НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК ТАДЖИКИСТАНА
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени С.У. УМАРОВА

На правах рукописи

УДК: 524.1

РУСТАМЗОДА АЪЗАМ РУСТАМ
(МУКУМОВ АЪЗАМ РУСТАМОВИЧ)

РАЗВИТИЕ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ ПО ДАННЫМ ДЕТЕКТОРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКОГОРНЫХ УСТАНОВОК

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук
по специальности 01.04.00–Физика
(01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики)

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, проффессор.
Галкин Владимир Игоревич

Душанбе-2025

Оглавление

Перечень сокращений, условных обозначений

АГЯ — активные галактические ядра

БАК — Большой адронный коллайдер

CORSIKA — COsmic Ray SImulations for KAscade — программный пакет для моделирования ШАЛ

EPOS — Energy conserving quantum mechanical multiple scattering approach — модель адронных взаимодействий

KASCADE — Karlsruhe Shower Core and Array DEtector — установка для изучения состава ПКЛ (Германия)

НКГ — Нишимура–Камата–Грейзен — эмпирическая функция для описания поперечного распределения

ПКЛ — первичные космические лучи

ПКЧ — первичные космические частицы

ПР — поперечное распределение (плотности частиц ШАЛ)

ПЗЧ — поток заряженных частиц

ПэВ — петаэлектронвольт (10^{15} эВ)

QGSJET — Quark Gluon String model with JETs — модель адронных взаимодействий

SIBYLL — модель взаимодействий высокоэнергичных адронов

СЦД — сцинтилляционный детектор

TA — Telescope Array — международная установка для регистрации космических лучей (США)

ФПР — функция поперечного распределения

ШАЛ — широкий атмосферный ливень

Xmax — глубина максимума развития ШАЛ в атмосфере (в г/см^2)

ЭэВ — эксаэлектронвольт (10^{18} эВ)

Введение

Актуальность исследования. Изучение первичных космических лучей (ПКЛ) — одно из фундаментальных направлений современной астрофизики и физики высоких энергий. Вопросы их происхождения, механизмов ускорения и химического состава продолжают оставаться открытыми, несмотря на многолетние экспериментальные усилия. Массовый состав ПКЛ, в особенности в энергетической области 10^{17}–10^{18} эВ, где предполагается переход от галактического к внегалактическому компоненту, представляет собой ключ к пониманию природы космического излучения. Однако, при энергиях выше 10^{15} эВ прямая регистрация первичных частиц невозможна, и единственным источником информации остаются характеристики широких атмосферных ливней (ШАЛ), индуцированных этими частицами при их взаимодействии с атмосферой Земли.

Современные методы определения массы первичной частицы основаны на косвенных параметрах: глубине максимума развития каскада X_{max}, числе мюонов N_μ и их соотношении с электронно-фотонной компонентой. Тем не менее, в диапазоне энергий 10^{17}–10^{18} эВ данные параметры демонстрируют ограниченную чувствительность и высокую степень неопределённости. Например, различие средних значений X_{max} между протонными и железными ливнями составляет около 100 г/см², но стандартное отклонение для протонных событий достигает 60–70 г/см², что ведёт к значительному перекрытию распределений. Как следствие, вероятность ошибочной классификации массы события на основе X_{max} может превышать 35–40 % даже в условиях современных обсерваторий, таких как обсерватории Пьера Оже [1] и Telescope Array (TA) [2].

Дополнительные сложности возникают из-за сильной зависимости указанных параметров от выбора модели адронного взаимодействия. Переход от одной модели к другой (например, от QGSJET01 к QGSJET-II-04) может привести к изменению среднего значения $\langle \ln A \rangle$ на величину до 1.0, что

эквивалентно смещению между классами ядер (например, от азота к железу). Кроме того, существует так называемая «проблема мюонного дефицита»: расчётные значения N_μ, полученные на основе существующих моделей, систематически недооцениваются по сравнению с экспериментальными данными, причём расхождения могут достигать 30–50 %.

Совокупная неопределённость при определении массы первичной частицы, обусловленная как флуктуациями развития ливня, так и модельной зависимостью, остаётся на уровне 30–40 %, что ограничивает точность восстановления химического состава ПКЛ. Указанные обстоятельства актуализируют необходимость разработки новых подходов к задаче идентификации массы первичных частиц, обладающих следующими качествами:

- высокой чувствительностью к массовому числу ядра;
- устойчивостью к выбору модели адронных взаимодействий;
- применимостью в реальных условиях наземных и высокогорных установок;
- низкой зависимостью от абсолютной калибровки числа частиц.

Особый интерес представляет использование пространственно-угловой структуры мюонной компоненты ШАЛ — одного из наименее флуктуирующих и наиболее информативных индикаторов природы первичной частицы. В условиях высокогорья, где ливни регистрируются на более ранних стадиях развития, возможна реализация подхода, основанного на анализе формы углового распределения мюонов.

Разработка такого подхода отвечает не только задачам идентификации массы ПКЛ, но и способствует улучшению энергетической реконструкции, уточнению модели распространения и ускорения частиц, а также служит необходимым элементом для построения гибридных экспериментальных комплексов нового поколения (в том числе в рамках проекта «Памир-XXI» [3] [4]). Решение данной

задачи требует объединения методов численного моделирования, анализа экспериментальных данных и оптимизации параметров установки.

В данной работе предложен и реализован метод классификации первичных частиц на основе анализа формы углового распределения мюонов, формирующегося в процессе развития широкого атмосферного ливня. В отличие от традиционных методов, ориентированных на абсолютное количество мюонов, данный подход использует информацию о пространственной структуре потока мюонов, которая обусловлена особенностями развития каскада начиная с первого взаимодействия первичной частицы и сохраняется благодаря высокой проникающей способности мюонов. Это позволяет минимизировать влияние модельных и каскадных флуктуаций и получить новый информативный параметр, пригодный для массовой идентификации первичных частиц в диапазоне энергий 10^{17}–10^{18} эВ.

Степень изученности исследуемой темы. Исследование массового состава ПКЛ представляет собой одну из наиболее продолжительных и активно развивающихся задач астрофизики высоких энергий. Уже с середины XX века (эксперименты Volcano Ranch, Якутская установка, Haverah Park) стало очевидно, что знание элементного состава ПКЛ критично для понимания природы их происхождения и механизмов ускорения. Однако, несмотря на существенный прогресс в технологиях регистрации и обработки данных, данный вопрос по-прежнему остаётся открытым в диапазоне энергий выше ~10^{15} эВ.

Современные подходы к определению массы первичной частицы ШАЛ базируются преимущественно на двух основных признаках: глубине максимума развития X_{max} и общем числе мюонов N_{μ}. Использование этих параметров реализовано в крупнейших действующих экспериментах, таких как обсерватории Пьера Оже [5], TA [6], KASCADE-Grande [7] и других. Однако результаты, полученные с применением этих признаков, демонстрируют значительные расхождения при использовании различных моделей адронных

взаимодействий (например, QGSJET01, QGSJET-II-04, EPOS-LHC), что указывает на методологическую уязвимость [8].

Основные источники неопределённостей включают:

- флуктуации развития каскада, приводящие к наложению распределений X_{max} для различных ядер;
- слабую чувствительность параметров (особенно X_{max}) при переходе от средних к тяжёлым ядрам;
- высокую модельную зависимость предсказаний, особенно в области ультравысоких энергий (UHECR), где экспериментальных данных о ядерных взаимодействиях нет.

При энергиях порядка 10^{17}–10^{18} эВ, где предполагается переход от галактических к внегалактическим компонентам, текущие методы классификации по массе демонстрируют ошибки порядка 30–40 % [9] [10]. Даже при оптимизации по модели классификаторы, основанные на X_{max} и N_{μ}, обеспечивают достоверность не выше 65–70 %, а при переходе между моделями точность резко падает. Это существенно ограничивает возможности по восстановлению состава потока, а также приводит к неоднозначным интерпретациям положения спектральных особенностей, таких как "колено" и "лодыжка". Отдельные работы рассматривают альтернативные признаки, включая распределения плотности мюонов по радиусу, угловое распределение на уровне моря [11], а также коррелированные признаки, полученные в рамках методов машинного обучения [12]. Однако большинство из них либо требуют масштабных данных, либо страдают от низкой интерпретируемости результата. Кроме того, систематические погрешности, связанные с модельной зависимостью, сохраняются.

