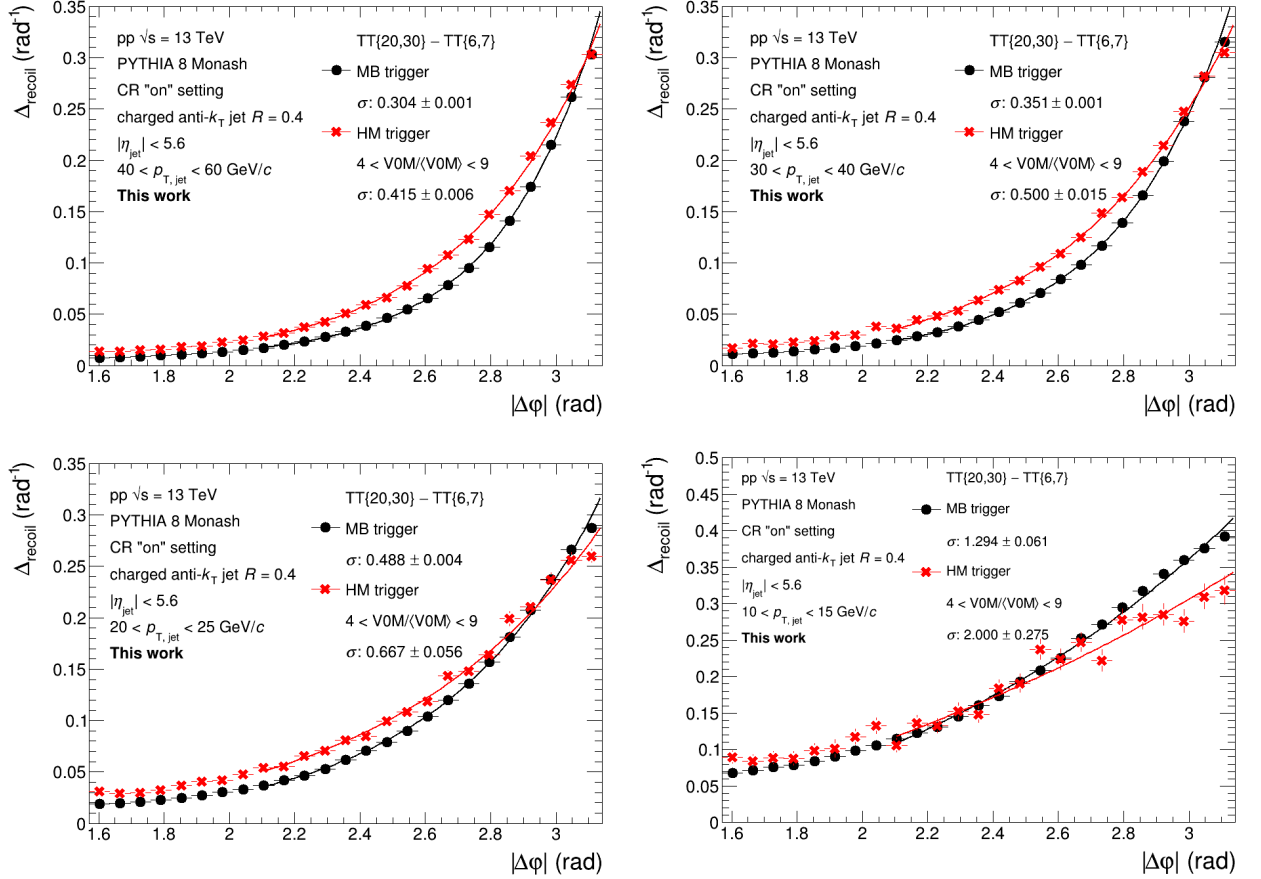


Рис. 5.11 – Δ_{recoil} распределение как функция азимутального угла между ТТ и струей отдачи, реконструированной в широком диапазоне псевдобыстроты в МВ и НМ событиях. Диапазон поперечного импульса струй отдачи приведены в легенде.

вом данного анализа было изучение вопроса о том, наблюдается ли эффект подавления в гораздо большем охвате псевдобыстроты струй, который, как ожидается, улавливает большую часть произведенных струй. На самом деле, если эффект подавления будет вызван гашением струй, то мы все равно должны увидеть подавление и в данном случае, так как потерянная энергия уйдет от конуса струи. Для простоты я выбрал $C_{\text{ref}} = 1$, так как этот фактор имеет лишь небольшой эффект при высоком p_T струи. Распределения были аппроксимированы функцией (5.3). В широком диапазоне псевдобыстроты,

распределения Δ_{recoil} не проявляют эффекта подавления или либо величина подавления значительно уменьшается. Однако, как видно из полученных значений σ , НМ распределение все еще остается шире, чем МВ (см. легенду).

5.6 p_T -баланс струй

Из закона сохранения импульса p_T всех струй, сгенерированных в столкновении $p+p$, должны быть сбалансированы. Это может быть определено параметром асимметрии α

$$\alpha = \frac{\sum_i p_{T, \text{jet}_i}^A - \sum_i p_{T, \text{jet}_i}^B}{\sum_i p_{T, \text{jet}_i}^A + \sum_i p_{T, \text{jet}_i}^B}, \quad (5.4)$$

где $p_{T, \text{jet}}$ – поперечный импульс струи. Индексы А и В представляют собой азимутальное полушарие, в котором находится струя:

- А: та же полусфера, что и ТТ (near side region), определяемое условием $|\varphi_{\text{ТТ}} - \varphi_{\text{jet}}| < \pi/2$;
- В: полусфера отдачи, определяемое условием $|\varphi_{\text{ТТ}} - \varphi_{\text{jet}}| > \pi/2$.

Суммирование выполняется по всем p_T струй в заданном полушарии.

На рисунке 5.12 показаны распределения p_T -баланса струй, реконструи-

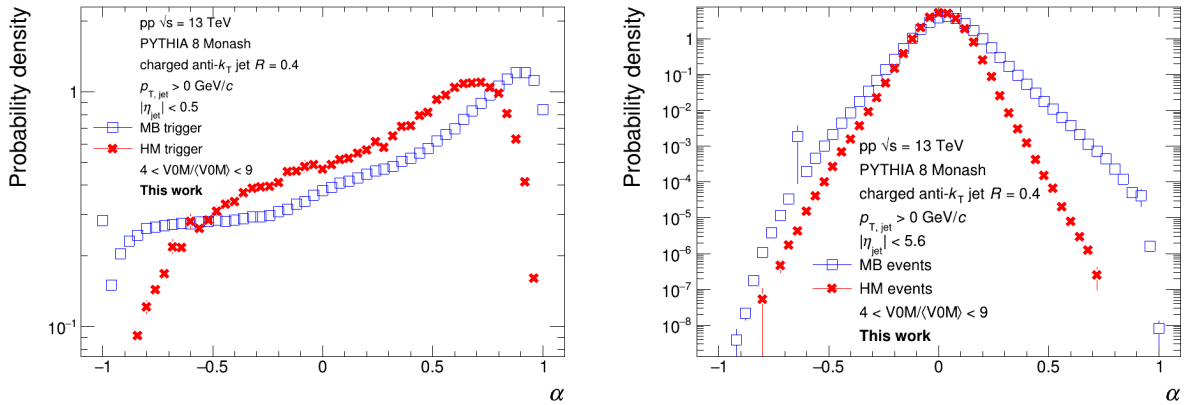


Рис. 5.12 – p_T -баланс струй, реконструированный в СВ (левая панель) и в широком диапазоне псевдобыстроты (правая панель) в событиях с $\text{ТТ}\{20,30\}$ для триггеров МВ и НМ.

рованных в СВ и в широком диапазоне псевдобыстроты в МВ и НМ событиях с $\text{ТТ}\{20,30\}$. Получены распределения демонстрируют заметный дисбаланс для области СВ в МВ и НМ событиях, в то время как для широкого диапазона

псевдобыстроты они более симметричны, т.е. кажутся более сбалансированными. Это говорит о том, что значительная часть p_T струй в СВ пропущена. Поэтому в дальнейшем мы изучили распределение псевдобыстроты струй в МВ и НМ событиях.

5.7 Распределение псевдобыстроты струй

Диапазон охвата псевдобыстроты у СВ недостаточно большой, поэтому некоторые жесткие струи с высоким p_T могут быть пропущены. По этой причине, я исследовал в РYTHIA η_{jet} распределения струй отдачи с высоким p_T в гораздо более широком диапазоне псевдобыстроты для МВ и НМ событий с ТТ. Рисунок 5.13 иллюстрирует распределения псевдобыстроты струй отдачи для МВ и НМ событий с разным порогом на p_T струй. Мы видим, что в

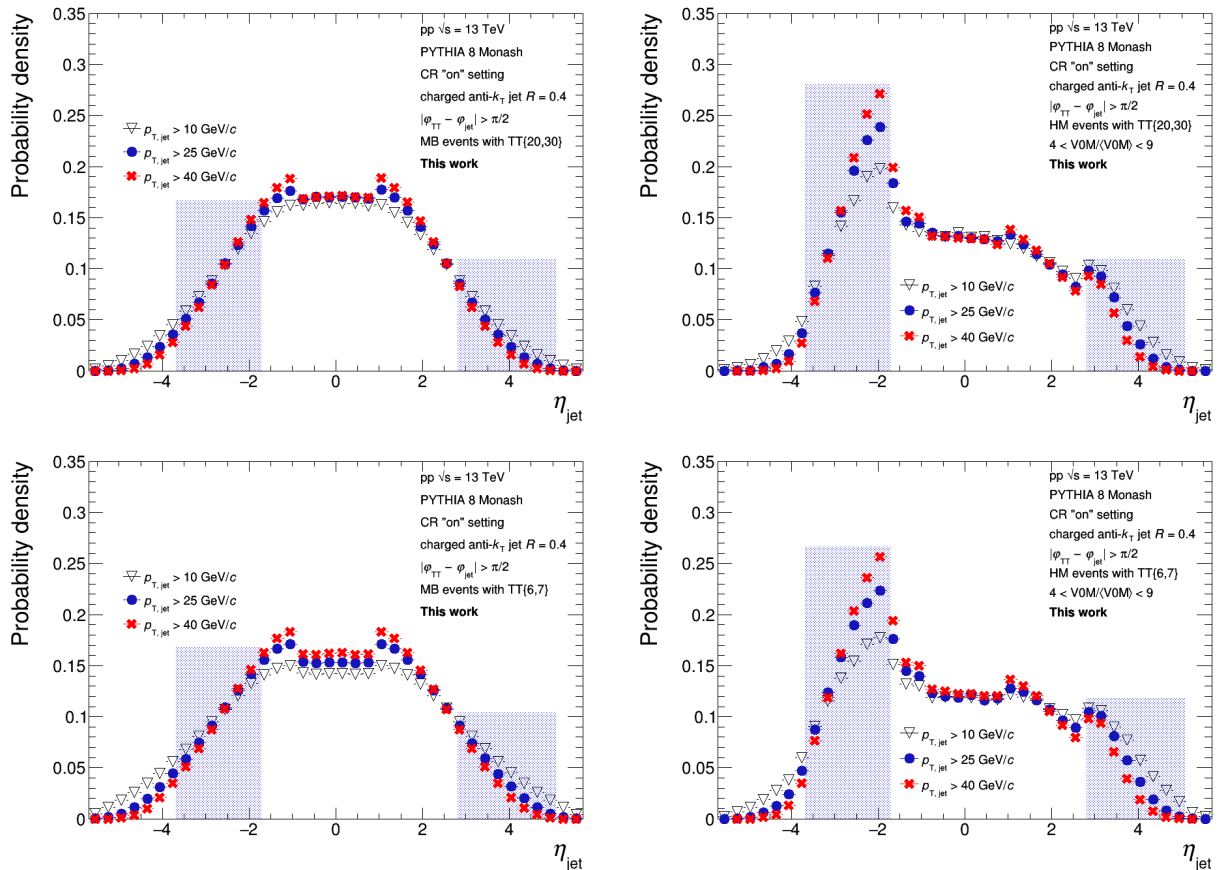


Рис. 5.13 – η_{jet} распределение струй отдачи для МВ (слева) и НМ (справа) событий для разных p_T диапазонов струй. Верхние панели: струи отдачи от ТТ{20,30}. Нижние панели: струи отдачи от ТТ{6,7}. Синими рамками показаны области покрытия псевдобыстроты детекторами V0A и V0C.

то время как МВ события имеют более или менее симметричное распределение, условие НМ повышает вероятность нахождения струи отдачи с высоким p_T в области V0C. Часть V0A также демонстрирует увеличение вероятности, но оно значительно ниже, чем в V0C. Очевидно, что асимметрия исходит из асимметрии детектора V0. Обычно струя с высоким p_T представляет собой ливень с большим количеством частиц. Если такой ливень попадает в детектор V0C, то он может вызвать срабатывание НМ триггера. Кроме того, я изучал, как различные смещения активности событий в V0M влияют на η_{jet} распределение струй отдачи, имеющих $p_T > 25$ ГэВ/с. Результаты можно найти на Рис. 5.14, где вероятность найти в детекторах V0 струю отдачи с высоким p_T возрастает со смещением НМ триггера.

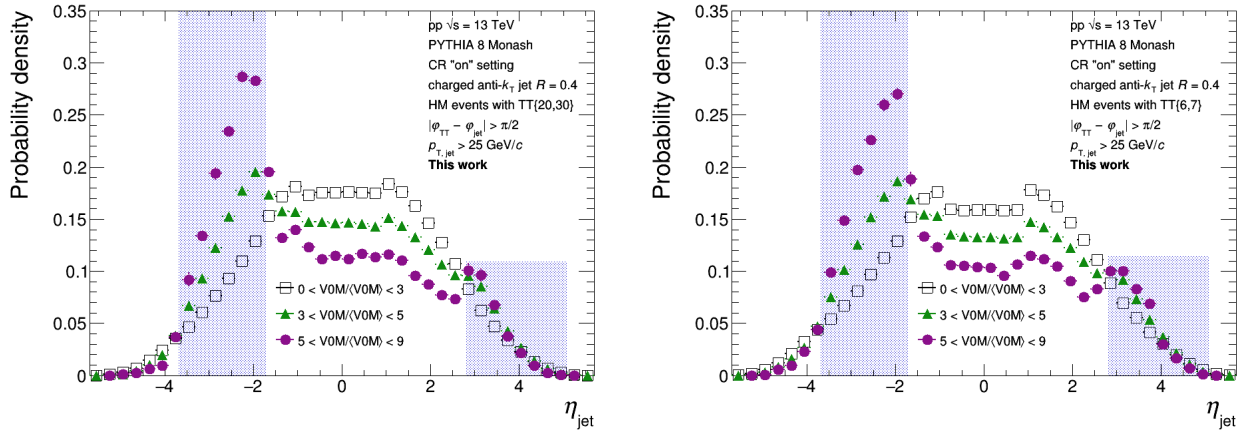


Рис. 5.14 – η_{jet} распределение струй отдачи с $p_T > 25$ ГэВ/с для разных V0M/ \langle V0M \rangle смещений активности событий с TT{20,30} (слева) и TT{6,7} (справа). Синими рамками показаны области покрытия псевдобыстроты детекторами V0A и V0C.

Я также построил график η_{jet} распределения струй, находящихся в той же полусфере, что и ТТ (near side jets), см. Рис. 5.15. По конструкции, в СВ всегда будет струя, связанная с ТТ. Поэтому область СВ расширена. Области V0 демонстрируют значительно меньшее усиление, чем в случае струй отдачи.

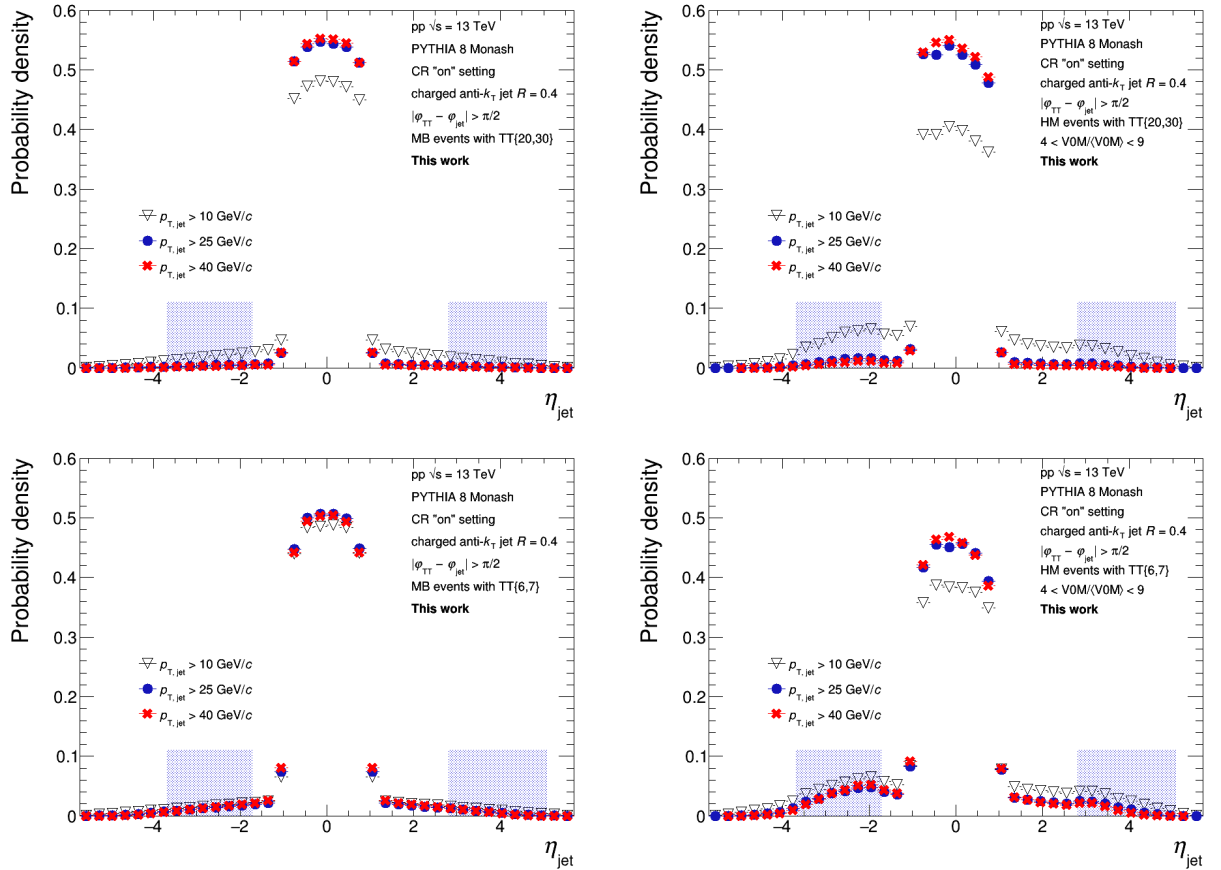


Рис. 5.15 – η_{jet} распределение струй, находящихся в той же полусфере, что и ТТ, для МВ (слева) и НМ (справа) событий для разных p_T диапазонов струй. Верхние панели: для ТТ{20,30}. Нижние панели: для ТТ{6,7}. Синими рамками показаны области покрытия псевдобыстроты детекторами V0A и V0C.

5.8 Количество струй отдачи с высоким p_T

5.8.1 Центральная часть

Акопланарность измеряемой системы ТТ-струя зависит от количества произведенных струй в заданном событии. Если в событии только две струи, то они обычно рождаются в противоположных направлениях благодаря закону сохранению импульса. События с несколькими струями имеют тенденцию к увеличению акопланарности. Для того, чтобы исследовать, какие конфигурации струй подавляются или усиливаются с НМ условием, я проанализировал распределение вероятности найти заданное количество струй отдачи в событии с p_T , превышающем некоторый порог, см. Рис. 5.16.

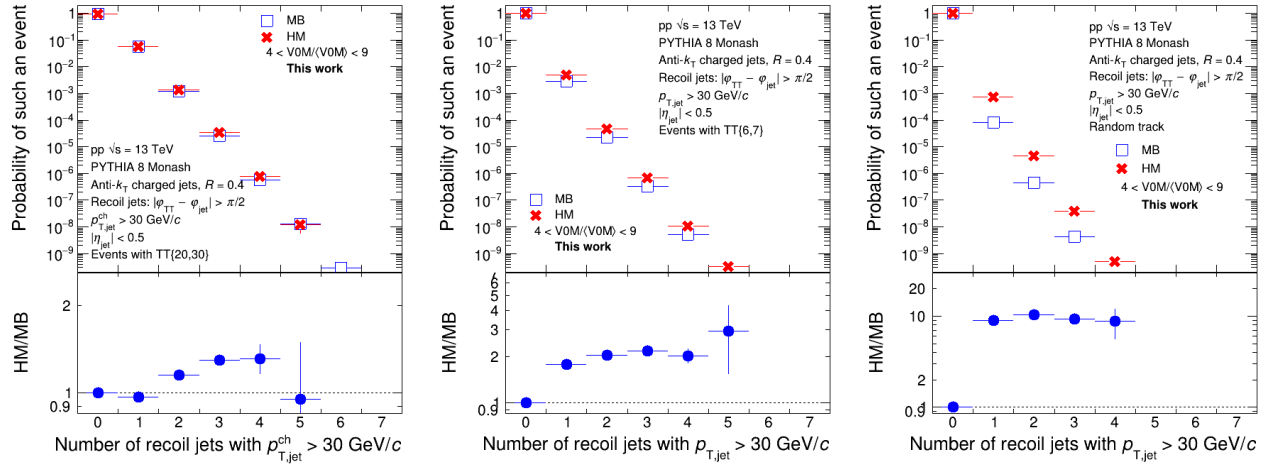


Рис. 5.16 – Верхняя панель: Вероятность найти заданное количество струй отдачи с $p_T > 30$ ГэВ/с в MB и HM событиях с $TT\{20,30\}$ (слева), $TT\{6,7\}$ (посередине) и случайным треком (справа). Струи были реконструированы в СВ. Нижняя панель: HM/MB соотношение функций плотности вероятности.

Я рассматривал только струи отдачи с высоким p_T для подавления фоновых струй. Распределения резко падают примерно на порядок при увеличении количества струй отдачи с высоким p_T в событии на 1. Графики HM и MB имеют схожую форму, больше видно из их отношения. Мы видим, что для HM событий в сравнении с MB вероятность найти одну струю отдачи от $TT\{20,30\}$ в СВ подавляется. С другой стороны, HM события, скорее всего, будут иметь больше одной струи отдачи с высоким p_T в СВ, чем MB события. Пропущенная струю отдачи может вызвать срабатывание HM триггера и привести к подавлению обратной корреляции в Δ_{recoil} распределении, наблюдаемой для HM событий в сравнении с MB. Увеличение событий с мульти-струями, наблюдаемое в HM с $TT\{20,30\}$, не в состоянии компенсировать эту потерю выхода одной струи, так как их вероятность значительно ниже. В случае отдачи струй от $TT\{6,7\}$ мы видим противоположное поведение событий с одной струей. Спектр отдачи струй, связанный с $TT\{20,30\}$, жестче, чем спектр, связанный с $TT\{6,7\}$, поэтому мы все еще видим подавление в Δ_{recoil} распределении. В среднем, мульти-струйные HM события имеют большую акомпланарность, чем MB, что также согласуется с наблюдаемым уширением $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ спектров.

Чтобы увидеть, в какой степени представленные распределения с ТТ могут быть подвержены влиянию фоновых струй, поступающих, например, из МРІ, я проанализировал вероятностью найти заданное число струй отдачи с высоким p_T в событии с минимальным смещением. Здесь я предполагаю, что каждый МРІ ведет себя в первом приближении как МВ. Результаты можно посмотреть в правой части рисунка 5.16. Мы видим скачок примерно на 3 порядка между вероятностью найти одну струю с высоким p_T и вероятностью не найти ни одной струи. Таким образом, влияние фоновых струй невелико.

5.8.2 Широкий диапазон псевдобыстроты

Аналогичные исследования были проведены для струй отдачи в широком области псевдобыстроты, см. Рис. 5.17. Здесь мы видим, что НМ условие подавляет вероятность возникновения события без струй с высоким p_T .

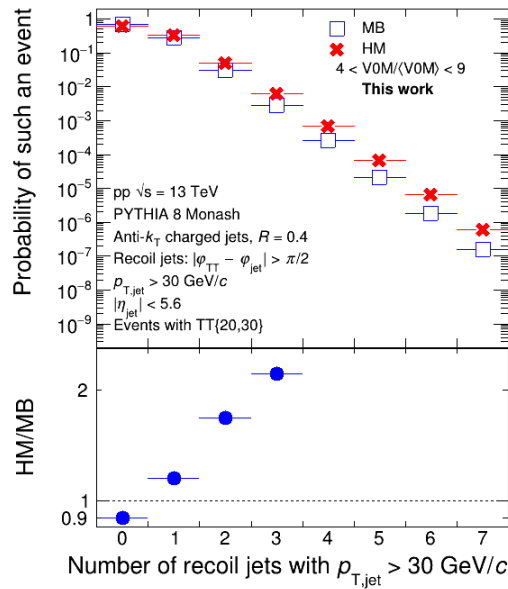


Рис. 5.17 – Верхняя панель: Вероятность найти заданное количество струй отдачи с $p_T > 30$ ГэВ/с в МВ и НМ событиях с ТТ{20,30}. Струи были реконструированы в широком диапазоне псевдобыстроты. Нижняя панель: НМ/МВ соотношение функций плотности вероятности.

Заключение

Кварк-глюонная плазма представляет собой экзотическое состояние сильно взаимодействующей материи, которое существует при экстремальных плотностях энергии и температурах. Оно было предсказано почти 45 лет назад Дж.С. Коллинзом и М.Дж. Перри [95] и подтверждено в экспериментах по столкновению ультрарелятивистских пучков тяжелых ионов в начале 2000-х. КГП, рожденная в лаборатории, является крайне нестабильной системой с временем жизни порядка 10^{-23} с, и поэтому может быть исследована только с помощью косвенных подходов. Наиболее надежными доказательствами образования КГП являются коллективный поток частиц, отражающий природу КГП как идеальной жидкости, и гашение струй.

Обнаружение коллективного потока в столкновениях малых систем, таких как $p+Pb$ и $p+p$, поставило вопрос о возможности образования КГП в таких столкновениях. Поэтому необходимо повысить точность текущих измерений и изучить новые наблюдаемые. В столкновениях малых систем мы до сих пор не видели свидетельств гашения струй. Гашение струй может проявляться по-разному: подавление выхода частиц и струй с высоким p_T , модификация подструктуры струи и отклонение струй, приводящее к акомпланарности в системе адрон-струи.

Реконструкция струи выполняется с использованием алгоритмов, основной целью которых является объединение частиц и их энергии в конечную струю. Кинематические характеристики конечной струи близки к кинематическим характеристикам родительского партона. Поскольку жесткое рассеяние происходит на начальной стадии столкновения, рожденные партонные ливни испытывают взаимодействие со средой. Это используется в так называемой струйной томографии среды, где струи выполняют роль инструмента исследования созданной КГП. Однако, процесс жесткого рассеяния в столкновениях тяжелых ионов сопровождается интенсивными фоновыми событиями. Поэтому для коррекции измеряемых спектров необходимо использовать передовые инструменты анализа.

Одним из экспериментов, посвященных исследованию свойств и поведения КГП, является эксперимент ALICE на LHC. За период 2016–2018 годов,

эксперимент ALICE собрал данные о столкновениях $p+p$ с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с помощью двух онлайн триггер-систем: триггер минимального смещения и триггер на редкие события, имеющие высокую множественность частиц в детекторах V0. События с высокой множественностью были использованы для поиска возможных проявлений КГП, а именно для исследований акомпланарности в системе адрон-струи [6]. Полученные результаты показали заметное подавление событий с высокой множественностью (НМ) по сравнению с событиями минимального смещения (МВ), похожее на эффект гашения струй. Однако, качественно подобное подавление наблюдалось и в событиях, симулированных генератором PYTHIA 8, который не учитывает эффект гашения струй. Поэтому, основной целью диссертации было исследование происхождения наблюдаемого явления с помощью генератора PYTHIA 8.

Я использовал генератор PYTHIA 8 с тьюном Monash для симулирования $p+p$ столкновений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Генерируемые заряженные частицы из конечного состояния были использованы в качестве составляющих струй. Реконструкция струй выполнялась с помощью алгоритма anti- k_T $R = 0.4$ в центральной части ALICE детектора (СВ) и в широкой диапозоне псевдобыстроты. Широкий диапазон псевдобыстроты охватывал также и детекторы V0. Поперечные импульсы струй в СВ были скорректированы на плотность энергии фоновых событий ρ .

Активность анализируемых событий выражена в терминах переменной $V0M/\langle V0M \rangle$, что представляет собой количество заряженных частиц, приходящих на детекторы V0, нормированной на среднее значение распределения минимального смещения. На первом этапе я изучил, как различные условия на поперечный импульс триггер-частицы (ТТ) влияют на получаемые распределения $V0M/\langle V0M \rangle$. Было показано, что требование ТТ значительно сокращает статистику генерируемых событий.

Измерения акомпланарности в данной работе основаны на методе корреляции в системе адрон-струи. Этот подход рассматривает струи отдачи от ТТ с высоким p_T по азимуту. Метод позволяет вычитать некоррелевантный выход струй с использованием статистического подхода, основанного на данных. Скорректированное на фон распределение как функция азимутального угла между ТТ и струей $\Delta\varphi$ называется $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$. Я использовал эту наблюда-

емую для количественной оценки акомпланарности в генерируемых данных. Полученные распределения акомпланарности для НМ событий в СВ обладают тем же эффектом подавления, что и реальные данные. Из закона сохранения импульса мы ожидаем, что $p_{T_{\text{Jet}}}$ всех струй в событии должен быть сбалансирован. Поэтому, я проанализировал $p_{T_{\text{Jet}}}$ -баланс струй и обнаружил, что в области СВ наблюдается асимметрия, в то время как широкий диапазон псевдобыстроты более симметричен относительно $p_{T_{\text{Jet}}} = 0$ ГэВ/с. Это сигнализирует о том, что некоторые струи отдачи с высоким $p_{T_{\text{Jet}}}$ находятся за пределами СВ. Действительно, полученные $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ распределения в широком диапазоне псевдобыстроты не проявляют эффекта подавления или его величина значительно уменьшена. Далее, я проанализировал распределения псевдобыстроты струй отдачи от ТТ с высоким $p_{T_{\text{Jet}}}$, и обнаружил, что НМ события увеличивают вероятность нахождения струи с высоким $p_{T_{\text{Jet}}}$ на V0С детекторе. В то же время, МВ события имеют более или менее симметричную форму. Также было показано, что вероятность найти струю отдачи с высоким $p_{T_{\text{Jet}}}$ на детекторах V0 возрастает со смещением активности событий. Полученные распределения псевдобыстроты для струй, находящихся в той же полусфере, что и ТТ, демонстрируют противоположные особенности: вероятность в области СВ увеличивается, так как всегда есть струи, связанные с ТТ, в то время как области V0 демонстрируют значительно меньшее увеличение.

На заключительном этапе диссертации я исследовал, какие конфигурации струй отдачи с высоким $p_{T_{\text{Jet}}}$ подавляются/усиливаются НМ триггером. Для этого я построил новую наблюдаемую, которая показывает вероятность нахождения заданного числа струй отдачи с высоким p_T в событии. Представленное распределение для струй отдачи с $p_T > 30$ ГэВ/с в НМ событиях с ТТ{20,30} показали, что для таких событий, по сравнению с МВ, подавляется вероятность нахождения одной струи отдачи от ТТ в СВ. В то же время, НМ события, скорее всего, имеют мульти-струйную конфигурацию. В широкой области псевдобыстроты, НМ триггер уменьшает вероятность наличия события без единой струи отдачи с высоким p_T . Пропущенная одиночная струя отдачи может спровоцировать срабатывание НМ триггера и привести к подавлению обратной корреляции в Δ_{recoil} распределении, наблюдаемой для

НМ событий в сравнении с МВ. Мульти-струйные события не могут компенсировать эту потерю, так как вероятность таких событий значительно ниже. То же самое можно сказать и струях отдачи от ТТ{6,7}, где мы видим увеличение вероятности для НМ событий иметь одну струю в сравнении с МВ. В среднем, мульти-струйные НМ события имеют большую акомпланарность, чем МВ, что также согласуется с наблюдаемым уширением $\Delta_{\text{recoil}}(\Delta\varphi)$ спектров.

Таким образом, мы можем заключить, что НМ триггер вызывает смещение в сторону мульти-струйных событий в малых системах. Это смещение должно приниматься во внимание во всех исследованиях столкновений малых систем при высокой множественности.

6 Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение

В современных реалиях перспективность научного исследования в большей части определяется коммерческой ценностью разрабатываемого продукта. Оценка коммерческой ценности (потенциала) разработки является необходимым условием при поиске источников финансирования для проведения научных исследований и коммерциализации результатов. Это важный этап для разработчиков, поскольку они должны представлять состояние и перспективы проводимых научных исследований. При помощи такого анализа, научный сотрудник может найти партнера для проведения дальнейших исследований, коммерциализации результатов исследований и запуска производства.

Целью данной главы является определение перспективности научно-исследовательского проекта, разработка механизма управления и сопровождения конкретных проектных решений на этапе реализации. Предусмотрено рассмотрение следующих задач:

- Оценка коммерческого потенциала разработки;
- Планирование научно-исследовательской работы;
- Расчет бюджета научно-исследовательской работы;
- Определение ресурсной, финансовой, бюджетной эффективности исследования.