В этой связи особую актуальность приобретают признаки, обладающие высокой устойчивостью к выбору модели адронных взаимодействий. Одним из перспективных направлений является анализ формы углового распределения мюонов — параметра, отражающего пространственную структуру мюонной

компоненты, формирующуюся в ходе развития каскада начиная с первого взаимодействия первичной частицы. Несмотря на теоретическое обоснование чувствительности угловых характеристик к глубине развития и, следовательно, к массе ядра, систематическое применение этого признака в задаче массовой классификации ранее не реализовывалось. Имеющиеся работы носят фрагментарный характер и ограничиваются качественным анализом распределений [13].

Предлагаемая в настоящем исследовании методика использует интегральные характеристики углового распределения мюонов, что позволяет построить масштабно-инвариантные признаки (отношения интегралов), минимизирующие модельную зависимость. Проведённое численное моделирование показало, что даже при смене модели (QGSJET01 → QGSJET-II-04) точность классификации по таким признакам снижается не более чем на 3–5 %., что существенно ниже, чем при использовании X_{max} или N_{μ}.

Разработка признаков, основанных на угловой структуре мюонного фронта, представляет собой новое направление в области ШАЛ-методов, которое имеет потенциал для повышения достоверности выводов о составе космических лучей в критически важной области энергий.

Связь исследования с государственными программами и научной тематикой. Работа ориентирована на выполнение мероприятий, предусмотренных Планом действий на 2020–2025 годы, в рамках объявленного периода 2020–2040 годов как «Двадцатилетие изучения и развития естественных, точных и математических наук в сфере образования и науки», утверждённого Постановлением Правительства Республики Таджикистан от 30 июля 2020 года №427.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Целью настоящего исследования является разработка и численное обоснование оптимальных методик восстановления первичных параметров ШАЛ в условиях высокогорных установок, с особым акцентом на определение

энергии, направления прихода и массы первичной космической частицы на основе анализа пространственно-временной структуры фронта заряженных частиц, а также углового распределения мюонов.

Задачи исследования:

1. Провести численное моделирование ШАЛ в диапазоне энергий $E_0 \sim$ 1 ПэВ – 1 ЭэВ в условиях высокогорной установки с использованием современных адронных моделей (QGSJET01, QGSJET-II-04).
2. Оценить точность восстановления первичных параметров (энергии, направления, координат оси) на основе данных от сети детекторов заряженных частиц, включая анализ влияния конфигурации сетки и порогов регистрации.
3. Разработать процедуру определения первичной энергии ливня на основе интегральных характеристик плотности заряженных частиц, с учётом пространственно-временной структуры ливня и флуктуаций развития.
4. Исследовать чувствительность углового распределения мюонов к массе первичной частицы и определить наиболее информативные диапазоны углов регистрации мюонов для задач классификации.
5. Построить классифицирующие признаки, основанные на интегралах от углового распределения мюонов по выделенным угловым интервалам, и оценить их эффективность для разделения пар первичных ядер (p–N, N–Fe) в заданных конфигурациях.
6. Сравнить эффективность предложенных признаков при использовании различных адронных моделей, установить степень их устойчивости к модельным неопределённостям и определить диапазон энергий и расстояний от оси, при которых достигается наименьшая вероятность ошибочной классификации.
7. Разработать универсальные критерии, позволяющие классифицировать события без подбора параметров под конкретную модель или конфигурацию, и провести их тестирование на независимых выборках.

Объектом исследования являются ШАЛ, инициируемые первичными космическими лучами в диапазоне энергий от 1 ПэВ до 1 ЭэВ, и регистрируемые средствами наземных установок в условиях высокогорья.

Предметом исследования являются методики и алгоритмы определения первичных параметров ШАЛ — в первую очередь, энергии, направления прихода и массы первичной частицы — на основе анализа пространственно-временной структуры фронта заряженных частиц и углового распределения мюонов, регистрируемых специализированными детекторами. Особое внимание уделяется построению модельно-устойчивых признаков, чувствительных к массе первичной частицы и пригодных к использованию в реальных установках при наличии экспериментальных и теоретических неопределённостей.

Научная новизна исследования

1. Разработана новая методика реконструкции параметров первичной частицы широкого атмосферного ливня, основанная на моделировании поперечного распределения и временного фронта заряженных частиц, регистрируемых сетями детекторов в условиях высокогорных установок. Метод обеспечивает повышенную точность восстановления энергии, направления прихода и координат оси ливня при энергиях $E_0 \geq 1$ ПэВ.
2. Предложен и обоснован новый классифицирующий признак для оценки массы первичной частицы на основе интегральных характеристик углового распределения мюонов, что позволило впервые реализовать устойчивое разделение ядер по массе на три группы (лёгкие, средние, тяжёлые) в энергетическом диапазоне 100 ПэВ – 1 ЭэВ.
3. Показана устойчивость разработанных признаков к выбору модели адронного взаимодействия. Проведённое сравнение на моделях QGSJET01 и QGSJET-II-04 показало, что изменение модели приводит к

отклонению вероятности классификационной ошибки не более чем на 3–5 процентных пунктов, что подтверждает универсальность метода в рамках существующих теоретических подходов.

4. Впервые построены универсальные критерии классификации событий, обеспечивающие разделение протон-азот и азот-железо при одном и том же пороговом значении признака, без необходимости адаптации под конкретную модель или расстояние до оси ливня. Это обеспечивает практическую применимость метода в условиях неопределённости конфигурации установки.
5. Разработаны рекомендации для проектирования высокогорных детекторных систем, включая оптимальные расстояния до трекеров (>100 м), угловое разрешение (не хуже 0.2°) и площадь мюонного трекера (не менее 400 м²), необходимые для реализации предложенного подхода на практике.

Основные положения, вносимые на защиту:

1. Методика реконструкции энергии, направления и положения оси ШАЛ на основе параметризации поперечного распределения плотности и временного фронта заряженных частиц, адаптированная к условиям высокогорных установок (высота наблюдения ~4250 м), с учётом флуктуаций развития ливня и порогов регистрации.
2. Оптимальная конфигурация сети детекторов заряженных частиц (сетка 11×11 с шагом 15м), обеспечивающая высокую точность восстановления первичных параметров ШАЛ при энергии $E_0 \geq 1$ ПэВ, с учётом порогов регистрации ≥5 частиц и энерговыделения ≥20 МэВ в каждом детекторе.
3. Принципиально новый метод оценки массы первичной частицы на основе анализа углового распределения мюонов, зарегистрированных трекером, включая вычисление интегралов по угловым интервалам α и построение классифицирующих признаков вида $k_{ij} = S_i/S_j$, инвариантных к нормировке распределения.

4. Классификация первичных частиц по массе (p–N, N–Fe) в диапазоне энергий 10^{17}–10^{18} эВ с точностью до 65–70 % при разделении на смежные классы, а также с возможностью трёхгруппового разделения (лёгкие, средние, тяжёлые ядра), основанного на параметрах формы мюонного фронта.
5. Универсальные критерии классификации, независимые от модели адронного взаимодействия и расстояния до оси, обеспечивающие минимальную вероятность ошибки ($P_{err} \approx$ 30–35 %) при одновременном применении к событиям, сгенерированным на моделях QGSJET01 и QGSJET-II-04.
6. Рекомендации по реализации метода в экспериментальных условиях, включая требования к площади мюонного трекера (≥400 м²), угловому разрешению (≤0.2°) и положению трекера (R = 100–150 м от оси ливня), обеспечивающие необходимую точность классификации при практическом применении.

Теоретическая значимость диссертационной работы заключается в разработке и обосновании новых подходов к анализу данных ШАЛ, направленных на более точное восстановление параметров первичной космической частицы. Предложенная методика реконструкции энергии, направления и координат оси ливня основана на параметризации поперечного распределения плотности заряженных частиц и временного фронта, что позволяет учитывать физические особенности развития каскада в условиях высокогорных станций. Разработанная модель обладает высокой степенью обобщённости и может быть адаптирована к различным типам детекторных установок. Впервые разработан и реализован метод классификации массы первичных частиц на основе анализа формы углового распределения мюонов. Использование относительных параметров — интегралов по угловым диапазонам и их отношений — позволяет существенно снизить влияние систематических погрешностей, связанных с выбором модели адронных

взаимодействий. Это открывает возможность более надёжного выделения групп частиц (лёгкие, средние, тяжёлые ядра) в диапазоне энергий 10^{17}–10^{18} эВ — в ключевой области перехода от галактического к внегалактическому компоненту космического излучения.