Данная магистерская диссертация посвящена исследованию возможности образования кварк-глюонной плазмы в малых системах, таких как $p+p$ -столкновения, с использованием техники адронно-струйных корреляций. Основным инструментом исследования является симуляция событий в генераторе PYTHIA.

6.1 Оценка коммерческого потенциала и перспективности проведения исследований с позиции ресурсоэффективности и ресурсосбережения

Поскольку тематика работы связана с фундаментальной наукой, она не имеет массового практического применения. Предполагается, что результаты исследования будут востребованы среди узкого круга специалистов, занима-

ющихся исследованиями в области физики высокоэнергетических процессов. По той же самой причине не представляется возможным провести анализ конкурентных решений.

6.1.1 SWOT–анализ

Для объективного оценивания перспектив развития разработки необходимо проанализировать сильные и слабые стороны, а также угрозы и возможности, которые могут повлиять на разработку. SWOT-анализ позволит сформировать направление, в котором необходимо работать, чтобы повысить качество научной работы.

Для составления матрицы SWOT–анализа необходимо определить сильные и слабые стороны проекта, угрозы и возможности проекта, а также взаимную корреляцию между ними. В таблице 6.1 представлена итоговая версия SWOT–анализа.

Таблица 6.1 – Итоговая таблица SWOT–анализа

	<p>Сильные стороны проекта:</p> <p>С1. Актуальность работы, коррелирующая с главной задачей детектора ALICE в ЛНС</p> <p>С2. Бесплатное и легко устанавливаемое программное обеспечение;</p> <p>С3. Работа может выполняться удаленно;</p> <p>С4. Доступность к высокопроизводительным серверам</p>	<p>Слабые стороны проекта:</p> <p>Сл1. Большое количество времени, необходимое для моделирования, в сравнении с длительностью преддипломной практики</p> <p>Сл2. Узкая направленность работы</p> <p>Сл3. Отсутствие опыта работы в данной сфере</p>
--	--	--

Таблица 6.1 – Итоговая таблица SWOT–анализа

<p>Возможности:</p> <p>В1. Использование новых вычислительных мощностей</p> <p>В2. Использование данных детектора ALICE</p> <p>В3. Проведение обработки результатов параллельно с вычислениями</p> <p>В4. Программный код может быть использован для моделирования в условиях других экспериментов ЛНС (например, эксперимент ATLAS)</p>	<p>Направления развития:</p> <p>В1С3. Удаленные сервера и непривязанность проекта к месту позволяют осуществлять непрерывную генерацию новых данных и обработку предыдущих</p> <p>В2С1. Для верификации результатов симуляций могут использоваться экспериментальные данные детектора ALICE</p> <p>В3С4. Использование высокопроизводительных серверов позволяет выполнять быструю обработку промежуточных результатов с целью контроля вычислительного процесса</p> <p>В4С2. Без каких-либо ограничений, программный код может быть переписан под условия другого эксперимента</p>	<p>Сдерживающие факторы:</p> <p>В1В3Сл1. Процесс вычислений и обработки можно организовать параллельно с использованием нескольких серверов, что позволит добиться большей статистики за меньшее время</p>
---	--	---

Таблица 6.1 – Итоговая таблица SWOT–анализа

<p>Угрозы:</p> <p>У1. Большой объем данных, что может привести к нехватке памяти на серверах</p> <p>У2. Необходимость интернет подключения</p> <p>У3. Неправильная кодовая реализация задач, которая может привести к физически необоснованным результатам</p>	<p>Угрозы развития:</p> <p>У1С1. Несмотря на ограниченные ресурсы института, к работе над проектом можно подключить ресурсы CERN</p> <p>У2С3. При возникновении проблем с интернет соединением, работа может быть продолжена в любом другом месте</p>	<p>Уязвимости:</p> <p>У3Сл3. На первоначальном этапе проекта возможно допущение ошибок из-за отсутствия опыта работы. Однако, данный факт нивелируется, поскольку работа контролировалась научным руководителем</p>
---	--	--

По итогам SWOT-анализа можно судить, что, несмотря на наличие слабостей и угроз, существуют пути развития, которые позволяют сохранить ценность проекта. Так же установлено, что выявленные сильные стороны проекта и возможности позволяют разработать стратегии, при которых возможно увеличение научной ценности проекта.

6.2 Планирование научно-исследовательских работ

6.2.1 Структура работ в рамках научного исследования

Планирование комплекса научно-исследовательских работ осуществляется в порядке:

- определение структуры работ в рамках научного исследования;
- определение количества исполнителей для каждой из работ;
- установление продолжительности работ;
- построение графика проведения научных исследований.

Для оптимизации рабочего процесса использовался классический метод линейного планирования и управления. Результатом данного планирования является составление линейного графика выполнения всех работ. Порядок этапов работ и распределение исполнителей приведен в таблице 6.2 (Научный руководитель – НР, Научный сотрудник – НС).

Таблица 6.2 – Перечень этапов, работ и распределение исполнителей

Основные этапы	№ раб.	Содержание работ	Должность исполнителя
Разработка технического задания	1	Составление и утверждение технического задания, утверждение плана-графика	НР
Выбор направления исследования	2	Согласование тематики исследования	НР
	3	Разработка методики проведения исследования	НР НС
	4	Календарное планирование работ	НР НС
Теоретические исследования	5	Подбор и изучение литературы по теме исследования	НС
	6	Установка и изучение программного обеспечения	НС
	7	Написание кода	НС
	8	Генерация данных	НС
Обобщение и оценка результатов	9	Обработка полученных данных	НС
	10	Анализ полученных результатов	НР НС
Оформление отчета по НИР	11	Составление пояснительной записки	НС
	12	Оформление расчетов	НС
	13	Подготовка работы к защите	НС

6.2.2 Определение трудоемкости выполнения работ и разработка графика проведения

При проведении научных исследований основную часть стоимости разработки составляют трудовые затраты, поэтому определение трудоемкости

проводимых работ является важным этапом составления сметы.

Для определения ожидаемого (среднего) значения трудоемкости использована следующая формула:

$$t_{ож_i} = \frac{3t_{\min_i} + 2t_{\max_i}}{5}, \quad (6.1)$$

где $t_{ож_i}$ – ожидаемая трудоемкость выполнения i -ой работы, человеко-дни;

t_{\min_i} – минимально возможная трудоемкость выполнения заданной i -ой работы, человеко-дни;

t_{\max_i} – максимально возможная трудоемкость выполнения порученной i -ой работы, человеко-дни.

Из $t_{ож_i}$ определяется продолжительность каждой из работ в рабочих днях, учитывающая параллельность выполнения работ несколькими исполнителями:

$$T_{p_i} = \frac{t_{ож_i}}{Ч_i}, \quad (6.2)$$

где T_{p_i} – продолжительность одной работы, рабочие дни;

$Ч_i$ – численность исполнителей, выполняющих одновременно одну и ту же работу на данном этапе, чел.

Диаграмма Ганта – это вид столбчатых диаграмм, использующиеся для иллюстрации графика работ по проекту. Работы по проекту представляются в виде отрезков, расположенных на горизонтальной шкале времени. Начало, конец и длина отрезка характеризуют начало, конец и срок выполнения работы.

Для построения диаграммы, длительность каждого из этапов работ переводится в календарные дни по следующей формуле:

$$T_{к_i} = T_{p_i} \cdot k_{кал}, \quad (6.3)$$

где $T_{к_i}$ – продолжительность выполнения i -й работы в календарных днях;

$k_{кал}$ – календарный коэффициент.

Коэффициент календарности вычисляется по следующей формуле:

$$k_{кал} = \frac{T_{кг}}{T_{кг} - T_{вд} - T_{пд}}, \quad (6.4)$$

где $T_{кг}$ – общее количество календарных дней в году;

$T_{вд}$ – общее количество выходных дней в году;

$T_{пд}$ – общее количество праздничных дней в году.

Подставив необходимые значения для текущего календарного года, получим:

$$k_{кал} = 1.22. \quad (6.5)$$

Результаты вычислений, полученные по вышеприведенным формулам, представлены в таблице 6.3.

Таблица 6.3 – Временные показатели проведения научного исследования

Номер работы	Трудоёмкость работ			Исполнитель	T_p	T_k
	t_{min}	t_{max}	$t_{ож}$			
1	1	5	3	НР	3	4
2	4	9	6	НР	3	7
3	2	6	4	НР, НС	2	5
4	3	9	6	НР, НС	3	7
5	5	11	7	НС	7	9
6	6	10	8	НС	8	10
7	2	7	4	НС	4	5
8	22	40	29	НС	29	35
9	2	7	3	НС	3	4
10	3	7	5	НР, НС	3	6
11	2	6	4	НС	4	5
12	3	13	7	НС	7	9
13	6	14	10	НС	10	12
Итого:	74	139	115	–	86	118

На основе данных таблицы 6.3 строится календарный план-график в виде диаграммы Ганта. График строится для максимального по времени исполнения работ в рамках проекта и представлен в таблице 6.4 с разделением по неделям и месяцам за период НИР.

6.3 Бюджет научно-технического исследования

При планировании бюджета научно-технического исследования учитывались все виды расходов, связанных с его выполнением. В этой работе использовать следующую группировку затрат по следующим статьям:

- материальные затраты научно-исследовательской работы (НИР);
- затраты на специальное оборудование для экспериментальных работ;
- основная заработная плата исполнителей темы;
- научные затраты и производственные командировки;
- отчисления во внебюджетные фонды (страховые отчисления);
- накладные расходы НИР.

6.3.1 Расчет материальных затрат научно-технического исследования

Материальные затраты – это затраты организации на приобретение сырья и материалов для создания готовой продукции.

Поскольку данное научное исследование полностью связано с моделированием и теоретическими расчетами, оно не требует затрат на производство конечного продукта. Единственным источником затрат являются канцелярские принадлежности. Результаты расчета затрат представлены в таблице 6.5.

6.3.2 Расчет амортизации специального оборудования

Расчет сводится к определению амортизационных отчислений, так как оборудование было приобретено до начала выполнения данной работы и эксплуатировалось ранее, поэтому при расчете затрат на оборудовании учитываем только рабочие дни по данной теме. В таблице 6.6 представлены основные статьи затрат на оборудование. Норма амортизации: рассчитывается по формуле:

$$H_A = \frac{1}{n}, \quad (6.6)$$

где n – срок полезного использования в количестве лет. Амортизация оборудования рассчитывается по формуле:

$$A = \frac{H_A I}{12} \cdot m, \quad (6.7)$$

где I – итоговая сумма, тыс. руб.;

Таблица 6.4 – Диаграмма Гантта

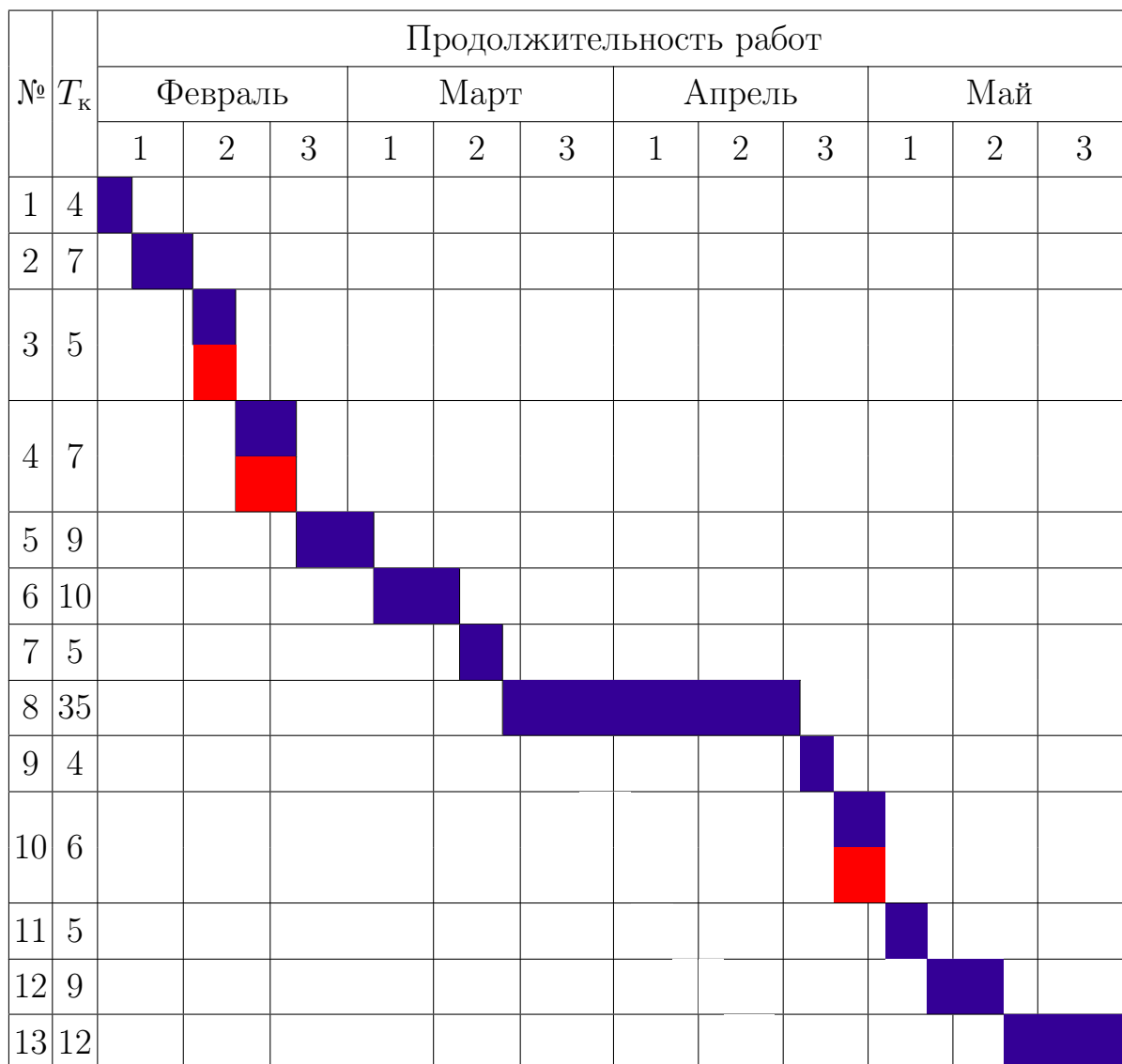


Таблица 6.5 – Материальные затраты

Наименование материалов	Цена за ед., руб.	Кол-во, ед.	Сумма, руб.
Комплекс канцелярских принадлежностей	340	4	1360
Картридж для лазерного принтера	3490	1	3490
Итого:			4850

t – время использования, мес.

Общую сумму амортизационных отчислений находим следующим образом:

$$A = 3.4 \text{ тыс. руб.} \quad (6.8)$$

Таблица 6.6 – Затраты на оборудование

№	Наименование оборудования	Кол-во, шт.	Срок полезного использования	Цена единицы оборудования, тыс. руб.	Общая стоимость оборудования, тыс. руб.
1	ПЭВМ	1	5	40	40
2	HP Laser Jet Pro M 15a	1	3	6	6
Итого:		46 тыс. руб.			

6.3.3 Основная и дополнительная заработная плата исполнителей темы

В данном разделе рассчитывается заработная плата НС и руководителя, помимо этого необходимо рассчитать расходы по заработной плате, определяемые трудоемкостью проекта и действующей системой оклада.

Основная заработная плата $Z_{осн}$ одного работника рассчитывается по следующей формуле:

$$Z_{осн} = Z_{дн} \cdot T_p, \quad (6.9)$$

где $Z_{дн}$ – среднедневная заработная плата, руб.;

T_p – продолжительность работ, выполняемых работником, раб.дн. (таблица 6.3).

Для шестидневной рабочей недели (рабочая неделя руководителя):

$$Z_{дн} = \frac{Z_m \cdot M}{\Gamma}, \quad (6.10)$$

где Z_m – месячный должностной оклад работника, руб.;

M – количество месяцев работы без отпуска в течение года;

Γ – годовой фонд рабочего времени научно-технического персонала, раб. дней. В таблице 6.7 представлен баланс рабочего времени каждого из работников.

Месячный должностной оклад:

$$Z_m = Z_{мс} \cdot k_p \cdot (1 + k_{пр} + k_d), \quad (6.11)$$

где $Z_{мс}$ – заработная плата, согласно тарифной ставке, руб.;

k_p – районный коэффициент, равен 1.3 (для г. Томска);

$k_{пр}$ – премиальный коэффициент, равен 0.3;

k_d – коэффициент доплат и надбавок, равен 0.2.

Таблица 6.7 – Баланс рабочего времени

Показатели рабочего времени	Научный руководитель	НС
Календарное число дней	366	366
Количество нерабочих дней:	52	52
– выходные дни;	14	14
– праздничные дни.		
Потери рабочего времени:	56	56
– отпуск;	–	–
– больничный отпуск.		
Действительный годовой фонд рабочего времени	252	252

Аналогичные вычисления проводятся для НС. Для студента заработная плата берется в размере 12135 рублей. Результаты расчетов представлены в таблице 6.8.

Таблица 6.8 – Расчет основной заработной платы исполнителей

Исполнители НИ	$Z_{мс}$ руб.	$k_{пр}$	k_d	k_p	Z_m руб	$Z_{дн}$ руб	T_p дней	$Z_{осн}$ руб
Руководитель	36800	0.3	0.2	1.3	51285	2096.2	19	39827.8
НС	12135	0.3	0.2	1.3	33150	1341.8	62	83191.6
Итого:								123019.4

Дополнительная заработная плата определяется в размере 15 % от основной заработной платы.

6.3.4 Отчисления во внебюджетные фонды (страховые отчисления)

В данном разделе расходов отражаются обязательные отчисления по установленным законодательством Российской Федерации нормам органам государственного социального страхования (ФСС), пенсионного фонда (ПФ) и медицинского страхования (ФФОМС) от затрат на оплату труда работников. Величина отчислений во внебюджетные фонды определяется исходя из

следующей формулы:

$$Z_{\text{внеб}} = k_{\text{внеб}} \cdot (Z_{\text{осн}} + Z_{\text{доп}}), \quad (6.12)$$

где $k_{\text{внеб}}$ – коэффициент отчислений во внебюджетные фонды.

Общая ставка взносов составляет в 2020 году – 30 % (ст. 425, 426 НК РФ). Расчет отчислений во внебюджетные фонды от затрат на оплату труда научному руководителю и дипломнику представлен в таблице 6.9.

Таблица 6.9 – Отчислений во внебюджетные фонды

Наименование	Научный руководитель	НС
Основная заработная плата, руб.	39827.8	83191.6
Дополнительная заработная плата, руб.	5974.2	12478.7
Коэффициент отчислений во внебюджетные фонды	0.3	
Итоговая сумма отчислений, руб.	42441.7	

6.3.5 Накладные расходы

Накладные расходы включают в себя следующие расходы: печать ксерокопирование материалов исследования, оплата услуг связи и т.д. Величина накладных расходов определяется как среднее от суммы затрат на НИИ умноженное на коэффициент $k_{\text{нр}}$, учитывающий накладные расходы и равный 0.16:

$$Z_{\text{внеб}} = (\text{сумма статей}/5) \cdot k_{\text{нр}}, \quad (6.13)$$

6.3.6 Бюджетная стоимость

На основании полученных данных по отдельным статьям затрат составляется бюджет НИ (таблица 6.10).

6.4 Заключение по разделу

В данном разделе был выполнен анализ проводимого исследования с точки зрения менеджмента. Данная работа не имеет конкурентных решений,

Таблица 6.10 – Расчет бюджета затрат НТИ

Наименование	Сумма, руб.
Материальные затраты	4850
Амортизация	3400
Затраты по основной заработной плате исполнителей темы	123019.4
Затраты по дополнительной заработной плате исполнителей темы	18452.9
Отчисления во внебюджетные фонды	42441.7
Накладные расходы	30746.2
Бюджет затрат НТИ	222910.2

поскольку она полностью связана с теоретическими расчетами. При планировании научного проекта был составлен календарный план–график проекта, отражающий даты начала и окончания выполнения работ по реализации проекта.

В ходе проведения SWOT–анализа были исследованы имеющиеся сильные и слабые стороны проекта, а также возможности и угрозы. В результате анализа можно сделать вывод о том, что сильные стороны вместе с возможностями делают данное исследование перспективным фундаментальной науки. Для минимизации воздействия слабых сторон и угроз были разработаны соответствующие решения.

Рассчитан бюджет научного исследования, который составил **222910.2** рублей. Основная часть расходов связана с выплатой заработной платы, а также отчислениями во внебюджетные фонды.

ГЛАВА 7

Социальная ответственность

Данная магистерская диссертация посвящена исследованию возможности образования кварк-глюонной плазмы в малых системах, таких как рр-столкновения, с использованием техники адронно-струйных корреляций. Основным инструментом исследования является симуляция событий в генераторе РУТНIA. Поскольку тематика работы связана с фундаментальной наукой, она не имеет массового практического применения. Предполагается, что результаты исследования будут востребованы среди узкого круга специалистов, занимающихся исследованиями в области физики высокоэнергетических процессов.

Данное научное исследование выполнено в физическом корпусе Института ядерной физики г. Ржеж. Работа полностью проводилась в помещении с площадью не более 22.5 м². Среди оборудования был только персональный компьютер.

7.1 Специальные правовые нормы трудового законодательства

В соответствии с положением Трудового кодекса РФ 30.12.2001 N 197-ФЗ (ред. от 01.04.2019) [96] продолжительность рабочего времени не может превышать 40 часов в неделю, однако для работников, занятых на работах с вредными условиями труда, устанавливается сокращенная продолжительность рабочего времени – не более 36 часов в неделю (статья 92), при этом для работников, занятых на работах с вредными и (или) опасными условиями труда, при 36-часовой рабочей неделе максимально допустимая продолжительность ежедневной смены не может превышать 8 часов.

Работодатель обязан предоставить отпуск без сохранения заработной платы работникам, обучающимся по имеющим государственную аккредитацию программам бакалавриата, программам специалитета или программам магистратуры по очной форме обучения, совмещающим получение образования с работой, для прохождения промежуточной аттестации – 15 календарных дней в учебном году, для подготовки и защиты выпускной квалификационной работы и сдачи итоговых государственных экзаменов – четыре

месяца, для сдачи итоговых государственных экзаменов – один месяц (статья 173). Более того, на работах с вредными и (или) опасными условиями труда, работникам бесплатно выдается специальная одежда, специальная обувь и другие средства индивидуальной защиты, а также смывающие и (или) обезвреживающие средства в соответствии с типовыми нормами (статья 221).

7.2 Характеристика вредных и опасных факторов, имеющих место в рабочем помещении

В соответствии с ГОСТ 12.0.003-2015 ССБТ [97], неблагоприятные производственные факторы по результирующему воздействию на организм работающего человека подразделяют:

- на вредные производственные факторы, приводящие в заболеваниям или усугубляют уже имеющиеся;
- опасные производственные факторы, приводящие в травмам, в том числе и к смертельным.

В таблице 1.1 представлен перечень опасных и вредных факторов, сопряженных с выполняемой работой.

7.3 Вредные факторы

7.3.1 Отклонение показателей микроклимата в помещении

Нормативный документ [98] регламентирует требования к микроклимату помещения, в котором осуществляется работа на компьютере. Для помещения с компьютером существуют определенные требования к температуре, влажности и наличию пыли. Температура должна находиться на уровне 21 – 25 °С, относительная влажность – 40 – 60 %, уровень аэроионов – от 400 – 600 до 50 000 (оптимальный – 1500 – 5000).

Это оптимальные условия для обеспечения максимально комфортного теплового баланса температуры тела человека и его терморегуляции. Если температура выше нормы, кровеносные сосуды расширяются и теплоотдача в окружающую среду возрастает. При понижении температуры кровеносные сосуды соответственно сужаются приток крови к телу замедляется и теплоотдача уменьшается. На терморегуляцию организма влияет также влажность воздуха. Слишком высокая влажность (более 85 %) затрудняет терморегу-

Таблица 7.1 – Основные элементы производственного процесса, формирующие опасные и вредные факторы

Наименование видов работ и параметров производственного процесса	Факторы (ГОСТ 12.0.003-2015)		Нормативные документы
	Вредные	Опасные	
Работа на ПЭВМ, Институт Ядерной физики г. Ржеж	Отклонения параметров микроклимата	–	СанПин 2.2.2/2.4.1340-03
	Недостаточная освещённость рабочего места	–	СП 52.13330.2011 СанПин 2.2.2/2.4.1340-03
	Шум на рабочем месте	–	СН 2.2.4/2.1.8.562-96
	Воздействие радиации (ВЧ, УВЧ, СВЧ и так далее)	–	СанПин 2.2.2/2.4.1340-03 СанПин 2.2.4/2.1.8.055-96
	Психофизиологические нагрузки	–	МР 3212-85 СанПин 2.2.2/2.4.1340-03
	–	Электрический ток	ГОСТ 12.1.038.-82 ССБТ Электробезопасность

ляцию, а слишком низкая (менее 20 %) вызывает пересыхание слизистых, причем не только дыхательных путей, но и глаз.

Принципиальным фактором в микроклимате помещения с компьютером является уровень пыли. Офисная пыль может содержать частицы мебельных тканей, клея, строительных материалов, частицы кожи человека и домашних животных, в том числе грызунов, споры микроскопических плесневых и дрожжевых грибов, различные виды клещей, волокна хлопка, льна, бумаги, бактерии и вирусы. Такая пыль, попав в легкие, может вызвать различные заболевания – от аллергических реакций до хронических катаров верхних дыхательных путей, ларингита, хронического насморка, трахеита и

даже хронического бронхита.

Учитывая высокий уровень электромагнитного излучения в помещении с компьютером, пыль не оседает на поверхностях. Она электризуется от экрана монитора и висит в воздухе, поэтому гораздо проще попадает в легкие и на слизистые человека. По этой причине чистоте помещения, где есть компьютер, следует уделять особенное внимание. Влажная уборка в офисном помещении должна проводиться не реже трех раз в неделю.

7.3.2 Мероприятия по выполнению норм естественного и искусственного освещения

Недостаточное освещение влияет на функционирование зрительного аппарата, то есть определяет зрительную работоспособность, на психику человека, его эмоциональное состояние, вызывает усталость центральной нервной системы, возникающей в результате прилагаемых усилий для опознания четких или сомнительных сигналов.

Нерациональное искусственное освещение может проявляться в несоответствии нормам следующих параметров световой среды: недостаточная освещенность рабочей зоны, повышенная пульсация светового потока, некачественный спектральный состав света, повышенная блескость и яркость на столе, клавиатуре, тексте и т.п.

Среди качественных показателей световой среды очень важным является *коэффициент пульсации освещенности*. Коэффициент пульсации освещенности — это критерий оценки глубины колебаний (изменений) освещенности, создаваемой осветительной установкой, во времени. Требования к коэффициенту пульсации освещенности наиболее жесткие для рабочих мест с ПЭВМ — не более 5% [98].

Местное освещение (если его применяют) не должно создавать бликов на поверхности экрана и увеличивать освещенность экрана ПЭВМ более 300 лк [99]. Следует ограничивать прямую и отраженную блескость от любых источников освещения.

Нередко наибольшее неудобство пользователям доставляет повышенная отражательная способность экранов мониторов и некачественных приэкранных фильтров (если они установлены на экраны дисплеев). Это вызывает

дополнительную усталость глаз.

Освещенность на сетчатке глаза от любого знака, требующего различения, должна равняться 6 – 6.5 лк. Необходимая освещенность регулируется размером зрачка от 2 мм (при очень высокой освещенности) до 8 мм (при предельно низкой освещенности для самых грубых работ). Установлено, что уровни оптимальной яркости поверхностей находятся в пределах от 50 до 500 д/м². Оптимальная яркость экрана дисплея составляет 75 – 100 кд/м². При такой яркости экрана и яркости поверхности стола в пределах 100 – 150 кд/м² обеспечивается продуктивность работы зрительного аппарата на уровне 80 – 90 %, сохраняется постоянство размера зрачка на допустимом уровне 3 – 4 мм.

Для обеспечения нормируемых значений освещенности в помещениях для использования ПЭВМ следует проводить чистку стекол оконных рам и светильников не реже двух раз в год и проводить своевременную замену перегоревших ламп.

7.3.3 Мероприятия по борьбе с производственным шумом

Шум с физиологической точки зрения – это любой нежелательный для человеческого слуха звук, который негативно действует на наше здоровье. На шум разного уровня человеческий организм реагирует по-разному. Чем длительнее воздействие шума на человека, тем негативнее он влияет на физическое и психическое здоровье. Длительное воздействие шума, уровень которого равен 68–92 дБ, становится причиной возникновения определенных заболеваний нервной системы. Психическое состояние человека ухудшается, он становится беспокойным и потерянным.

Человеку, который систематически подвергается негативному влиянию шума, приходится затрачивать на 15–25 % больше нервно-психических и физических усилий, чтобы сохранить тот уровень выработки, который был достигнут при шуме в 65–70 дБ и ниже.

Шум негативно влияет на вегетативную нервную систему независимо от того, как он субъективно воспринимается самим человеком. Самой распространенной вегетативной реакцией организма на постоянное влияние шума является сужение капилляров слизистых оболочек и кожного покрова, что

приводит к возникновению нарушения периферического кровообращения.

В соответствии с классификацией [100], шум, имеющий место в студенческой комнате физического корпуса Института Ядерной Физики, является постоянным, широкополосным. Поскольку здание института расположено далеко от автомобильной или железнодорожной дорог, то основным источником шума является звук, издаваемый при работе компьютеров.

Характеристикой постоянного шума на рабочих местах являются уровни звукового давления в дБ в октавных полосах со среднегеометрическими частотами 31,5; 63; 125; 250; 500; 1000; 2000; 4000; 8000 Гц, определяемые по формуле:

$$L = 20 \lg \left(\frac{P}{P_0} \right), \quad (7.1)$$

где P – среднеквадратичная величина звукового давления, Па;

P_0 – исходное значение звукового давления в воздухе, равное $2 \cdot 10^{-5}$ Па.

Шум работающего компьютера в среднем создает давление $P = 0.05$ Па. Подставляя в уравнение (7.1), найдем $L = 68$ дБ.

Согласно [100] в помещениях, в которых проводится конструкторская или научная деятельность, максимально допустимое звуковое давление составляет $L_{\max} = 75$ дБ. Можно сделать вывод, что шум, создаваемый рабочими компьютерами, не превышает санитарных норм [100].

Для уменьшения уровня шума в комнате, можно использовать несколько техник:

- очистить от пыли охлаждающую систему компьютера; по возможности заменить на более эффективную;
- организовать перестановку мебели в комнате;
- отдыхать от источника шума каждые два часа по 10–15 минут.

7.3.4 Воздействие электромагнитного излучения

В данной работе основными источниками электромагнитного излучения являются монитор и системный блок. Основная его часть происходит от системного блока и видео-кабеля. Согласно СанПиН 2.2.2/2.4.1340-03 [98] напряженность электромагнитного поля на расстоянии 50 см вокруг экрана по электрической составляющей должна быть не более:

- в диапазоне частот 5 Гц–2 кГц – 25 В/м;

– в диапазоне частот 2 кГц–400 кГц – 2.5 В/м.

Плотность магнитного потока должна быть не более:

– в диапазоне частот 5 Гц–2 кГц – 250 нТл;

– в диапазоне частот 2 кГц–400 кГц – 25 нТл.

Электростатический потенциал экрана монитора должен не превышать 500 В. Существует несколько способов защиты от воздействия электромагнитного поля:

– увеличить расстояние до источника поля. Монитор должен находиться на расстоянии не менее 50 см от пользователя;

– применение специальных поглощающих фильтров и других средств индивидуальной защиты.

При работе с компьютером источником ионизирующего излучения является дисплей. По нормам [98] мощность экспозиционной дозы мягкого рентгеновского излучения в любой точке на расстоянии 0,05 м от экрана не должна превышать 1 мкЗв/час.

7.3.5 Психофизиологические нагрузки

При работе с компьютером, длительные статические нагрузки на организм могут вызывать костно-мышечные заболевания, стрессы, легкую возбудимость и депрессии, нарушение сна. Могут возникать воспалительные процессы в сухожилиях и мышечных тканях в результате частого нажатия на клавиши и манипулирования с “мышью”. Всему этому способствует длительное пребывание в сидячем положении в одной позе. В нерасслабляющихся мышцах ухудшается кровообращение, накапливаются продукты распада, в результате чего возникают болевые ощущения.

Напряжение зрения и внимания связано с тем, что задержка моргания в ожидании информации приводит к перенапряжению глазных мышц. Необходимость выбора нужной информации из ее чрезмерного потока в виде светящихся строчек, по которым пробегают глаза, может привести к заболеванию, связанному с быстрой утомляемостью глаз. Поскольку биологические возможности мозга ограничены, наступает так называемый синдром информационной усталости.

Важное значение имеет организация рабочего места пользователя. Эр-

гономическая оценка рабочих мест в производственных условиях проводится комплексно согласно методическим рекомендациям Минздрава [101].

Конструкцией производственного оборудования и рабочего места (в данном случае является работа за персональным компьютером) должно быть обеспечено оптимальное положение работающего, которое достигается регулированием:

- высоты рабочей поверхности, сиденья и пространства для ног;
- высоты сиденья и подставки для ног (при нерегулируемой высоте рабочей поверхности).

По нормативному документу [98] часто используемые средства отображения информации, требующие точного и быстрого считывания показаний, следует располагать в вертикальной плоскости под углом $\pm 15^\circ$ от нормальной линии взгляда и в горизонтальной плоскости под углом $\pm 15^\circ$ от сагиттальной плоскости. Удовлетворение данного требования достигается регулировкой высоты и наклона монитора компьютера.