Практическая значимость заключается в возможности прямого применения предложенных методов в составе будущих высокогорных экспериментов по регистрации ШАЛ, таких как установка «Памир-XXI». Разработанные алгоритмы реконструкции и классификации позволяют повысить точность оценки энергии, направления и массового состава первичных частиц без существенного увеличения числа детекторов. Кроме того, критерии, устойчивые к модельным неопределённостям, обеспечивают надёжность интерпретации данных в условиях ограниченной калибровочной информации.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании новых детекторных систем, в том числе мюонных трекеров, при создании методических основ для анализа данных космических экспериментов, а также в образовательных и научных целях для подготовки специалистов в области астрофизики высоких энергий и физики элементарных частиц.

Степень достоверности результатов. Достоверность результатов обеспечивается использованием проверенных программных средств моделирования (CORSIKA, Geant4), актуальных моделей адронных взаимодействий (QGSJET01, QGSJET-II-04), статистически значимых выборок (не менее 200–300 событий на класс) и перекрёстной валидацией на различных моделях. Устойчивость классифицирующих признаков подтверждена сравнением между моделями и повторяемостью результатов на независимых данных. Стандартная погрешность оценки вероятностей ошибок классификации не превышает ±0.02.

Соответствие диссертации паспорту научной специальности. Тема диссертационного исследования соответствует Паспорту номенклатуры специальностей ВАК при Президенте Республики Таджикистан по

специальности 01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики, в частности следующим пунктам:

1. Изучение физических явлений и процессов, которые могут быть использованы для создания принципиально новых приборов и методов экспериментальной физики.

2. Разработка новых принципов и методов измерений физических величин, основанных на современных достижениях в различных областях физики и позволяющих существенно увеличить точность, чувствительность и быстродействие измерений. Разработка и создание научной аппаратуры и приборов для экспериментальных исследований в различных областях физики.

8. Разработка методов математической обработки экспериментальных результатов. Моделирование физических явлений и процессов.

Личный вклад автора. Вся обработка искусственных событий ШАЛ, оптимизация алгоритмов, поиск и оптимизация критериев отбора событий оценки неопределенностей восстановления первичных параметров ливней выбор оптимальных параметров сетки детекторов заряженных частиц и критериев, процедура оценки первичной энергии выполнены лично автором.

Апробация и реализация результатов диссертации. Результаты диссертационного исследования апробированы на ряде международных, всероссийских и республиканских конференций, включая International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (Москва, Россия, август 2016 г.), XXIV Международную научную конференцию студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов 2017» (МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, апрель 2017 г.), Ломоносовские чтения – 2017 (МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, апрель 2017 г.), International Cosmic Ray Conference (Пусан, Республика Корея, июль 2017 г.), Международную школу молодых учёных стран СНГ «Смежные проблемы физики и астрофизики частиц сверхвысоких энергий» (Алматы, Казахстан, сентябрь 2017 г.), Международную научную конференцию студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2018» (МГУ имени М.В. Ломоносова, Россия, апрель 2018 г.), International Workshop on Air Shower

Detection at High Altitudes (Институт ядерных исследований РАН, Россия, сентябрь 2018 г.), Международную школу молодых учёных стран СНГ «Смежные проблемы физики и астрофизики частиц сверхвысоких энергий» (Бишкек, Киргизия, сентябрь 2019 г.), Симпозиум физиков Таджикистана, посвящённый 85-летию академика Р. Марупова (Душанбе, Таджикистан, ноябрь 2022 г.), и Республиканскую научно-практическую конференцию «Развитие и достижения физической науки в годы независимости», посвящённую 32-летию Государственной независимости Республики Таджикистан (Душанбе, Таджикистан, август 2023 г.), а также на семинаре «Нейтринная и ядерная астрофизика» имени Г.Т. Зацепина (ИЯИ РАН, Россия, октябрь 2018 г.).

Публикации по теме диссертации. По результатам выполненных исследований по теме диссертации опубликовано 9 печатных работ, в том числе: 3 статьи в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК при Президенте Республики Таджикистан, 2 статьи в рецензируемых журналах, индексируемых в базе данных Scopus, а также 4 статьи в сборниках докладов и материалах республиканских и международных конференций.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, выводов и списка литературы. Объем работы составляет 143 страниц текста, включая 41 рисунок и 6 таблиц. Список литературы включает 170 источников.

ГЛАВА I. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ МЕТОДОМ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

1.1 Физические основы и методы моделирования ШАЛ в исследованиях ПКЛ

Первые экспериментальные данные о космических лучах относятся к началу 20 века. В 1912 году Виктор Франц Гесс обнаружил увеличение ионизирующего излучения с высотой во время полетов на воздушном шаре [14]. За это открытие он был удостоен Нобелевской премии в 1936 году. Вторичные космические лучи были обнаружены Бруно Росси [15] и независимо от него Пьером Оже [16]. Они с помощью детекторов, расположенных друг от друга на определенных расстояниях, обнаружили, что многие частицы одновременно поступают на детекторы. Детекторами, использующимися в то время, были камеры Вильсона и счетчики Гейгера-Мюллера, расположенные на большом расстоянии друг от друга и работающие синхронно. В 1947 году Д. В. Скобельцын обратил особое внимание на значимость изучения таких частиц и совместно с Г. Т. Зацепиным и Н. А. Добротиным организовал комплексные исследования каскадов вторичных частиц в атмосфере на высоте 3860 м над уровнем моря в горах Памира. Были проанализированы данные одновременной регистрации космических лучей детекторами, размещёнными на расстоянии до 1000 м друг от друга [17]. Г.Т. Зацепиным была сформулирована гипотеза ядерно-каскадного процесса [18].

С тех пор были исследованы и открыты многие аспекты космических лучей. Теперь ясно, что космическое излучение состоит из различных типов заряженных частиц, таких как электроны, протоны, ядра, энергия которых достигает 10^{20} эВ. Поток первичных частиц уменьшается с более чем 1000 частиц в секунду на квадратный метр при энергиях 10^{9} эВ, в среднем не более 10 частиц при энергиях 10^{15} эВ на квадратный метр за год и до менее чем одной частицы на квадратный километр при энергиях 10^{20} эВ в столетие. Следовательно, при энергиях выше $\approx 10^{15}$ эВ космические лучи обнаруживаются с помощью

наземных детекторов большой площади, работающих в течение длительного времени. В этом случае атмосфера рассматривается как мишень, и мы изучаем первичные свойства "косвенным" способом, посредством измерения вторичных частиц, образующихся при взаимодействии первичной частицы с ядрами атмосферы. Совокупность всех вторичных частиц, образованных в результате развития такого каскада, называется ШАЛ. Метод ШАЛ позволяет по характеристикам каскада частиц косвенно судить о свойствах первичной частицы – её энергии, массе (атомном номере) и направлении прибытия. Для описания ШАЛ выделяются первичные характеристики (энергия E_0, масса A, заряд Z, угол падения θ) и вторичные параметры, включая распределения вторичных частиц и производные компоненты (радиоизлучение, черенковское и флуоресцентное излучение). Макрохарактеристики, такие как общее число частиц ($N_e, N_\mu, N_{ch}, N_h, s, R, X_{max}$ и др.), отражают глобальные свойства ливня и используются для косвенной оценки параметров первичных частиц.

Хотя данный метод позволяет обнаруживать очень малые значения потока космических лучей, характеристики первичной частицы приходится восстанавливать по данным детекторов установки, что усложняет анализ данных, увеличивая источники систематических неопределенностей.

1.1.1 Механизм развития ШАЛ.

Общее представление об основных характеристиках ШАЛ, а также о механизмах формирования ливней с различными свойствами в зависимости от типа первичных ядер, можно получить на основе классических моделей, предложенных Хайтлером [19] и Мэттьюсом [20]. Эти модели служат теоретической основой для качественного анализа процессов, происходящих при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли, и позволяют установить зависимость ключевых параметров ШАЛ от массы и энергии первичной частицы.

Первичная высокоэнергичная частица, например протон или ядро, взаимодействуя на высотах порядка нескольких десятков километров, порождает поток вторичных частиц. В первом ядерном взаимодействии рождаются главным образом пионы и другие адроны. Заряженные пионы ($\pi^{\pm}$) далее распадаются (преимущественно на мюоны ($\mu^{\pm}$) и нейтрино), а нейтральные пионы (π^{0}) почти сразу распадаются на пары гамма-квантов. Гамма-кванты вызывают электромагнитные каскады – порождают электрон-позитронные пары и новые гамма-кванты (через эффект образования пар и излучение тормозного излучения). Таким образом, общий ливень имеет сложную структуру, включающую адронную компоненту (протоны, нейтроны, пионы и др. адроны), электронно-фотонную компоненту (электроны, позитроны и гамма-кванты) и мюонную компоненту (мюоны от распада пионов), а также образуются нейтрино. Кроме того, в процессе взаимодействий возникают различные виды излучения, включая черенковское и флуоресцентное излучение в оптическом диапазоне, радиоизлучение и т.д. Наиболее распространенными заряженными частицами в ШАЛ являются электроны и позитроны. Например, в ливне с энергией порядка 1 ПэВ общее количество электронов на уровне моря достигает значения N_e ~ 10^5–10^6. Количество мюонов составляет примерно 10% от числа электронов, тогда как число гамма-квантов примерно в два раза превышает количество электронов. Адроны составляют около 1% от общего числа частиц в ШАЛ [21].