Также предусмотрены регламентированные перерывы, во время которых можно выполнять комплексы упражнений с целью снижения нервно-эмоционального напряжения и утомления зрительного анализатора.

Перед началом работы на компьютере желательно пройти осмотр у окулиста и делать это ежегодно. При работе не рекомендуется превышать необходимый для работы уровень разрешения монитора. Днем при естественном освещении желателен голубой фон в помещении – шторы, жалюзи, стены вокруг дисплея, а вечернее освещение тоже должно быть синего или голубого тона с яркостью примерно равной яркости экрана.

7.4 Опасные факторы – поражение электрическим током

Электропитание рабочего помещения 1-го физического корпуса Института Ядерной Физики г. Ржеж осуществляется от силового распределительного щита однофазного переменного тока с действующим значением напряжения 220 В. Таким образом, в соответствии с Правилами устройства электроустановок (ПУЭ), все электроприборы, используемые в лаборатории, относятся к низковольтным с напряжением питания до 1000 В. Все электроприемники относятся к электроприемникам III категории.

Электробезопасность в лаборатории должна обеспечиваться следующими мероприятиями:

- для защиты от напряжения прикосновения все токоведущие части должны быть изолированы; запрещается использовать кабели и провода с поврежденной или потерявшей защитные свойства изоляцией; неизолированные токоведущие части должны быть оборудованы защитными ограждениями или расположены в недоступном для прикосновения месте;
- запрещается пользоваться поврежденными розетками, распределительными коробками, рубильниками и другими электроустановочными приборами;
- для защиты от поражения электрическим током путем возникновения потенциала на проводящих корпусах электроприборов необходимо наличие защитного заземления; согласно ПУЭ сопротивление заземляющего устройства в любое время года должно быть не более 4 Ом, при этом сечение заземляющей жилы должно быть не менее 4 мм² для медных проводников, не менее 6 мм² – для алюминиевых и не менее 20 мм² – для стальных;
- для защиты от токов короткого замыкания необходимо наличие быстродействующих устройств защиты; электрическая сеть должна иметь защиту от токов короткого замыкания, обеспечивающую по возможности наименьшее время отключения и требования селективности.

При работе в помещении, с целью обеспечения электробезопасности пользователей компьютеров, должны выполняться следующие требования:

- все узлы одного персонального компьютера и подключенное к нему периферийное оборудование должны питаться от одной фазы электросети;
- корпуса системного блока и внешних устройств должны быть заземлены радиально с одной общей точкой;
- для аварийного отключения компьютерного оборудования должен использоваться отдельный щит с автоматами защиты и общим рубильником;
- все соединения ПЭВМ и внешнего оборудования должны произво-

даться при отключенном электропитании.

Для предотвращения электротравматизма большое значение имеет правильная организация обслуживания ПЭВМ, проведение ремонтных, монтажных и профилактических работ.

Ремонт, разборку и сборку, наладку электротехнологического оборудования может выполнять только подготовленный персонал, имеющий необходимую для данных работ группу допуска по электробезопасности.

Каждому необходимо знать меры медицинской помощи при поражении электрическим током. В любом рабочем помещении необходимо иметь медицинскую аптечку для оказания первой медицинской помощи.

Соблюдая вышеперечисленные правила, нормы электробезопасности на рабочем месте соответствуют принятым требованиям.

7.5 Экологическая безопасность

Предмет исследования не несет никакого ущерба окружающей среде. Однако, инструмент исследования, то есть персональный компьютер, оказывает непосредственное влияние. Большое количество процессов, операций и материалов, используемых при изготовлении электронных средств, в том числе компьютеров, являются источниками огромного количества веществ, имеющих неблагоприятное воздействие на человека и окружающую среду. При изготовлении элементной базы, электронных изделий, выращивании полупроводниковых кристаллов, при изготовлении интегральных схем утилизация исходных материалов часто происходит с низким коэффициентом использования, огромное количество их идет в отходы, попадая в атмосферу, гидросферу, загрязняя почву.

Отрицательное воздействие на окружающую среду происходит на протяжении всего жизненного цикла изделия, от приобретения сырья и изготовления изделия до его утилизации по окончании срока полезного применения.

При производстве полупроводниковых чипов, компьютерных клавиатур, мониторов, устройств хранения информации используется свыше 1000 различных материалов, включая растворы хлорированных веществ, бромированные препараты-гасители пламени, поливинилхлориды, тяжелые металлы, пластики, газы и пр., многие из которых способны оказывать тяжелый вред

окружающей среде и здоровью людей. Основные риски связаны с содержащимися в электронных изделиях тяжелыми металлами, такими как, например; свинец, ртуть, кадмий.

В Российской Федерации в отношении утилизации и переработки средств вычислительной техники действует методика [102], разработанная с целью оказания помощи организациям и предприятиям различных форм собственности в проведении работ по комплексной утилизации вторичных драгоценных металлов из списанных средств вычислительной техники отечественного и импортного производства.

7.6 Чрезвычайная ситуация – пожар на рабочем месте

В соответствии с правилами определения категорий помещений, зданий и наружных установок по взрывопожарной и пожарной опасности, регламентируемыми [103], помещение 1-го физического корпуса Института ядерной физики г. Ржеж относится к категории В, так как в помещении присутствуют твердые горючие и трудногорючие вещества и материалы, а также вещества и материала, способные при взаимодействии с кислородом воздуха гореть. К горючим материалам относятся шкафы, столы, стулья и документация.

При возгорании, возникновении пожара, необходимо отключить электроприборы от электросети. Если это сделать невозможно, то необходимо отключить питающую сеть автоматическим или пакетным выключателем, или рубильником на лабораторном или силовом щите. Далее, вызвать пожарную команду и приступить к тушению пожара имеющими средствами пожаротушения. Следует помнить, что для тушения пожара на установках находящихся под напряжением, можно пользоваться только углекислотным или порошковыми огнетушителями. При сильном возгорании, необходимо срочно вызвать электрика и обесточить помещение, после чего для тушения пожара можно использовать пенные огнетушители и воду [104].

Для предотвращения пожара принимаются следующие меры:

- из лаборатории необходимо удалить неиспользуемые нагревательные приборы;
- корпуса рубильников и розеток разместить на несгораемых основах;
- нагревательные приборы расположить на асбестовых ковриках и про-

- кладках;
- курение в лаборатории строго запрещено.

7.7 Выводы по разделу

В данной главе были рассмотрены требования по технике безопасности, электробезопасности, пожарной безопасности, а также проведен расчёт по обеспечению санитарных норм на освещённость. В результате установлено, что рабочее помещение удовлетворяет всем требованиям, предъявляемым к ней нормативными документами в области охраны труда и окружающей природной среды.

Литература

- [1] R. Stock, “Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions and the QCD Matter Phase Diagram”, doi:10.1007/978-3-540-74203-6–7, arXiv:0807.1610 [nucl-ex].
- [2] Heinz U. W., Snellings R. Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63** (2013) 123-151, arXiv:1301.2826v1.
- [3] A. Majumder and M. Van Leeuwen, “The Theory and Phenomenology of Perturbative QCD Based Jet Quenching”, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66** (2011), 41-92, doi:10.1016/j.pppnp.2010.09.001, arXiv:1002.2206 [hep-ph].
- [4] H. Song, S. A. Bass, U. Heinz, T. Hirano and C. Shen, “Hadron spectra and elliptic flow for 200 A GeV Au+Au collisions from viscous hydrodynamics coupled to a Boltzmann cascade”, *Phys. Rev. C* **83** (2011), 054910, doi:10.1103/PhysRevC.83.054910, arXiv:1101.4638 [nucl-th].
- [5] B. Abelev *et al.* [ALICE], “Long-range angular correlations on the near and away side in p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”, *Phys. Lett. B* **719** (2013), 29-41, doi:10.1016/j.physletb.2013.01.012, arXiv:1212.2001 [nucl-ex].
- [6] P.M. Jacobs (for the ALICE Collaboration). Search for jet quenching effects in high multiplicity pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Proceedings of the XXVIIIth Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2019), Wuhan, China. Access mode: <https://indico.cern.ch/event/792436/contributions/3538876/>.
- [7] PYTHIA generator [Electronic source]. Access mode: <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia81html/Welcome.html>.
- [8] Yukawa, H. "On the interaction of elementary particles". *Proc.Phys.Math.Soc.Jap.* 17 (1935) 48-57.
- [9] Cesar M. G. Lattes, Giuseppe P. S. Occhialini, Cecil F. Powell, “Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions – Part 1,” *Nature* 160 (1947a), 453 - 456, idem “Observations on the Tracks of Slow Mesons in

Photographic Emulsions. Part 2 – Origin of the Slow Mesons,” *Nature* 160 (1947b), 486 - 492.

- [10] Gell-Mann, M. “The Eightfold Way: A Theory of Strong Interaction Symmetry” (TID-12608). Pasadena, CA: California Inst. of Tech., Synchrotron Laboratory, March 15, 1961, doi: 10.2172/4008239.
- [11] Ne’eman, Y. “Derivation of Strong Interactions from a Gauge Invariance”. *Nuclear Physics*. Amsterdam: North-Holland Publishing Co. 26 (2): 222–229, August, 1961, doi: 10.1016/0029-5582(61)90134-1.
- [12] L. Brekke and J. L. Rosner, “Baryon Magnetic Moments in the Quark Model: A Status Report,” *Comments Nucl. Part. Phys.* **18** (1988) no.2, 83-102 EFI-87-80-CHICAGO.
- [13] Jiří Chýla. Quarks, partons and Quantum Chromodynamics. – Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic. Access mode: <https://www.fzu.cz/chyla/lectures/text.pdf>.
- [14] Wikipedia [Electronic source]. Access mode: <https://www.wikipedia.org/>.
- [15] D.J. Gross; F. Wilczek (1973). “Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories”. *Physical Review Letters*. 30 (26): 1343 - 1346, doi: 10.1103/PhysRevLett.30.1343.
- [16] H.D. Politzer (1973). “Reliable perturbative results for strong interactions”. *Physical Review Letters*. 30 (26): 1346 - 1349, doi: 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- [17] Kovchegov Y., Levin. E. *Quantum Chromodynamics at High Energy*. – Cambridge University Press, 2012. – 340 pp.
- [18] Peskin M., Schroeder D. *An Introduction To Quantum Field Theory*. – Avalon Publishing, 1995. – 864 pp.
- [19] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018) and 2019 update.

- [20] Ian Hinchliffe, Aneesh V. Manohar. The QCD Coupling Constant, *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* 50 (2000) 643-678, arXiv:hep-ph/0004186v1.
- [21] Peter Braun-Munzinger, Volker Koch, Thomas Schäfer, Johanna Stachel. “Properties of hot and dense matter from relativistic heavy ion collisions”, *Physics Reports*, Volume 621, 2016, Pages 76-126, ISSN 0370-1573, <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2015.12.003>.
- [22] Smilga A. V. *Lectures on quantum chromodynamics.* – World Scientific, 2001. – 352 pp.
- [23] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf *Phys. Rev. D* 9, 3471 – Published 15 June 1974.
- [24] Letessier J. *Hadrons and Quark–Gluon Plasma.* – Cambridge University Press, 2009. – 398 pp.
- [25] Cheuk-Yin Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions.* – World Scientific, 1994. – 517 pp.
- [26] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K. D. Lane, and T.-M. Yan, *Phys.Rev. D*17, 3090 (1978).
- [27] Ebert D. , Faustov R. N., Galkin V. O. Mass spectra and Regge trajectories of light mesons in the relativistic quark model, *Phys.Rev.D*79:114029, 2009, arXiv:0903.5183v2.
- [28] Andersson B., Mohanty S., Soderberg F. Recent Developments in the Lund Model, arXiv:hep-ph/0212122v1.
- [29] Sourav Sarkar, Helmut Satz, Bikash Sinha. *The Physics of the Quark-Gluon Plasma*, DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-02286-9>.
- [30] G. Wolschin, “Pseudorapidity distributions of produced charged hadrons in pp collisions at RHIC and LHC energies”, *EPL* **95** (2011) no.6, 61001, doi:10.1209/0295-5075/95/61001, arXiv:1106.3636 [hep-ph].
- [31] Wikipedia [Electronic source]. Access mode: <https://en.wikipedia.org/wiki/Quark-gluon-plasma>.

- [32] Aoki Y., Endrodi G., Fodor Z., Katz S.D., Szabo K.K. The order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics, *Nature* 443:675-678, 2006, arXiv:hep-lat/0611014.
- [33] Steinbrecher P. QCD transition at zero and non-zero baryon densities, presentation at the Quark Matter 2018. Access mode: <https://indico.cern.ch/event/656452/contributions/2869991/>.
- [34] Bazavov, A., et al. (HotQCD) (2014), *Phys. Rev. D* 90 (9),094503.
- [35] Goy V. A., et al. Sign problem in finite density lattice QCD, *Prog Theor Exp Phys* (2017) 2017 (3): 031D01, arXiv:1611.08093v2.
- [36] Ayala A. et. al. The effective QCD phase diagram and the critical end point, arXiv:1411.4953v2.
- [37] Alford M. G. et. al. Color superconductivity in dense quark matter, *Rev.Mod.Phys.*80:1455-1515, 2008, arXiv:0709.4635v2.
- [38] Connors M. et. al. Review of Jet Measurements in Heavy Ion Collisions, *Rev. Mod. Phys.* 90, 025005 (2018), arXiv:1705.01974v2.
- [39] Harris J. W., Müller B. THE SEARCH FOR THE QUARK-GLUON PLASMA, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* Vol. 46:71-107 (Volume publication date December 1996).
- [40] Vogt R. *Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions*, 1st Edition. – Elsevier Science, 2007. – 488 pp.
- [41] Snellings R. Elliptic Flow: A Brief Review, *New J.Phys.*13:055008, 2011, arXiv:1102.3010v2.
- [42] P. Huovinen, P. Kolb, U. Heinz, P. V. Ruuskanen and S. A. Voloshin, *Phys. Lett. B* 503 (2001) 58.
- [43] Heinz, Ulrich W. 2005a. ‘RHIC serves the perfect fluid’: Hydrodynamic flow of the QGP. arXiv:nucl-th/0512051.

- [44] Khachatryan, V., Sirunyan, A.M., Tumasyan, A. et al. Observation of long-range, near-side angular correlations in proton-proton collisions at the LHC. *J. High Energ. Phys.* 2010, 91 (2010). [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2010\)091](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2010)091).
- [45] V. Khachatryan *et al.* [CMS], “Long-range two-particle correlations of strange hadrons with charged particles in pPb and PbPb collisions at LHC energies”, *Phys. Lett. B* **742** (2015), 200-224, doi:10.1016/j.physletb.2015.01.034, arXiv:1409.3392.
- [46] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], “Multiplicity and Transverse Momentum Dependence of Two- and Four-Particle Correlations in pPb and PbPb Collisions”, *Phys. Lett. B* **724** (2013), 213-240, doi:10.1016/j.physletb.2013.06.028, arXiv:1305.0609.
- [47] Tung-Mow Yan, Sidney D. Drell. The Parton Model and its Applications. Contribution to a book to be published by World Scientific for the occasion of 50 Years of Quarks, arXiv:1409.0051 [hep-ph].
- [48] V.N. Gribov and L.N. Lipatov: *Sov. J. Nucl. Phys.* 15, 438 (1972) 287.
- [49] Butterworth J. M. et. al. KtJet: A C++ implementation of the Kt clustering algorithm, *Comput.Phys.Commun.* 153 (2003) 85-96, arXiv:hep-ph/0210022v1.
- [50] Cacciari M., Salam G. P., Soyez G. FastJet user manual, CERN-PH-TH/2011-297, arXiv:1111.6097v1.
- [51] Dissertori G., Knowles I. G., Schmelling M. *Quantum Chromodynamics: High Energy Experiments and Theory*, – OXFORD SCIENCE PUBLICATIONS, 2009. – 542 pp.
- [52] I. Ito, “INFRARED DIVERGENCES IN QCD AND KINOSHITA-LEE-NAUENBERG THEOREM”, *Prog. Theor. Phys.* **67** (1982), 1216, doi:10.1143/PTP.67.1216.
- [53] Salam G. P. Towards Jetography, *Eur.Phys.J.C*67:637-686, 2010, arXiv:0906.1833v2.