Важно отметить, что число частиц в ливне сначала нарастает при продвижении ливня в атмосферу, достигая максимума на некоторой высоте, а затем уменьшается вследствие потерь энергии частиц на ионизацию и распадов частиц. Глубина атмосферы (в г/см²), на которой каскад достигает максимального числа вторичных частиц, называется глубиной максимума ливня X_{max}. Положение X_{max} зависит от энергии и природы первичной частицы: более высокоэнергичные ливни имеют большую глубину максимума (они проникают глубже), а ливни от лёгких ядер (например, протонов) в среднем достигают

максимума глубже, чем ливни от тяжёлых ядер той же энергии (так как лёгкая частица имеет больший средний пробег до взаимодействия). Простейшие теоретические модели каскада (например, модель Хайтлера) предсказывают логарифмическую зависимость X_{max} от энергии [20]:

$$X_{max} \approx X_o \ln \frac{E_o}{E_c} \qquad (1.1)$$

где, E_c – критическая энергия (энергия, при которой высокоэнергичный электрон начинает в основном терять энергию на ионизацию, (E_c~85 МэВ в воздухе), а X_o – характерная длина радиационных потерь (для атмосферы X_o ≈37 г/см²).

Полный продольный профиль развития ливня (число частиц N как функция глубины X) можно описать приближённо функцией Грейзена. Например, для электронно-фотонной компоненты [22]:

$$N_e(X) \approx \frac{0.31}{\sqrt{\ln \frac{E_o}{E_c}}} e^{\left(\frac{X}{X_0}\left(1-\frac{3}{2}\ln s\right)\right)} \qquad (1.2)$$

где:

$N_e(X)$ −число частиц на глубине X,

s − параметр возраста ливня.

Хотя эта формула имеет ограниченную точность, она иллюстрирует типичное поведение: сначала экспоненциальный рост числа частиц на определённой глубине, достижение максимума, а затем экспоненциальный спад числа частиц.

Основная сложность в трактовке наблюдений ШАЛ заключается в стохастическом характере каскада: даже при заданных энергии и массе первичной частицы разные ливни проявляют значительные флуктуации в количестве частиц, глубине максимума и других параметрах [23]. Поэтому определение свойств первичных космических частиц носит вероятностный характер – необходим статистический подход и сравнение измеренных

распределений с результатами моделирования каскадов. Для точного количественного описания развития ШАЛ, учитывающего значительные флуктуации параметров от события к событию, необходимы детализированные расчёты, основанные на методе Монте-Карло. Данный метод позволяет моделировать стохастические процессы, происходящие при взаимодействии высокоэнергетических частиц с ядрами атмосферы, что критически важно для анализа экспериментальных данных.

1.1.2 Методы моделирования ШАЛ

Одной из значимых проблем в анализе данных, получаемых с установок для регистрации ливней, исторически было отсутствие унифицированных стандартов моделирования каскадных процессов. Различные экспериментальные группы использовали собственные программные комплексы, что затрудняло сравнение результатов и усложняло интерпретацию наблюдаемых расхождений. С 1990-х годов большинство экспериментов перешли на использование унифицированного Монте-Карло кода CORSIKA [24], представляющего собой комплексную платформу с широким спектром моделей адронных взаимодействий для описания развития ливней в атмосфере. В последующие годы были разработаны дополнительные моделирующие коды, ориентированные на моделирование специфических аспектов развития ШАЛ (CONEX [25], AIRES [26] и др.) Для моделирования отклика детекторных систем широко применяется также программное обеспечение GEANT [27].

В любом случае результаты вычислений напрямую зависят от исходных предположений о характеристиках взаимодействия частиц при высоких энергиях, в частности – от выбранных моделей взаимодействия адронов с ядрами атомов воздуха. При моделировании адронных взаимодействий используются различные феноменологические модели: модели кварк-глюонных струй (QGSJET01 [28], QGSJETII-03 [29], QGSJETII-04 [30]), мини-струй (SIBYLL 2.1 [31]), кварк-протонные модели (NEXUS 3.97 [32], EPOS 1.61 [33] и EPOS 1.99 [34]). Каждая из этих моделей имеет свои предположения и ограничения, что

влияет на точность предсказаний. Выбор модели взаимодействий влияет на предсказания состава и соотношения компонентов ливня, внося теоретическую неопределённость в интерпретацию экспериментальных данных. Например, разные модели могут давать различающееся на десятки процентов количество мюонов в каскаде при тех же исходных условиях [22], что приводит к так называемой "мюонной проблеме" – расхождению между предсказанным и наблюдаемым числом мюонов в ШАЛ сверхвысоких энергий.

Для ускорения вычислений при Монте-Карло моделировании широко применяют специальные приёмы, в частности метод «утончения» (thinning). При этом лишь часть частиц каскада отслеживается в явном виде, а вклад остальных учитывается статистически [13], что позволяет существенно снизить затраты вычислительных ресурсов при энергиях ливня порядка $E_o = 10^{15}$ эВ и выше. Кроме того, используются гибридные методы, сочетающие детальное моделирование первых взаимодействий с параметрическими моделями развития оставшейся части каскада. Точность современных программных пакетов для моделирования ШАЛ регулярно проверяется посредством межкодовых сравнений (сопоставлений результатов различных кодов) и калибровки на экспериментальных данных. В целом, моделирование ШАЛ достигло высокого уровня, позволяя воспроизводить основные наблюдаемые характеристики ливня (распределения частиц, продольные и поперечные профили и т. д.) с приемлемой точностью [20]. Тем не менее ограниченность наших знаний о сечениях взаимодействия при экстремально высоких энергиях, а также неопределённость состава космических лучей остаются существенным источником систематических погрешностей при интерпретации экспериментальных данных.

Недавние экспериментальные результаты, полученные на Большом адронном коллайдере (БАК) при энергиях столкновений до 13–14 ТэВ, существенно расширили понимание механизмов адронных взаимодействий и способствовали уточнению моделей ядерных процессов, используемых при моделировании ШАЛ. Однако при этом ряд фундаментальных вопросов остаётся

открытым. Проблематика заключается не только в достижении более высоких энергий, но и в специфике геометрии экспериментов. В частности, большинство измерений, выполненных в экспериментах на коллайдерах, ограничены центральной областью (mid-rapidity), в то время как передняя (forward) область — соответствующая малым углам относительно оси пучков — остаётся слабо исследованной. Между тем, именно частицы, испускаемые в переднем направлении, являются основными носителями энергии в глубь атмосферы и играют ключевую роль в формировании каскадной структуры ШАЛ. Это ограничение имеет принципиальное значение для физики космических лучей, поскольку приводит к тому, что существующие модели взаимодействий, откалиброванные на основе данных, полученных в ускорительных экспериментах, требуют обязательной экстраполяции на область фазового пространства, недоступную прямому измерению. Такая экстраполяция сопряжена с дополнительными модельными и интерпретационными неопределённостями, обусловленными существенными различиями в энергетических, угловых и средовых характеристиках процессов, протекающих в атмосфере Земли по сравнению с условиями лабораторных экспериментов [35].

В связи с этим дальнейшее совершенствование феноменологических и теоретических моделей высокоэнергетических ядерных взаимодействий приобретает решающее значение для повышения точности моделирования ШАЛ и повышения достоверности реконструкции параметров первичных космических лучей.

1.2 Определение параметров ПКЛ

Основная цель метода ШАЛ – восстановление по наблюдаемым параметрам ливня свойств первичного космического луча: прежде всего его энергии, массы (или атомного номера) и направления прихода. Для этого разработаны специальные методики анализа данных, опирающиеся на результаты моделирования. Анализ событий ливней представляет собой

трёхкомпонентную проблему, включающую определение энергии первичной частицы, её состава, а также моделирование адронных взаимодействий. Последний фактор вносит значительные теоретические неопределённости, влияющие на интерпретацию результатов измерений ШАЛ [36] [37]. Существует множество усовершенствованных методик реконструкции основных параметров ШАЛ на основе временных характеристик и измерений плотности частиц, полученных с помощью установки детекторов [38]. Конкретные процедуры зависят от конфигурации установок, расположения триггерных детекторов и условий срабатывания триггера. Вследствие этого методики реконструкции могут существенно различаться в зависимости от характеристик установок и исследовательского подхода различных авторов. Подробное изложение стандартных методов представлено, например, в работах [39], [40], [41] и [42]. Перед проведением полного анализа зарегистрированного события ливня могут потребоваться дополнительные критерии отбора, выходящие за рамки базовых триггерных условий. В частности, может предъявляться требование, чтобы по меньшей мере k из n детекторов установки зафиксировали минимально допустимое число действительных измерений плотности частиц в пределах заданного временного окна совпадений [13].

1.2.1 Оценка энергии ПКЛ

Энергия E_o первичного космического луча – наиболее прямой и надёжно определяемый параметр в экспериментах ШАЛ. В первом приближении полная энергия ливня пропорциональна общему числу вторичных частиц, рожденных в каскаде. Например, число электронов в максимуме каскада примерно равно отношению E_o/E_c (где $E_c \sim 85$ МэВ – критическая энергия для электронов в воздухе). На практике для оценки энергии используются разные *энергетические индикаторы* ливня:

– *Общее число заряженных частиц (электронов и мюонов).* В наземных установках с плотной сетью сцинтилляционных счётчиков можно непосредственно измерять полное число частиц в ливне (или

экстраполировать его из измеренных частей). Основные наблюдаемые величины — это распределения плотности частиц на земной поверхности, $\rho_{e,\mu,h}(r)$ и их интегралы $N_{e,\mu,h} = \int_{r_1}^{r_2} 2\pi r\ \rho_{e,\mu,h}(r)dr$, что даёт полные (для экстраполяций $r_1 \to 0$ и $r_2 \to \infty$) или усечённые размеры ливней частиц. Для минимизации систематических ошибок, связанных с экстраполяцией плотности мюонов $\rho_\mu(r)$ на большие расстояния, не покрываемые экспериментом, коллаборация KASCADE ввела понятие усечённых размеров мюонов N_{tr}^{μ} [43]. Так, установка пластических сцинтилляторов Akeno/AGASA в Японии определял энергию по суммарному числу частиц $N_e + N_\mu$, калибруя зависимость E_o(N) по симуляциям. Аналогично, установка CASA-MIA применял эмпирическую формулу: E_o (ГэВ) $= 0.8[N_e + 25N_\mu]$, где N_e и N_μ – соответственно число электронов и мюонов, регистрируемых установкой. Эта формула была получена путём аппроксимации результатов Монте-Карло и дала удовлетворительное согласие с данными (погрешность ~20%) [44]. В современных установках подобные подходы усложнены: обычно используют не прямой подсчёт, а калибровку через другой параметр.

– *Плотность частиц на определённом расстоянии от оси ливня.* В случае установок с разреженной сетью детекторов (например, черенковских или флуоресцентных) часто невозможно измерить весь ливень целиком, но можно зафиксировать плотность частиц или сигнал от них на некотором эталонном расстоянии от оси. Этот метод впервые применён в обсерватории Volcano Ranch (1960-е) [45] и позже использовался в AGASA (плотность на 600 м от оси) [46], TA (плотность на 800 м) [47] и т.д. Измеренная плотность $\rho(r_0)$ на фиксированном расстоянии достаточно устойчива к флуктуациям и масштабируется с энергией. Её связь с E_o находят калибровкой по Монте-Карло или (лучше) по одновременным измерениям флуоресцентного излучения. Например, для TA получено соотношение $E_o \propto \rho(800\text{м})^{1.03}$, индивидуально для каждого события

поправляемое на угол падения [48]. Точность определения энергии таким способом достигает ~15–20%.

– *Интегральное черенковское или флуоресцентное излучение.* При развитии ШАЛ часть энергии уходит на возбуждение атмосферных молекул и испускается в виде ультрафиолетового света. Флуоресцентные телескопы (HiRes [49], обсерватория Пьера Оже [5] [50], TA [51]) измеряют эту черенковскую "светимость", фактически выполняя калориметрический метод – интегрируя свет, можно напрямую получить E_o (с небольшими поправками на унесённую в нейтрино энергию). Данный метод считается эталонным для наземных установок, поскольку в наименьшей степени зависит от моделирования: достаточно знать экспериментально измеренный коэффициент флуоресцентной светоотдачи и учитывать атмосферные условия. Точность определения энергии флуоресцентным методом в одном событии достигает примерно 10–15%, а при рассмотрении больших статистических выборок (коллаборативная калибровка энергии) ошибка может сокращаться до ~10% [52]. Основной недостаток этого подхода состоит в ограниченном рабочем режиме детекторов: их можно эксплуатировать только в ночное время при отсутствии лунной засветки и при достаточно большом обзоре неба. Тем не менее, именно с помощью флуоресценции был впервые точно зафиксирован ГЗК-обрезание в спектре [53]. Аналогичный принцип реализуется в черенковских установках (например Тунка [54], Якутская установка [55]), где регистрируется интеграл либо максимум черенковского свечения от заряженных компонент ливня. Определение первичной энергии в этих экспериментах также осуществляется путём калибровки измеренного сигнала на основе детальных результатов моделирования (Монте-Карло) и дополнительных экспериментальных данных.

Комбинированное применение плотностного и калориметрического методов регистрации ШАЛ позволяет с высокой степенью надёжности восстанавливать энергию первичных космических частиц в широком диапазоне энергий. Энергия рассматривается как основной восстанавливаемый параметр, на который ориентирована абсолютная калибровка метода. Современные экспериментальные установки, такие как обсерватория Пьера Оже, реализуют гибридный режим регистрации: одновременно фиксируются вторичные частицы на поверхности Земли с использованием наземных сцинтилляционных или водных черенковских детекторов, а также измеряется флуоресцентное излучение, возникающее при возбуждении молекул воздуха в атмосфере. Энергия первичной частицы в этом случае определяется на основе интегральной светимости флуоресцентного трека, что позволяет выполнять калориметрическую калибровку энергетической шкалы. Полученная шкала затем применяется к более широкому множеству событий, зарегистрированных только наземными средствами.

Подобная процедура перекрёстной калибровки позволяет ограничить систематическую неопределённость при определении энергии до уровня порядка ~14 % [5].

Наряду с оптическими методами в последние годы активно развиваются радиотехнические методы регистрации ШАЛ, основанные на измерении широкополосных радиоимпульсов, генерируемых при движении заряженных компонент каскада в магнитном поле Земли. Такие установки, как LOFAR [56] и установка Tunka-Rex [57], , демонстрируют устойчивую корреляцию между амплитудой радиосигнала и энергией первичной частицы [58], что позволяет использовать радиометрию в качестве дополнительного канала для независимого энерговосстановления.

Таким образом, радиорегистрация дополняет флуоресцентные и черенковские методы и способствует повышению точности энергетической шкалы, применяемой в современных экспериментах по изучению ШАЛ.

1.2.2 Определение направления прихода ПКЛ

Определение направления прихода первичной частицы (её азимутального и зенитного углов) в регистрации ШАЛ основано на измерении временных характеристик сигналов в пространственно разнесённых детекторах [59]. На расстояниях порядка нескольких сотен метров от оси ливня фронт частиц аппроксимируется плоскостью, однако для более точных вычислений, особенно на периферии ливня, применяется сферическая аппроксимация [60] [61] [62]. Сравнивая времена прихода сигнала (как правило, в четырёх-пяти и более пунктах приёма) [63], методом наименьших квадратов (при наличии небольших шумов) или методом максимального правдоподобия (при учёте индивидуальных задержек электроники и других факторов) вычисляют ориентацию нормали к этому фронту относительно земной поверхности [64] [65]. Это позволяет определить направление падения первичной космической частицы [66].