- [54] Blazey G. C. et. al. Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop, arXiv:hep-ex/0005012v2.
- [55] Campbell J., Huston J., Krauss F. The Black Book of Quantum Chromodynamics: A Primer for the LHC Era, – Oxford: Oxford University Press, 2018. – 749 pp.
- [56] Marzani S., Soyez G., Spannowsky M. Looking inside jets: an introduction to jet substructure and boosted-object phenomenology, Lecture Notes in Physics, volume 958 (2019), arXiv:1901.10342v3.
- [57] R. Atkin, “Review of jet reconstruction algorithms”, J. Phys. Conf. Ser. **645** (2015) no.1, 012008, doi:10.1088/1742-6596/645/1/012008.
- [58] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, Nucl. Phys. B 406 (1993) 187., S. D. Ellis and D. E. Soper, Phys. Rev. D 48 (1993) 3160 [hep-ph/9305266].
- [59] S. D. Ellis and D. E. Soper, “Successive Combination Jet Algorithm For Hadron Collisions”, Phys. Rev. D 48, 3160 (1993) [hep-ph/9305266].
- [60] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, “The Catchment Area of Jets,” JHEP **04** (2008), 005, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/005, arXiv:0802.1188 [hep-ph].
- [61] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm,” JHEP **04** (2008), 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189 [hep-ph].
- [62] X. N. Wang, Why the observed jet quenching at RHIC is due to parton energy loss, Phys. Lett. B 579.
- [63] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], “Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV”, Phys. Rev. C **84** (2011), 024906, doi:10.1103/PhysRevC.84.024906, arXiv:1102.1957 [nucl-ex].

- [64] SlidePlayer [Electronic source]. Access mode: <https://slideplayer.com/slide/8455537/>.
- [65] J. Adam *et al.* [ALICE], “Measurement of jet quenching with semi-inclusive hadron-jet distributions in central Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”, JHEP **09** (2015), 170, doi:10.1007/JHEP09(2015)170, arXiv:1506.03984 [nucl-ex].
- [66] S. Acharya *et al.* [ALICE], “Exploration of jet substructure using iterative declustering in pp and Pb–Pb collisions at LHC energies”, Phys. Lett. B **802** (2020), 135227, doi:10.1016/j.physletb.2020.135227, arXiv:1905.02512 [nucl-ex].
- [67] H. Caines [STAR Collaboration], Jet and Underlying Event Measurements in P+P Collisions at RHIC, Int. J. Mod. Phys. E **20** (2011) 1578, arXiv:1011.4614 [nucl-ex].
- [68] M. Cacciari and G. P. Salam, “Pileup subtraction using jet areas”, Phys. Lett. B **659** (2008), 119-126, doi:10.1016/j.physletb.2007.09.077, arXiv:0707.1378 [hep-ph].
- [69] G. Soyez, “Jet areas as a tool for background subtraction”, arXiv:0905.2851 [hep-ph].
- [70] Reed R. (for the ALICE collaboration). Full Jet Reconstruction in 2.76 TeV pp and Pb-Pb collisions in the ALICE experiment, arXiv:1304.5945v1.
- [71] Abelev, B., et al. (ALICE) (2013d), Phys.Lett. B722, 262.
- [72] J. Strologas [CMS], “Performance of Jet reconstruction in CMS at 13 TeV”, PoS **ICHEP2016** (2016), 736, doi:10.22323/1.282.0736.
- [73] G. Aad *et al.* [ATLAS], “Measurement of the jet radius and transverse momentum dependence of inclusive jet suppression in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector”, Phys. Lett. B **719** (2013), 220-241, doi:10.1016/j.physletb.2013.01.024, [arXiv:1208.1967 [hep-ex]].

- [74] C. Nattrass [ALICE], “Measurements of jets in ALICE”, J. Phys. Conf. Ser. **589** (2015) no.1, 012015, doi:10.1088/1742-6596/589/1/012015.
- [75] F. Křížek [ALICE], “Study of high- p_T hadron-jet correlations in ALICE”, J. Phys. Conf. Ser. **805** (2017) no.1, 012013, doi:10.1088/1742-6596/805/1/012013.
- [76] G.O.V. de Barros, Bo Fenton-Olsen, Peter Jacobs, Mateusz Płoskoń. “Data-driven analysis methods for the measurement of reconstructed jets in heavy ion collisions at RHIC and LHC”, Nuclear Physics A, Volumes 910–911, 2013, Pages 314-318, ISSN 0375-9474, <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.12.019>.
- [77] F. D’Eramo, M. Lekaveckas, H. Liu, and K. Rajagopal, “Momentum Broadening in Weakly Coupled Quark-Gluon Plasma (with a view to finding the quasiparticles within liquid quark-gluon plasma),” JHEP 05 (2013) 031, arXiv:1211.1922 [hep-ph].
- [78] F. Carminati *et al.* [ALICE], “ALICE: Physics performance report, volume I”, J. Phys. G **30** (2004), 1517-1763, doi:10.1088/0954-3899/30/11/001.
- [79] K. Aamodt *et al.* [ALICE], “The ALICE experiment at the CERN LHC”, JINST **3** (2008), S08002, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [80] B. B. Abelev *et al.* [ALICE], “Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC”, Int. J. Mod. Phys. A **29** (2014), 1430044, doi:10.1142/S0217751X14300440, arXiv:1402.4476 [nucl-ex].
- [81] G. Contin, “Performance of the present ALICE Inner Tracking System and studies for the upgrade”, JINST **7** (2012), C06007, doi:10.1088/1748-0221/7/06/C06007.
- [82] E. Abbas *et al.* [ALICE], “Performance of the ALICE VZERO system”, JINST **8** (2013), P10016, doi:10.1088/1748-0221/8/10/P10016, arXiv:1306.3130 [nucl-ex].
- [83] Saint Gobain Crystals, 104 route de Larchant BP 521, 77794 Nemours Cedex, France.

- [84] Matteo Cacciari, Juan Rojo, Gavin P. Salam, and Gregory Soyez. Jet Reconstruction in Heavy Ion Collisions. *Eur.Phys.J.*, C71:1539, 2011
- [85] G. D’Agostini. A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 362:487–498, February 1995.
- [86] Kerstin Tackmann, Andreas Höcker. SVD-based unfolding: implementation and experience. – January 20, 2011. Access mode: <https://indico.cern.ch/event/107747/contributions/32650/>.
- [87] RooUnfold: ROOT Unfolding Framework [Electronic source]. Access mode: <https://gitlab.cern.ch/RooUnfold/RooUnfold>.
- [88] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen and P. Z. Skands, “An Introduction to PYTHIA 8.2”, *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015), 159–177, doi:10.1016/j.cpc.2015.01.024, arXiv:1410.3012 [hep-ph].
- [89] PYTHIA Phase Space Cuts, [Electronic source]. Access mode: <http://home.thep.lu.se/torbjorn/pythia82html/PhaseSpaceCuts.html>.
- [90] PYTHIA Tunes, [Electronic source]. Access mode: <http://home.thep.lu.se/torbjorn/pythia81html/Tunes.html>.
- [91] P. Skands, S. Carrazza and J. Rojo, “Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune”, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) no.8, 3024, doi:10.1140/epjc/s10052-014-3024-y, arXiv:1404.5630 [hep-ph].
- [92] TTree Class Reference, [Electronic source]. Access mode: <https://root.cern.ch/doc/master/classTTree.html>.
- [93] PYTHIA Colour Reconnection, [Electronic source]. Access mode: <http://home.thep.lu.se/torbjorn/pythia82html/ColourReconnection.html>.
- [94] S. Acharya *et al.* [ALICE], “Constraints on jet quenching in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV measured by the event-activity dependence of

semi-inclusive hadron-jet distributions”, Phys. Lett. B **783** (2018), 95-113, doi:10.1016/j.physletb.2018.05.059, arXiv:1712.05603 [nucl-ex].

- [95] J. C. Collins and M. Perry, “Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks?”, Phys. Rev. Lett. **34** (1975), 1353, doi:10.1103/PhysRevLett.34.1353.
- [96] “Трудовой кодекс Российской Федерации” от 30.12.2001 N 197-ФЗ (ред. от 24.04.2020).
- [97] ГОСТ 12.0.003-2015 Система стандартов безопасности труда (ССБТ). Опасные и вредные производственные факторы. Классификация.
- [98] СанПиН 2.2.2/2.4.1340-03 Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы «Гигиенические требования к ПЭВМ и организации работы».
- [99] СП 52.13330.2011 Естественное и искусственное освещение. Актуализированная редакция СНиП 23-05-95.
- [100] СН 2.2.4/2.1.8.562-96 Шум на рабочих местах, в помещениях жилых, общественных зданий и на территории жилой застройки. Санитарные нормы.
- [101] МР 3212-85 Основные принципы и методы эргономической оценки рабочих мест для выполнения работ сидя и стоя.
- [102] “Методика проведения работ по комплексной утилизации вторичных драгоценных металлов из отработанных средств вычислительной техники” (утв. Гостелекомом РФ 19.10.1999).
- [103] ГОСТ 12.1.004-91 Система стандартов безопасности труда (ССБТ). Пожарная безопасность. Общие требования (с Изменением N 1).
- [104] НПБ 105-03 Определение категорий помещений, зданий и наружных установок по взрывопожарной и пожарной опасности.

Приложение А

Topic of the master thesis
Study of hadron-jet correlations in high-multiplicity pp collisions at center of mass energy 13 TeV

Студент

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0AM84	Котляров Артем Юрьевич		

Руководитель ВКР

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Руководитель группы эксперимента ALICE в NPI	Филип Крижек	к.ф.-м.н.		

Консультант

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Зав.каф,- рук. ОМиИ	Трифонов А.Ю.	д.ф.-м.н.		

Консультант – лингвист отделения иностранных языков школы ИЯТШ

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Ст. преподаватель	Смирнова У.А.			

1 Introduction to Quantum Chromodynamics

1.1 Quark model

The strong interaction is one of the four fundamental interactions that can be found in nature. Its discovery dates back to the early 1930s, when the interaction between protons and neutrons was realised as a new kind of force. Experiments have shown, that the interaction is powerful (roughly 10^2 times greater than the electromagnetic force) and that it acts only at short distances. First attempts to describe the strong interaction were done by H. Yukawa [8]. He assumed, that the interaction between nucleons is mediated by a charged, heavy boson, a so-called π -meson. The theory was confirmed when π -mesons were observed as free particles in cosmic rays and in accelerator experiments in the 1940s [9].

In the mid 1960s, particle physics was progressing by development of accelerator and detector technologies. The existence of a large number of strongly interacting particles served as evidence of a composite character of hadrons. The Yukawa theory was found to be only an effective theory.

An important breakthrough was achieved, when it was realized that known hadrons could be sorted into groups according to their quantum numbers and that structuring of these groups exhibits symmetries. M. Gell-Mann and Y. Ne'eman proposed that known hadrons could be classified in terms of multiplets of the Lie group $SU(3)$, which is based on three elementary generators which were noted as u , d and s [10, 11]. Gell-Mann called them *quarks*. Quarks were proposed to be spin $1/2$ particles with fractional elementary electrical charges.

In the quark model, quantum numbers of hadrons are determined by their constituent quarks and antiquarks. The quark model was successful in the predictions of the relations between magnetic moments of hadrons [12]. Also, it predicted the existence of the Ω^- baryon (with the quark content sss) which is a member of the decuplet. However, the model had also drawbacks: some quark combinations, that the model predicted, violated the Pauli exclusion principle (e.g. the above mentioned Ω^-) and the model did not say what holds quarks inside hadrons together. These issues were resolved later by introducing the colour charge and by the discovery of quantum chromodynamics (QCD) [13].

Nowadays we know about six flavours of quarks. Their additive quantum numbers are shown in Table 8.1. In addition, each quark has the additive *baryon*

Таблица 8.1 – Additive quantum numbers of quarks

	d	u	s	c	b	t
Q - electric charge	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
I_3 - isospin projection	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	0
S - strangeness	0	0	-1	0	0	0
C - charm	0	0	0	+1	0	0
B - bottomness	0	0	0	0	-1	0
T - topness	0	0	0	0	0	+1

number $\mathfrak{B} = 1/3$. All ordinary hadrons can be obtained by combining $3q$ (baryons) or $q\bar{q}$ (mesons) and they can be grouped into the decuplet, octets, and singlets. The *weight diagrams* for mesons and baryons are depicted in Fig. 8.1.

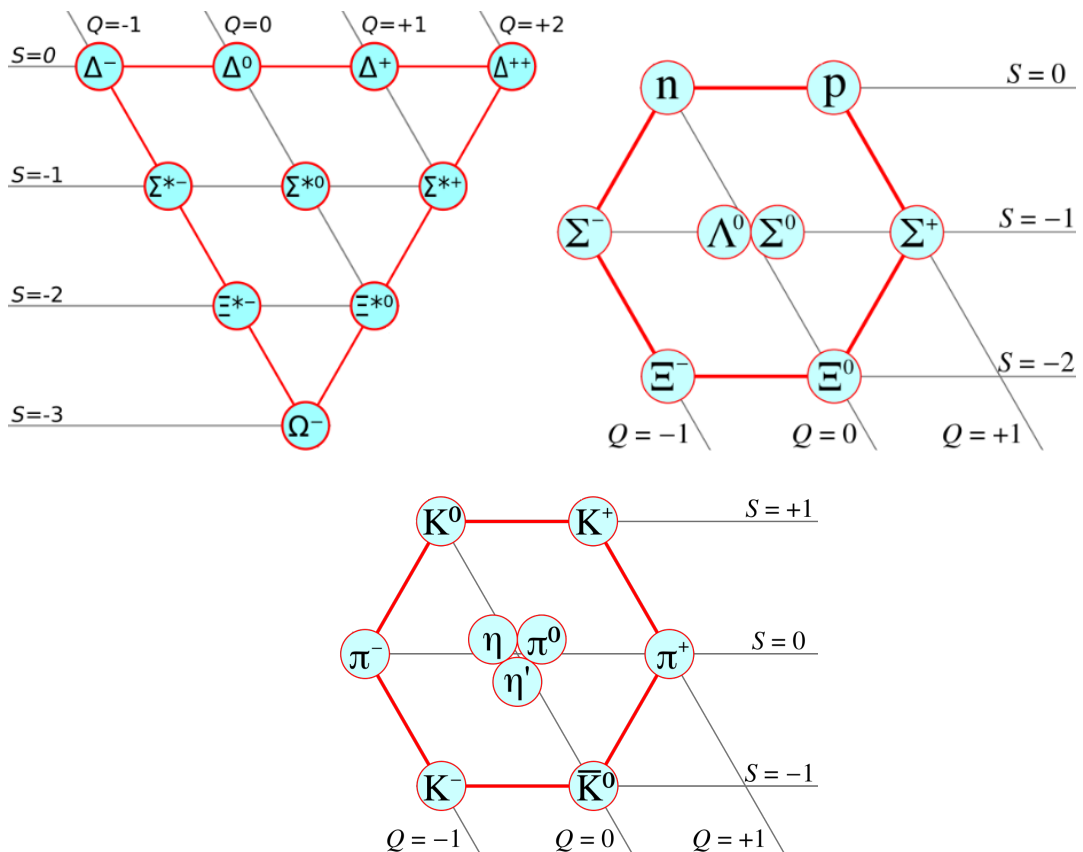


Рис. 8.1 – SU(3) weight diagrams. Left: baryon decuplet. Right: baryon octet. Bottom: meson octet + singlet. The Q and S axes give electrical charge and strangeness, respectively, of given hadrons. Taken from [14].

1.2 QCD Lagrangian

The fundamental theory of the strong interaction was discovered in 1973 by F. Wilczek, D.J. Gross and H.D. Politzer [15, 16]. Quantum chromodynamics is a gauge field theory describing interactions between quarks, anti-quarks and gluons. The QCD Lagrangian is designed such that it is invariant under local transformations of colour degrees of freedom. The gauge symmetry group of QCD is the non-Abelian Lie group SU(3). QCD contains eight kind of gluon fields which act as the gauge bosons, mediating the interaction between colour charges. Their number is given by the number of generators of the SU(3) group.

The QCD Lagrangian can be derived from a free fermion field Lagrangian when a local gauge transformation invariant w.r.t. the group SU(3) is imposed [17]:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}(x) = -\frac{1}{4}\vec{F}_{\mu\nu}^a(x)\vec{F}^{a\mu\nu}(x) + \sum_{f=1}^{n_f}\bar{\psi}_i^f(x)\left[i\gamma^\mu\partial_\mu\delta^{ij} + g_s\gamma^\mu A_\mu^a t^{aj} - m_f\delta^{ij}\right]\psi_j^f(x), \quad (8.1)$$

where $\vec{F}_{\mu\nu}^a = (F_{\mu\nu}^1, F_{\mu\nu}^2, \dots, F_{\mu\nu}^8)$ is a vector of the gluon field tensors, $i, j = (1, 2, 3)$ denote a colour indices and $a = (1, \dots, 8)$ denotes an adjoint colour index. Lorentz indices are represented by Greek letters and the Einstein summation convention is adopted. The summation goes through all quark flavours. The γ_μ and δ^{ij} are the Dirac matrices and Kronecker symbol, respectively. The $\psi_j^f(x)$ and $\bar{\psi}_i^f(x)$ represent a quark and antiquark spinor field operator of flavor f and mass m_f , with $\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$. Finally, the gluon field tensor $F_{\mu\nu}^a$ is given by

$$F_{\mu\nu}^a(x) = \partial_\mu A_\nu^a(x) - \partial_\nu A_\mu^a(x) + g_s f_{abc} A_\mu^b(x) A_\nu^c(x), \quad [t_a, t_b] = i f_{abc} t^c, \quad (8.2)$$

where ∂_μ is a covariant derivative, A_μ^a is a gluon field, f_{abc} and t_a are the structure constants and the generators of the SU(3) group, respectively. The bilinear term in (1.2) reflects the non-Abelian character of the theory, thus QCD, in contrast to QED, contains a self-interaction of three and four gluons that is depicted in terms of the Feynman diagrams in Fig. 8.2.