Классическим примером простейшего подхода к восстановлению направления прихода первичной частицы является «метод треугольника», использованный в Московской установке ШАЛ МГУ (МГУ-СКЛ) [67]. В этом методе времена срабатывания трёх пространственно разнесённых детекторов позволяли аналитически определить ориентацию плоского фронта частиц. В более современных экспериментах, таких как Якутская установка [68], AGASA [46], KASCADE [69], Auger [70] и других, для повышения точности применяются расширенные методы подгонки, учитывающие кривизну фронта, индивидуальные задержки электроники и пространственную структуру ливня. Достижимая угловая точность во многом определяется шагом сетки детекторов и характером фронта частиц. Для плотных установок с расстояниями между детекторов порядка 30–50 м (например, в ряде горных установок) угловая

точность может достигать ~0.1° для почти вертикальных ливней и нескольких десятых градуса для ливней с большими зенитными углами. Однако эта точность также зависит от временной синхронизации детекторов и разрешающей способности электроники [71]. У разреженных сетей (с шагом порядка 1–1.5 км, как в обсерватории Пьера Оже) при достаточно высоких энергиях, когда ливень регистрируется сразу несколькими станциями, достигается точность порядка ~0.5° [70]. Подобные угловые разрешения позволяют проводить статистически значимые исследования анизотропии и точечных источников космических лучей сверхвысоких энергий.

Систематический анализ данных показал, что в области энергий порядка 10^{15}-10^{16}эВ наблюдаются небольшие, но статистически значимые анизотропные эффекты, которые связывают с неоднородным распределением относительно близких источников в Галактике [72], [73]. При энергиях около 50 ЭэВ и выше в ранних работах наблюдалась корреляция направления прихода космических лучей с положением активных галактических ядер (АГЯ) [74]. Однако более поздние исследования, в том числе в обсерватории Пьера Оже, показали, что этот эффект может быть слабее, чем предполагалось ранее, и требует дополнительных данных для окончательных выводов [75]. В целом, результаты показывают, что по мере роста энергии космические лучи становятся ближе к изотропному распределению, так как их ларморовский радиус увеличивается, что приводит к меньшему рассеянию в галактических и межгалактических магнитных полях [76]. Тем не менее, при ультравысоких энергиях ($\gtrsim 10^{19}$эВ), когда ларморовский радиус в межгалактическом магнитном поле увеличивается, возможная анизотропия может становиться более выраженной. Именно эти эффекты находятся в центре внимания современных крупных обсерваторий, таких как обсерватория Пьера Оже и TA [77].

1.2.3 Оценка массы ПКЛ

Определение типа первичного ядра, а также хотя бы его примерная классификация на «лёгкие» или «тяжёлые» ядра, представляет собой одну из наиболее сложных задач при анализе ШАЛ. Это обусловлено тем, что масса первичной частицы оказывает существенно меньшее влияние на наблюдаемые характеристики ливня по сравнению с энергией, а массовые эффекты зачастую маскируются флуктуациями развития ШАЛ. Тем не менее, для оценки массы первичной частицы используется ряд основных индикаторов:

– *Глубина максимума развития ливня* X_{max}. Одним из традиционно используемых параметров, характеризующих развитие широкого атмосферного ливня, является глубина максимума развития каскада X_{max}, регистрируемая с помощью флуоресцентных телескопов (HiRes [53], Пьера Оже [78], TA [51] и др.). Хотя X_{max} демонстрирует некоторую зависимость от массы первичной частицы, он подвержен значительным флуктуациям и чувствителен к выбору модели адронных взаимодействий, что ограничивает его надёжность в задачах массовой идентификации. Ливни, порождённые протонами, в среднем развиваются глубже в атмосфере и имеют большие значения X_{max} , тогда как ливни от тяжёлых ядер (например, железа) имеют меньшие значения X_{max}. Коллаборации обычно анализируют среднюю глубину максимума $\langle X_{max} \rangle$ и её разброс $\sigma(X_{max})$. Для лёгкого состава (с преобладанием протонов) функция удлинения $dX_{max}/d\,lgE$ достигает ~50−60 г/см^2 на декаду энергии; для тяжёлых ядер наклон меньше, а разброс $\sigma(X_{max})$ уменьшается с ростом энергии. Ещё в 1980-х годах эксперимент Fly’s Eye [79] показал, что при энергиях порядка 10^{17}эВ экспериментальные X_{max} меньше, чем ожидается от чисто протонного состава, что интерпретировалось как признак присутствия более тяжёлых ядер. Современные данные обсерватории Пьера Оже в диапазоне 10^{18}–10^{19} эВ указывают на постепенное

«утяжеление» состава — уменьшение $\langle X_{max} \rangle$ и снижение $\sigma(X_{max})$ [1]. Однако интерпретация напрямую зависит от используемых адронных моделей (QGSJet [28], EPOS [34], Sibyll [31] и др.), различия в предсказаниях могут достигать нескольких десятков г/см^2.

– *Относительное содержание мюонов.* Мюонная компонента ШАЛ формируется при распаде заряженных пионов, возникающих в результате развития адронного подливня. Тяжёлые ядра формируют более интенсивный адронный каскад, что приводит к увеличенному числу мюонов, поэтому отношение N_μ/N_e служит важным индикатором массового состава первичных частиц. В эксперименте KASCADE установлено, что с ростом энергии это отношение увеличивается, что подтверждает гипотезу утяжеления состава [50]. Однако систематический дефицит мюонов в современных симуляциях свидетельствует о неполноте используемых адронных моделей. В обсерватории Пьера Оже мюонная компонента оценивается на основе временных и амплитудных характеристик сигналов, регистрируемых наземными черенковскими детекторами. Для оценки массового числа A используются расчётные зависимости $N_e(E_0, A)$ и $N_\mu(E_0, A)$, полученные путём статистического усреднения результатов моделирования [80]. Эти зависимости также применяются при оценке энергии E_0. Анализ данных включает построение и обработку корреляционных диаграмм $N_\mu - N_e$ (или $N_\mu - N_{ch}$) [81], анализ распределений отношения N_μ/N_e (или N_μ/N_{ch}) [82], а также использование более сложных многомерных методов, позволяющих одновременно оценивать энергию и массовое число первичной частицы [83]. Кроме того, применяются методы анфолдинга [84] и байесовские критерии [85], позволяющие проводить анализ двумерных распределений $N_\mu - N_e$ (или $N_\mu - N_{ch}$). Экспериментальные оценки N_e и N_μ основываются на интегральных характеристиках пространственного

распределения плотностей электронов и мюонов на всей площади ливня, что требует наличия достаточно развитой сети детекторов заряженных частиц. Однако измерения осложняются флуктуациями развития отдельных каскадов и случайными процессами в детекторах, что приводит к значительным инструментальным погрешностям. Любая процедура восстановления N_e и N_μ неизбежно включает в себя интерполяцию плотностей частиц на всей площади ШАЛ, при этом ошибки отдельных детекторов вносят неопределённости в итоговые оценки N_e, N_μ и их отношения. Эти неопределённости, в свою очередь, переносятся на оценки энергии E_0 и массового числа A, ограничивая разрешающую способность по массе. Как следствие, наиболее распространённым подходом при анализе массового состава первичных космических лучей по данным ШАЛ является разделение спектра на две компоненты — спектр лёгких частиц (водород и гелий) и спектр тяжёлых ядер (углерод и более тяжёлые элементы) [86]. Наиболее продвинутым в этом направлении оказался проект KASCADE, который в начале XXI века был расширен до установки KASCADE-Grande. Высокая плотность сети детекторов электронов и мюонов позволила коллаборации KASCADE провести детальный анализ и выделить сначала три [87] а затем пять [88] [69], парциальных компонент спектра. Однако значительные ошибки массового разделения, особенно при попытке выделить пять компонент, продемонстрировали, что такая детализация превышает возможности комплекса детекторов и применяемых методов обработки данных. Дополнительные трудности создаёт зависимость расчётных соотношений $N_e(E_0, A)$ и $N_\mu(E_0, A)$ от выбранной модели ядерных взаимодействий, что приводит к значительным систематическим неопределённостям при определении массового состава первичных космических лучей, даже на уровне среднего массового числа $\langle A \rangle$. В данных более масштабной, но менее плотной установки KASCADE-Grande, включающей установка KASCADE, анализ

проводится на уровне разделения первичных ядер на две группы [89] [90], что соответствует детекторным возможностям и существующим методам анализа.

– *Поперечное распределение и фронт*. Ливни от протонов в среднем развиваются глубже в атмосфере, то есть ближе к уровню наблюдения, вследствие чего их поперечные и угловые распределения частиц оказываются более резкими. Напротив, ливни от тяжёлых ядер развиваются выше и достигают наблюдателя в более зрелом (старом) состоянии, что приводит к более пологому радиальному профилю плотности частиц $\rho_e(r)$. Для описания профиля плотности электронов традиционно используется функция Нишимуры–Камата–Грейзена (НКГ) [91], [92], [20]:

$$\rho_e(r) = \frac{N_e}{2\pi {R_м}^2} \frac{\Gamma(4{,}5-s)}{\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)} \left(\frac{r}{R_м}\right)^{s-2} (1+\frac{r}{R_м})^{s-4.5} \qquad (1.3)$$

Параметр s (т. н. «возраст» ливня) и характерный масштаб его поперечного распространения $R_м$ (т.н. радиус Мольера) позволяют судить о стадии развития ШАЛ при его достижении поверхности. В рамках классической модели Нишимуры–Камата–Грейзена электромагнитная компонента ливня, порождённого тяжёлым ядром (например, ядром железа), к моменту прихода на детектор, как правило, оказывается более «старой» (значение s больше), чем у ливня от протона той же энергии. Соответственно, для таких «старых» ливней поперечное распределение плотности электронов $\rho_e(r)$ характеризуется более пологим спадом с расстоянием от оси ливня [93], [94].

– *Мультифакторный анализ* является одним из наиболее эффективных подходов к классификации массового состава ШАЛ. Его реализация основана на использовании признаковых пространств повышенной размерности, в которых учитывается взаимосвязь между несколькими

параметрами, чувствительными к атомному номеру первичной космической частицы. В качестве входных признаков могут использоваться различные комбинации наблюдаемых характеристик, например: (N_e, N_μ, s) либо вектор $(X_{max}, \text{форма ПР}, N_\mu)$. В таких пространствах применимы методы байесовской классификации, нейронных сетей, опорных векторов и другие алгоритмы машинного обучения, способные учитывать корреляции между признаками и тем самым повышать разделяющую способность методов, т.е. их чувствительность к различию между лёгкими и тяжёлыми ядрами [95]. Пример подобного подхода продемонстрирован в работе [96], где на основе анализа черенковского сигнала от ШАЛ были предложены многомерные критерии, позволяющие выделять массовый состав с использованием сразу нескольких входных переменных. Благодаря способности нейросетевых алгоритмов описывать сложные нелинейные зависимости, качество классификации по атомному номеру A заметно возрастает. Тем не менее, даже при использовании высокоточных алгоритмов и учёте многомерных корреляций, абсолютная идентификация отдельных химических элементов остаётся затруднительной. В частности, различение близких по массе элементов (например, углерода и кислорода) зачастую невозможно в пределах экспериментальных неопределённостей. Поэтому интерпретация массового состава в подавляющем большинстве современных экспериментов осуществляется в терминах группового разбиения: лёгкие ядра (p, He), промежуточные (C, N, O) и тяжёлые (Fe и др.), с последующей оценкой долевого вклада каждой из этих групп в суммарный поток [97]. Характерный пример применения данного подхода продемонстрирован в радиочастотном методе регистрации в рамках эксперимента LOFAR, охватывающего диапазон энергий порядка 10^{17} эВ. В результате мультифакторного анализа было выполнено разбиение набора зарегистрированных событий на две доминирующие популяции:

лёгкую (p+^{4}He) и совокупность более тяжёлых ядер. При этом достигнутая точность классификации оказалась достаточной для анализа состава в данном энергетическом интервале [56]. Полученные результаты подтверждают высокую эффективность методов многомерного анализа в задачах исследования массового состава космических лучей, включая данные, полученные как черенковскими и флуоресцентными, так и радиотехническими методами детектирования.

Восстановление массового состава космических лучей по данным ШАЛ носит статистический характер. Для одного отдельно взятого события, опираясь на конечный набор наблюдаемых параметров, возможно лишь оценить вероятность принадлежности первичной частицы к одной из групп (протоны, ядра гелия, тяжёлые ядра и др.). Однако при статистической обработке большого установки событий в узких энергетических интервалах становится возможным реконструировать относительные вклады различных компонент и установить пределы на доли ядер соответствующих групп. В частности, обсерватория Пьера Оже, проанализировав более 30 000 событий с энергией выше 10^{18} эВ, продемонстрировала, что гипотеза чисто протонного состава противоречит экспериментальным данным с высокой статистической значимостью

Благодаря накоплению больших установок данных современные эксперименты обеспечивают сужение допустимых сценариев состава. Так, обсерватория Pierre Auger, проанализировав свыше 30 000 событий с энергией выше 10^{18} эВ, показала, показала, что гипотеза чисто протонного состава противоречит данным с высокой статистической значимостью [78], [1]. Тем не менее, переход к количественной оценке относительных фракций отдельных элементов сопряжён с неопределённостями. Различные методы классификации, использующие разные комбинации признаков и опирающиеся на различные модели ядерных взаимодействий, могут приводить к значимым расхождениям в результатах, особенно в переходной области спектра [98] [95].

Следует отметить, что в задачах восстановления массового состава особую ценность представляют параметры, обладающие минимальной модельной неопределённостью. Однако глубина максимума развития каскада X_{max}, хотя и чувствительна к массе первичной частицы, в значительной степени зависит от выбранной модели адронных взаимодействий. Это обстоятельство существенно ограничивает её надёжность при однозначной интерпретации экспериментальных данных, что подтверждается, в частности, результатами эксперимента KASCADE. Это подтверждается сравнением различных моделей (QGSJet, EPOS, Sibyll и др.), дающих отличающиеся оценки даже при одинаковой массе первичной частицы, что накладывает ограничения на её использование в качестве надёжного индикатора состава.

В связи с этим особую актуальность приобретает разработка новых методик оценки массового состава первичных частиц, минимально чувствительных к выбору конкретной модели взаимодействия. Подобный условно модельно-независимый подход обеспечивает повышение достоверности восстановленного состава в широком диапазоне энергий и способствует более точному определению характеристик генерации и распространения космических лучей сверхвысоких энергий, включая возможную идентификацию их астрофизических источников.

1.3 Основные результаты и нерешённые задачи в исследовании ПКЛ методом ШАЛ

1.3.1 Энергетический спектр и его особенности.

Спектр космических лучей описывается степенным законом со спектральным индексом γ [99]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{\gamma} \qquad (1.4)$$

На рисунке 1.1 показан энергетический спектр "всех частиц", полученный в различных прямых и косвенных экспериментах.

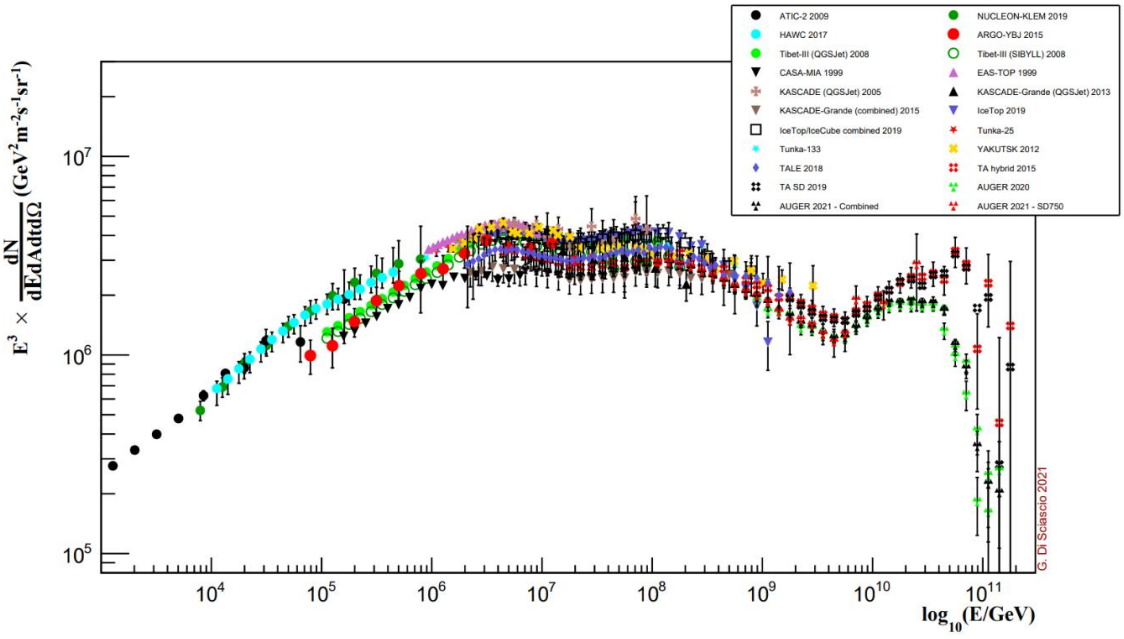


Рисунок 1.1 – Энергетический спектр всех частиц первичных космических лучей (поток умножается на E^3). Показаны результаты прямых и косвенных экспериментов, обновленные до 2021 года [100].

Имеется несколько изломов в спектре КЛ, где показатель степенного спектра изменяется на небольшую величину в довольно узком диапазоне энергий.