1.3 Running coupling constant

The Lagrangian (8.1) is used to calculate cross sections of elementary processes, which involve interactions of particles with colour charge. The cross section can be calculated by means of the perturbative approach in case that the coupling



Рис. 8.2 – Feynman diagrams for gluon self-interaction in QCD: a) 3-gluon vertex; b) 4-gluon vertex. Taken from [14].

constant $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ is less than 1. In QCD, however, α_s changes its size based on the 4-momentum transfer Q^2 which is involved in the given process, i.e. the coupling constant is running [18]. A dependence of the coupling constant α_s on the energy scale Q is shown in Fig. 8.3. Expression for α_s may be calculated from

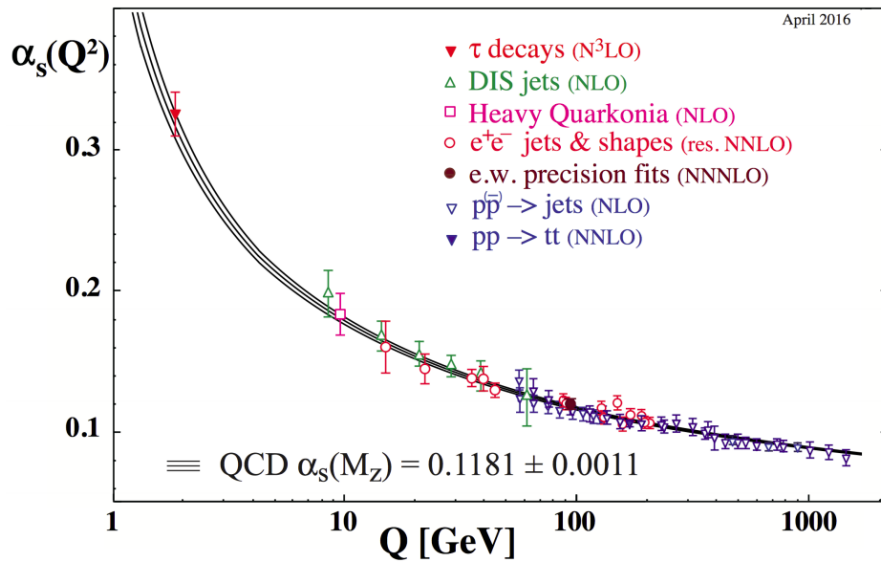


Рис. 8.3 – The summary of measurements of the running coupling constant α_s as a function of the energy scale Q . Data from experiments are represented by markers. Prediction of the perturbative QCD and the corresponding uncertainty is shown as the black line and band. The legend also quotes the size of the running coupling constant at the Z boson mass scale. Taken from [19].

the renormalization group equation (RGE) utilising the beta-function $\beta(\alpha_s)$ [20]:

$$Q^2 \frac{d\alpha_s}{dQ^2} = \beta(\alpha_s). \quad (8.3)$$

The QCD has a dimensionful parameter Λ_{QCD} that determines the energy scale where perturbative methods break down. In the leading order (LO) of perturbative theory, relation between α_s , Λ_{QCD} and Q^2 can be expressed as [21]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right)}, \quad (8.4)$$

where β_0 is a 1-loop β -function coefficient. Experimental data has shown, that $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ MeV. The strong interaction becomes indeed strong at distances greater than $\sim 1/\Lambda_{\text{QCD}}$, that approximately is equal to the size of the lightest hadrons [18].

Evidently from the equation (8.4), it can be seen that in a process with a large momentum transfer ("hard process") $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$, the coupling constant $\alpha_s \rightarrow 0$. Therefore, the interaction between quarks and gluons becomes negligible at asymptotically short distances. This property of QCD is known as the *asymptotic freedom*. It can be seen as an anti-screening effect of the colour charge, i.e. effective colour charge becomes smaller at short distances. This situation is completely opposite for the electric charge screening effect in QED [22].

1.4 Colour confinement

At large distances, QCD exhibits another remarkable property which is known as the *colour confinement*. QCD physical asymptotic states do not involve free quarks and gluons - only colourless states are physical, i.e. hadrons. The confinement is a non-perturbative process and so, at present, beyond our means to calculate it. However, it can be described qualitatively by means of phenomenological models such as the *bag model* of hadrons or the *colour string* model.

Among the different versions of the bag model, the MIT bag model [23] is the most popular one, since it is able to capture most features of the hadron spectra [24]. The model assumes that inside hadrons quarks are massless and outside of hadrons they become infinitely heavy. The model introduces a phenomenological quantity – the bag pressure \mathcal{B} , which takes into account non-perturbative effects [25]. The model predicts the following relation between the bag pressure, the number of quarks and hadron radius

$$\mathcal{B}^{1/4} = \frac{1}{R} \left(\frac{2.04N}{4\pi} \right)^{1/4}, \quad (8.5)$$

where N is the number of quarks in a hadron and R is a radius of a hadron. The confinement is described as a result of the balance of the inward bag pressure \mathcal{B} and the expansion arising from the kinetic energy of quarks.

The colour field can span only to the finite distance around the source because gluons, which mediate the strong interaction, possess the colour charge themselves. Thus in the case of mesons, the topology of the colour field can be approximated by a colour flux tube or a colour string which is stretched between the $q\bar{q}$ -pair. Based on the observed spectrum of $c\bar{c}$ states, it was found that the interaction potential between the $c\bar{c}$ -pair can be described in terms of the Cornell potential [26]:

$$V(r) = -\frac{A}{r} + \sigma r, \quad (8.6)$$

where r is a distance between the colour charges, A is a parameter and σ is a *string tension*. The potential has an attractive coulombic term and a confining term which increases linearly with the distance. The notion of colour string was also very useful when explaining why certain resonances tend to fall on straight lines when we plot a square of their mass M^2 against their full angular momentum J . These lines are known as the *Regge trajectories* [25] (see Fig. 8.4). Such states

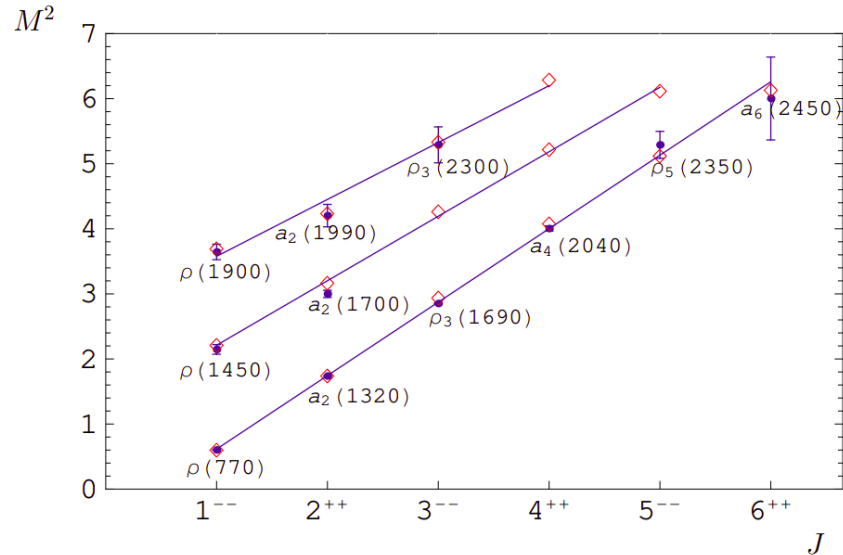


Рис. 8.4 – Regge trajectories for isovector light mesons. Diamond markers show predicted masses. Experimental data are given by blue dots with error bars and particle names. The mass is measured in GeV/c^2 . Taken from [27].

can be again viewed as radial and orbital excitations of a colour string which is

stretched between a $q\bar{q}$ -pair. The slope of the Regge curves is related to the string tension and is about 1 GeV/fm.

After a hard scattering, the colour strings between particles are being stretched and at some critical moment it is energetically favourable to create a new $q\bar{q}$ -pair from the vacuum. Thereby, the original string is split into smaller string pieces. Location of a vertex, in which the string breaks, can be found by means of the Lund string model [28]. Basic assumption of the model is that vertices lie close to a curve of constant proper time. The field between quark and antiquark created in the same vertex is absent, thus a quark q_j from the vertex V_j will combine with an antiquark \bar{q}_{j+1} from a nearby vertex V_{j+1} .

1.5 Pseudorapidity variable

For any observed particle of momentum \mathbf{p} , energy E , the momentum can be decomposed into components transverse (p_T) and longitudinal (p_L) to the collision axis. The longitudinal momentum is conveniently expressed in terms of the rapidity y variable:

$$y = \ln \left[\frac{E + p_L}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} \right]. \quad (8.7)$$

In particle collisions at high energies, it is observed, that rapidity distribution dN/dy of the final state particles has a plateau shape [29]. This shape can be described in the frame of the Lund model. In high energy collisions, the speed of particles is close to the speed of light and all produced vertices almost fall on a curve of constant proper time. In this case, rapidity distribution of produced particles can be considered as independent of a rapidity, thus dN/dy will be a constant [25]. However, the Lund model cannot predict the full shape of the distribution without additional assumptions.

To characterise the rapidity distribution of particles, it is necessary to measure two kinematic characteristics of a particle. It is more convenient to characterise the detected particles by utilising pseudorapidity variable η (see Fig. 8.5), which is a function of the angle scattering θ :

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]. \quad (8.8)$$

The conversion from pseudorapidity $dN/d\eta$ distribution to rapidity dN/dy one is performed by using Jacobian [30]. In experiments at high-energies where dN/dy has a plateau shape, this transformation gives a dip around $\eta \approx 0$.

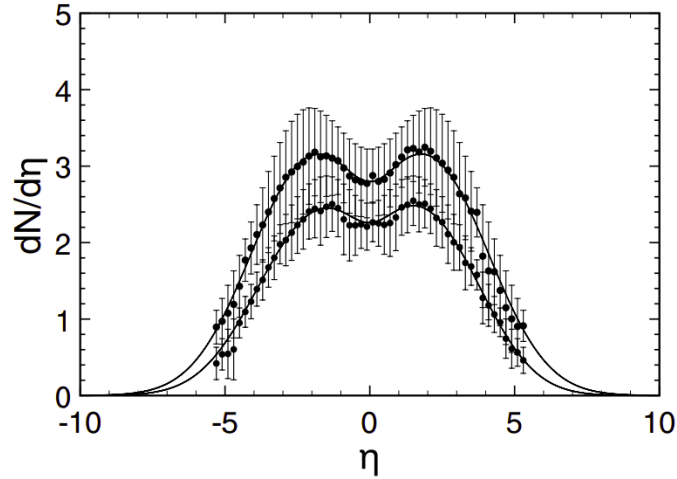


Рис. 8.5 – Pseudorapidity distributions of produced charged hadrons in inelastic p+p collisions at RHIC energies of $\sqrt{s} = 0.2$ and 0.41 TeV. Taken from [30].

1.6 QCD phase diagram

The confinement property is inherent to QCD at normal temperatures and nuclear matter densities. In ultrarelativistic heavy-ion collisions, energy densities are so large, that QCD-matter undergoes a phase transition into a new state of asymptotically free quarks, antiquarks and gluons. Such state of matter is called the *quark-gluon plasma* (QGP). One supposes, that QGP must have existed in the primordial Universe about 10^{-10} s to about 10^{-6} s after the Big Bang [24]. Therefore, heavy ion-collisions allow us to recreate a Little bang in laboratory conditions and, thus, study the physics of the early Universe.

Figure 8.6 shows the phase diagram of the QCD-matter as a function of temperature T (vertical axis) and baryo-chemical potential μ_B (horizontal axis). The ordinary nuclear matter is located in the phase diagram at $T \approx 0$ K and $\mu_B \approx 900$ MeV. When this matter is heated up, nucleons evaporate from the nucleus and form the so called *hadron gas*. When the hadron gas is further heated up it undergoes a transition to the QGP. As follows from the lattice QCD, close to the temperature axis, the transition between the QGP and hadron gas proceeds as a rapid *crossover* [32]. The critical temperature T_c and energy densities, required for such a transition, are 156.5 ± 1.5 MeV [33] and $0.2 - 1$ GeV/fm³ [34], respectively. Due to the sign problem [35], the lattice QCD calculations are not applicable at non-zero values of μ_B . At finite μ_B , one needs to rely on effective models based on the chiral perturbation theory which predict that there is a first order phase

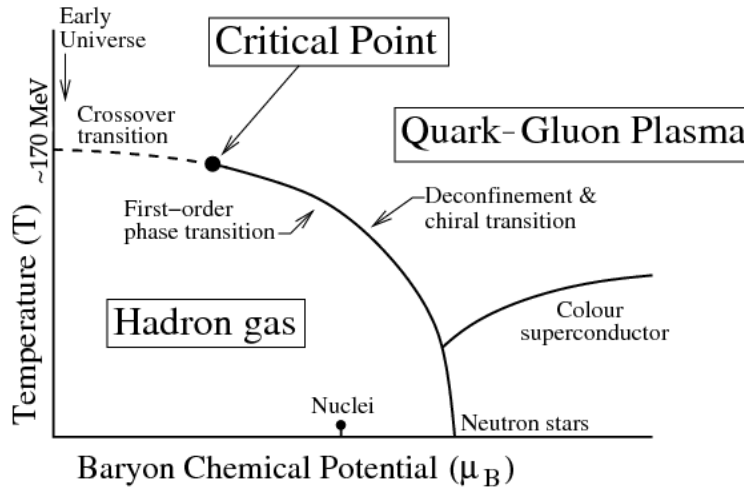


Рис. 8.6 – Phase diagram of hot and dense hadronic matter in the temperature and baryo-chemical potential plane. Point “Nuclei” shows the state of the ordinary matter. Taken from [31].

transition between the QGP and hadron gas. Thus, at some critical value of baryo-chemical potential μ_B , the crossover turns into a first order phase transition. This point is called the *critical endpoint*. Model calculations [36] predict the existence of the critical point, however, none has succeeded to restrict its location.

The phase diagram also shows what happens to nuclear matter when it is compressed at $T \sim 0$. In this limit hadrons start to overlap, thus quarks and gluons become again weakly coupled. This state of matter is called *cold quark matter*. Such extreme conditions can be reached at the cores of superdense stars such as neutron stars. At very high μ_B one can actually use again pQCD and show, that there is a colour superconductivity state [37].

1.7 Collective flow

The QGP behaves like a perfect liquid with shear viscosity lower limit $\eta/s \geq 1/4\pi$ [2]. The strong evidence leading to the discovery of this perfect-liquid behaviour was found out from the study of the particle collective flow in final state. Since heavy nuclei are finite size objects, the size and shape of the collision region depend on the impact parameter b . A semi-central collision (Fig. 8.7) with a non-zero value of the impact parameter results in a spatial asymmetry (almond shape) of the overlap zone. This initial asymmetry evolves into the momentum anisotropy of the final state particles by the hydrodynamical expansion of the created medium. The azimuthal momentum distribution of final state particles

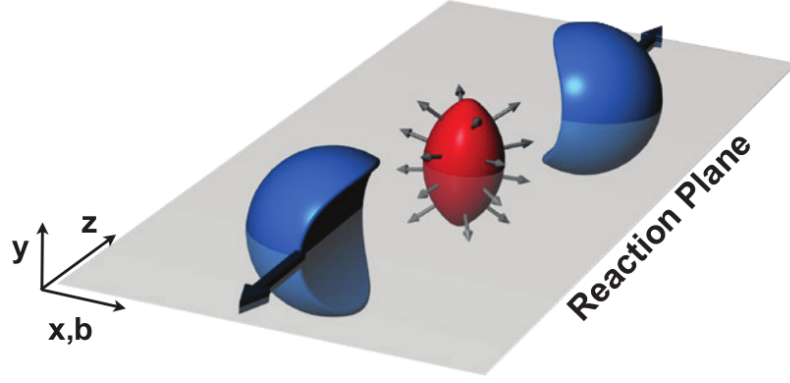


Рис. 8.7 – A non-central collision of two nuclei resulting in spatial anisotropy of the overlap region. The spatial anisotropy of energy density w.r.t. the reaction plane leads to the anisotropic flow of particles in the final state. Taken from [41].

can be parameterised by the Fourier expansion of the invariant differential cross section [2]:

$$E \frac{d^3N}{d\mathbf{p}^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{\text{RP}})] \right), \quad (8.9)$$

where E , p_T , y and φ are the energy, transverse momentum, rapidity and azimuthal angle of the particles, respectively. Ψ_{RP} denotes the reaction plane angle. The anisotropic flow coefficients v_n depend on p_T and y of the particles and they are given by

$$v_n(p_T, y) = \langle\langle \cos[n(\varphi - \Psi_{\text{RP}})] \rangle\rangle, \quad (8.10)$$

where $\langle\langle \dots \rangle\rangle$ denotes the double average over all particles in an event and over all events. The first two coefficients v_1 and v_2 are known as the *direct* and the *elliptic* flow, respectively.

The magnitude and shape of the leading coefficient $v_2(p_T)$ can be reproduced by ideal hydrodynamics calculations [42], for particles with transverse momentum $p_T < (1 - 2) \text{ GeV}/c$, see Fig. 8.8. At p_T above $2 \text{ GeV}/c$, jet fragmentation starts to play a significant role in particle production. Therefore, the measured trend of v_2 tends to deviate from the hydrodynamical model prediction at high p_T . Below $1.5 \text{ GeV}/c$, the hydrodynamical model correctly captures the observed ordering of v_2 when moving from lighter hadrons to heavier ones.

It was previously thought, that the formation of QGP is only possible in heavy-ion collisions. However, collective phenomena have been recently seen also

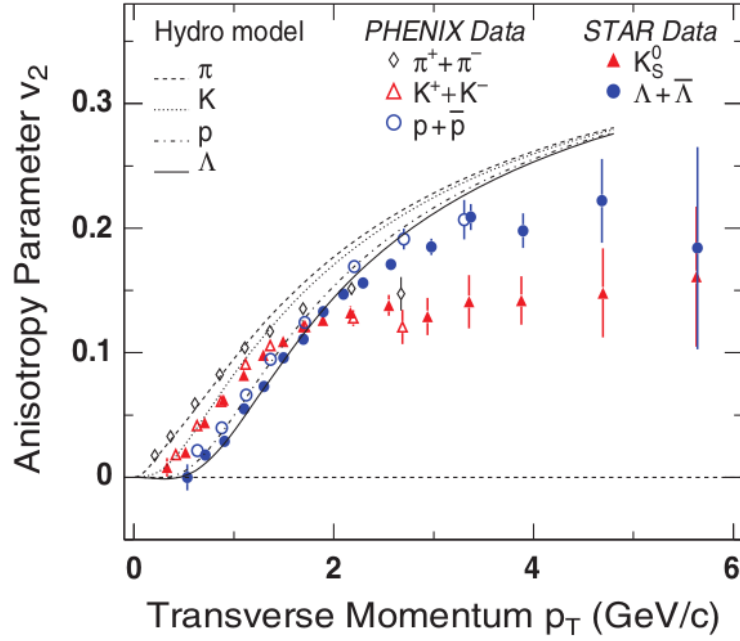


Рис. 8.8 – The elliptic flow v_2 versus p_T for π, K, p and Λ , as measured at RHIC and as calculated by an ideal hydrodynamic calculation. Taken from [43]

in small systems such as p+p and p+Pb. Figure 8.9 shows two-particle correlation function for particles with $p_T \in (1,3)$ GeV/c for different collision systems as a function of azimuthal and pseudorapidity separation. It can be seen, that p+p, p+Pb and Pb+Pb develop similar “ridge-like” structures (see red arrows in Fig. 8.9) for particles that have small azimuthal separation, but at the same time, have a significant pseudorapidity offset. It is accepted, that such correlation has to be produced early in time. For Pb+Pb collisions, the observed shape results from collision geometry, where spatial anisotropy of the collision zone results to the momentum anisotropy of the final state particles. In p+p, it could be the same effect, but nobody knows for certain. In this situation, it is crucial to look for other QGP signatures in p+p such as jet quenching.

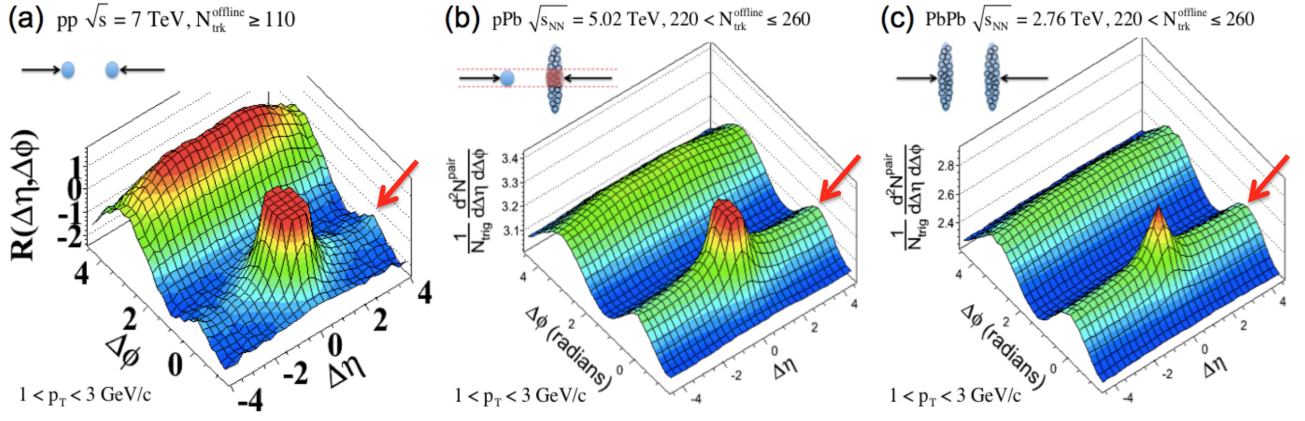


Рис. 8.9 – Two-particle correlation function for particles with $p_T \in (1,3)$ GeV/ c in: a) high multiplicity p+p collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV ($N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \geq 110$); b) high multiplicity p+Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV ($220 < N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \leq 260$); c) high multiplicity Pb+Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV ($220 < N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \leq 260$). Here, $N_{\text{trk}}^{\text{offline}}$ is a track multiplicity determined by offline analysis. Taken from [44, 45, 46].

3 ALICE experiment

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) is one of the four big experiments at the LHC. The physics program of the ALICE collaboration is vast [78], but the main focus is on studying properties of the quark-gluon plasma created in ultra-relativistic heavy-ion collisions. Additionally, the ALICE experiment pursues collisions of small systems such as p+p and p+A¹, which are utilised as a reference data for A+A collisions. The detector was designed to be able to provide reliable particle reconstruction and identification in a high-multiplicity environment.

The ALICE detector systems can be divided into three parts: central barrel detectors, forward detectors and the MUON spectrometer (see Fig. 8.10). Detailed information about each part can be found in Ref. [79].

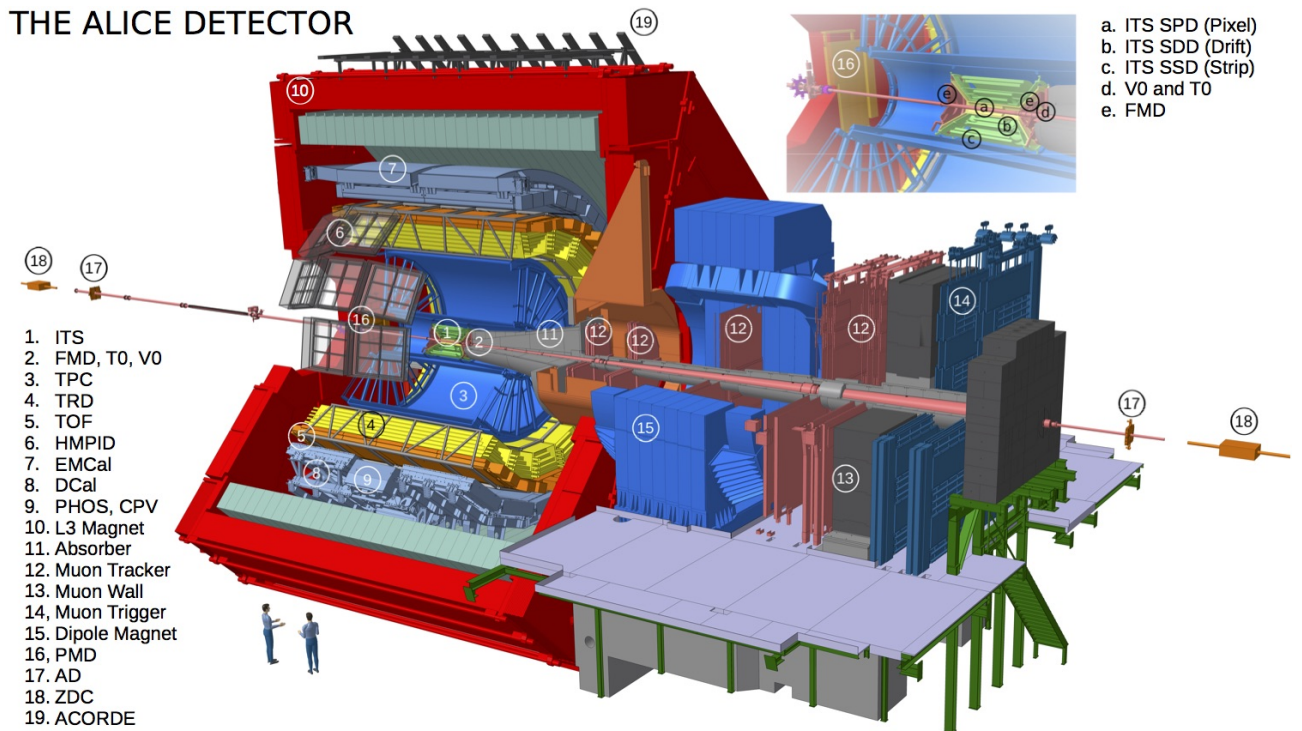


Рис. 8.10 – Schematic view of the ALICE detector at the LHC. The upper right corner: enlarged scheme of the ITS and forward detectors. Explanation of some abbreviations can be found in the text. Taken from [80].

3.1 Central barrel detectors

Detectors in the central barrel cover the pseudorapidity range $|\eta| < 0.9$ and they are located in the L3 solenoid magnet that provides a magnetic field of 0.5 T.

¹“A” denotes nucleus.

The main detectors for charged particle tracking are the Inner Tracking System (ITS) and Time Projection Chamber (TPC). They cover the entire azimuth range and provide tracking with momentum resolution $\Delta p_T/p_T$: 1 % below 10 GeV/ c and 5 % at 100 GeV/ c for tracks inside the TPC acceptance [74].

3.1.1 Inner tracking system

The ITS [79] is located close to the beam pipe and consists of 6 layers of silicon detectors. The two innermost layers are formed by silicon pixel detectors (SPD), the two intermediate layers by silicon drift detectors (SDD) and two outermost layers by silicon strip detectors (SSD). The main objectives of the ITS are to localise both the primary interaction vertices and secondary particle decay vertices, to identify charged particles with $p_T < 200$ MeV/ c and, overall, to improve momentum and angular resolution of particles reconstructed by the TPC [81].

3.1.2 Time projection chamber

The detector construction is based on a field cage. The field cage is divided into two drift regions by the central electrode. The electric field in the drift region is created by the Mylar strips wound around 18 inner and outer supports rods [79]. The TPC is operated at high voltage gradients 400 V/cm, with the voltage of -100 kV at the central cathode, that leads to a maximum drift time of 90 μ s. Detailed information about the design features can be found in Ref. [79].

The TPC detector provides the following measurements:

- particle tracking;
- momentum measurements of charged particles;
- preliminary particle identification, by measuring the energy losses dE/dx .

Principal of the detector can be described as follows. Charged particles propagating through the TPC volume ionise the gas along their path. The ionization density depends on momentum and species of particle. Liberated electrons drift toward the multi-wire proportional chambers at the end of TPC plates, while heavy-ions drift to the central electrode. Signal from the end plates is utilised for determination of space point, where ionization has occurred.

3.2 Forward detectors: V0 arrays

The ALICE forward detectors include the V0 detector which consists of two scintillator arrays, V0A and V0C (or VZERO-A and VZERO-C), that measure

charged particles in the pseudorapidity ranges $2.8 < \eta < 5.1$ and $-3.7 < \eta < -1.7$, respectively [82]. Each array covers the full azimuthal range. The V0 detector is mainly utilised for triggering and for determination of centrality and reaction plane angle in Pb+Pb collisions, as well as for beam-induced background estimations in p+p collisions [82].

V0 arrays are located opposite to each other with respect to the beam interaction point (see Fig. 8.11). Each detector is segmented into 32 channels:

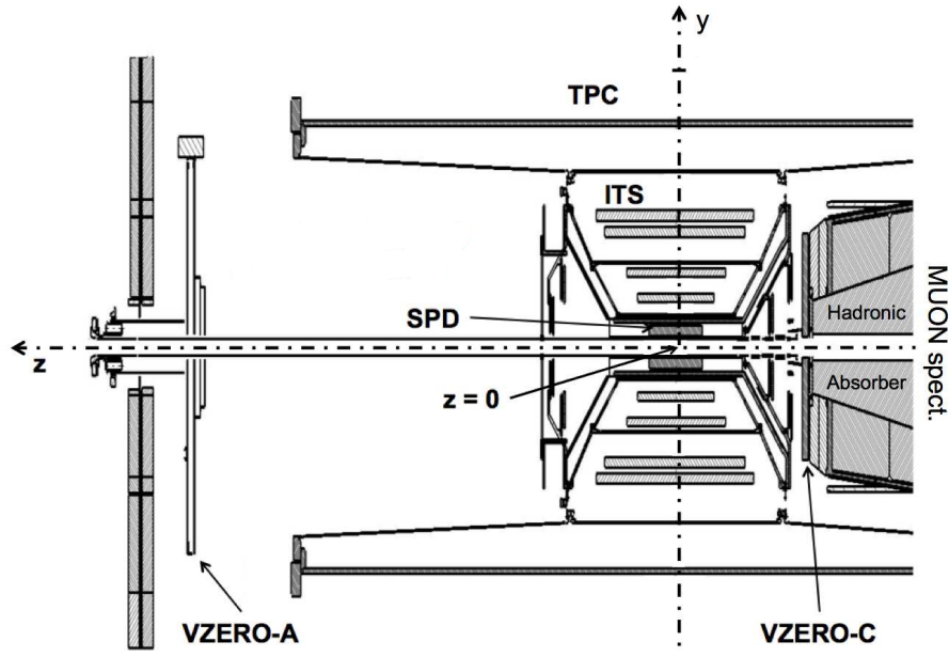


Рис. 8.11 – Location of the V0 arrays and of the some detectors, which are quoted in the text. Taken from [82].

4 axial rings, which are divided into 8 sections. The channels are made of the BC404 plastic scintillator [83] with a thickness of 2.5 and 2.0 cm for V0A and V0C, respectively.

The V0 detector plays a central role in ALICE. It is used to provide minimum bias trigger (coincidence of V0A and V0C) and multiplicity trigger both in p+p and Pb+Pb collisions. A cut on multiplicity measured in V0 biases selected collision geometry. Collisions with a small impact parameter have on average higher V0 multiplicities.

3.3 Muon Arm

The MUON spectrometer is designed to measure the production of heavy-quarkonium states and light vector mesons in the pseudorapidity region $-4.0 <$

$\eta < -2.4$ [80]. It is located at small azimuthal angles $2^\circ - 9^\circ$ in order to provide good acceptance for low- p_T particles [79]. The muon arm starts with a large hadronic absorber, which causes that V0C is positioned closer to the interaction point than V0A.

3.4 Jet reconstruction in ALICE

Jet reconstruction procedure contains three steps: determination of jet candidates, background subtraction and corrections for energy resolution and energy scale [74]. Jet candidates are reconstructed employing the anti- k_T algorithm from the FastJet package [50]. The ALICE allows to reconstruct track-based jets as well as full jets. Track-based jets are reconstructed from central barrel charged tracks with $p_T > 0.15$ GeV/ c in the pseudorapidity range $|\eta_{\text{track}}| < 0.9$ and full azimuth. Reconstruction of full jets takes into account also energy deposited in electromagnetic calorimeters (EMCal, PHOS, DCal). These calorimeters have however more limited acceptance in pseudorapidity and azimuth. In order to exclude partially reconstructed jets, that appear at a border of acceptance, a fiducial cut on jet pseudorapidity is applied, e.g. for track-based jets in the central barrel it is required $|\eta_{\text{jet}}| < 0.9 - R$.

The background subtraction is performed utilising a modified version of the approach, which was described in Sect. (2.6). Two hardest (leading) reconstructed k_T -jets are excluded from the estimation of the median in order to reduce the impact of true jets on the background calculations [84].

Background fluctuations and detector effects smear jet p_T . A reconstructed jet p_T spectrum thus needs to be corrected for this smearing. The smearing can be described by a response matrix, that gives a probability that a jet with an initial momentum $p_{T, \text{jet}}^{\text{part}}$ will be reconstructed as a jet with some $p_{T, \text{jet}}^{\text{det}}$ momentum. The relation between the true and the resulting measured spectrum is then assumed to be linear

$$m = W \cdot t, \tag{8.11}$$

where m and t are vectors representing the measured and true spectrum, and W is the response matrix. Since W is often singular, this equation has to be solved by means of unfolding techniques [85, 86, 87].