- степенное поведение $\sim E^{-2,7}$ вплоть до так называемого “колена”, небольшого изгиба вниз около нескольких 10^{15} эВ;
- степенное поведение $\sim E^{-3,1}$ за коленом, с изгибом вниз около 10^{17} эВ, иногда называемым “вторым коленом”;
- переход обратно к степенному закону $\sim E^{-2,7}$, так называемая “лодыжка” около $10^{18,7}$ эВ;
- обрезание, вероятно, из-за взаимодействий внегалактических КЛ с космическим микроволновым фоном, около $10^{19,7}$ эВ (эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина).

Первый излом энергетического спектра космических лучей, так называемое “колено”, при энергии $\sim 3\times10^{15}$ эВ впервые обнаружен 65 лет назад на установке ШАЛ МГУ [101]. Было обнаружено, что показатель

наклона увеличивается от значения $\gamma \sim 2.7$ до ~ 3.1 в области 10^{15}-10^{16} эВ. Результаты работы подтвердили позднее токийская [102] и боливийская [103] группы, а также практически все научные группы, работающие в этом диапазоне энергий [[104] [105] [106] и др.]. Физически "колено" интерпретируется как предел возможностей галактических источников ускорять частицы либо эффект утечки наиболее лёгких частиц из Галактики при диффузионном распространении [13].

Очевидно, что для того, чтобы получить полное представление о происхождении колена, необходимо отдельно измерять энергетические распределения различных компонентов (p, He,...), которые образуют спектр. Оценки спектров различных компонентов были фактически получены, например, Tibet ASy [107] и ARGO-YBJ [108] (оба 4300м над уровнем моря) хорошо согласуются друг с другом, показывая, что колено энергетического спектра (p+He) находится на уровне $\approx 5 \times 10^{14}$ эВ -7×10^{14} эВ, что значительно ниже энергии колена в спектре всех частиц. Аналогичные выводы были получены в эксперименте BASJE-MAS [109], расположенном на высоте 5200 м над уровнем моря, EAS-TOP [110] на высоте 2000 м над уровнем моря и CASA-MIA [111] на высоте 1450 м над уровнем моря. Проблема, имеющая большое значение, заключается в том, что оценки протонного спектра в области 10^{15} эВ в экспериментах, проводимых на большой экстремальной высоте и на уровне моря, расходятся. Эксперименты, проведенные на большой экстремальной высоте (BASJE-MAS [109], Tibet ASy [107], ARGO-YBJ [108], EAS-TOP [110] и CASA-MIA [111]), показали доказательства того, что колено компонента (p+He) ниже 10^{15} эВ и что в составе с энергией колена всех частиц преобладают более тяжелые ядра. Эксперименты, проведенные глубже в атмосфере (KASCADE [112], KASCADE-Grande [113], IceTop/IceCube [114], Tunka-133 [115]), показали доказательства того, что протонное колено имеет ту же энергию, что и колено всех частиц. По этой причине детальное изучение формы спектра всех частиц продолжает представлять интерес.

Наличие второго излома в энергетическом спектре, обычно называемого «вторым коленом», впервые было обнаружено в результате эксперимента Akeno [116], который показал изменение наклона спектра на энергии около 4×10^{17} эВ, при этом индекс наклона изменяется на γ ~3,3 [117]. Эта особенность, представляющая собой отклонение от ожидаемого спектра, привлекла значительное внимание в исследовании космических лучей высоких энергий. Предположительно, она может отражать полный выход галактических компонентов (включая самые тяжёлые ядра) и переход к преобладанию внегалактических лучей, чей спектр на данном промежутке энергий остаётся относительно низким. Последующие данные экспериментов продемонстрировали существенные расхождения относительно точного положения и формы этой спектральной особенности. Например, эксперимент TALE [118] определил положение второго колена на энергии около $1{,}1 \times 10^{17}$ эВ, что указывает на его появление на более низкой энергии по сравнению с результатами Akeno. Аналогично, данные экспериментов KASCADE-Grande [7] и IceTop [119] также указывают на наличие излома спектра на ещё более низких энергиях, что усложняет общую картину. Тем не менее, существование второго колена было независимо подтверждено другими экспериментами, такими как HiRes [120] и Tunka-133 [121], что укрепляет доверие к его наличию. Следует отметить, что данные, полученные в различных экспериментах, показывают значительные расхождения, что не позволяет говорить о высокой степени их согласованности. Это создает серьезные затруднения при попытке сделать обоснованные и убедительные выводы относительно формы спектра всех частиц в рассматриваемом диапазоне энергий.

В области энергий порядка 4–5 ЭэВ в энергетическом спектре космических лучей наблюдается характерное сглаживание, при котором спектральный индекс принимает значение порядка 2.72. Этот излом, получивший обозначение «лодыжка», был впервые зафиксирован в 1990-х годах на установка Fly’s Eye и Akeno [117], а позднее подтверждён результатами, полученными на Якутской

установке ШАЛ [122], HiRes [120], Auger [123]и TA [48]. Общепринятая интерпретация «лодыжки» связывает её с переходом от галактических к внегалактическим компонентам космических лучей. Предполагается, что ниже указанного энергетического порога преобладают галактические источники, вклад которых постепенно ослабевает, тогда как выше 5 ЭэВ основным источником становятся внегалактические объекты, такие как активные галактики и радиоисточники. Это приводит к «плоскому» спектру за пределами лодыжки и изменению наклона спектра.

Альтернативная трактовка, предложенная в рамках модели Березинского–Зацепина, объясняет «лодыжку» как проявление плавного спектрального понижения, возникающего в результате взаимодействия протонов с фотонами реликтового микроволнового фона [76]. При энергиях порядка - 10^{18}-10^{19} эВ протоны теряют энергию через образование электрон-позитронных пар в процессе:

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^{+} + e^{-} \qquad (1.5)$$

Этот механизм приводит к плавному понижению спектра протонов, что проявляется в виде широкого минимума (дипа) в энергетическом спектре. Таким образом, структура, наблюдаемая в области «лодыжки», может быть объяснена не сменой источников, а последствиями энергетических потерь при распространении протонов через межгалактическое пространство.

Ещё одной фундаментальной особенностью является высокоэнергетический предел спектра, известный как обрезание ГЗК. Согласно работам К. Грейзена [125], а также независимым исследованиям Г. Т. Зацепина и В. А. Кузьмина [126], протоны с энергией выше $5 \cdot 10^{19}$ эВ, взаимодействуя с фотонами реликтового микроволнового излучения, теряют до 50% своей энергии в одном столкновении, в результате чего образуются пионы. Это приводит к экспоненциальному подавлению потока протонов при таких энергиях и ограничивает область существования частиц с ультравысокими энергиями. Хотя

ранние эксперименты дали противоречивые результаты в этой области, более поздние и статистически обоснованные данные, полученные в экспериментах TA [48] и обсерватории Пьера Оже [123], подтвердили существование резкого снижения интенсивности потока в области высоких энергий.

Наличие изломов и подавлений в спектре поднимает ряд ключевых вопросов: каково происхождение колена и второго колена, чем обусловлена природа «лодыжки», где именно проходит граница между галактическими и внегалактическими источниками, и каков состав ультраэнергичных космических лучей за пределами порога ГЗК. Ответы на эти вопросы являются предметом активных исследований и лежат в основе современной астрофизики космических лучей.

1.3.2 Массовый состав первичных космических лучей.

Другим предметом интенсивных исследований является химический (элементный) состав космических лучей в разных энергичных областях. При сравнительно низких энергиях ($E_0 < 10^{15}$эВ) прямые измерения на спутниках и стратостатах (например, AMS-02 [127], PAMELA [128], CALET [129] и др.) показывают, что спектр состоит из смеси ядер с преобладанием протонов (~79% по числу) и α -частиц (~15%), а также меньших фракций более тяжёлых элементов. Отношения потоков вторичных и первичных ядер (например, B/C) позволяют оценивать среднее время и длину пути распространения космических лучей в Галактике [130].

Однако при энергиях выше 10^{15} эВ прямые измерения состава первичных космических лучей недоступны, поэтому информация о составе частиц восстанавливается по данным наблюдений ШАЛ. Определение массового состава на основе данных ШАЛ сопряжено с существенными неопределённостями, обусловленными как флуктуациями развития отдельных ливней, так и ограниченной точностью современных адронных моделей. Тем не менее, даже с учётом этих погрешностей накопленный объём данных позволяет

сделать ряд принципиальных выводов о распределении ядер при высоких энергиях.

Ещё в 1983 году Джон Линсли провёл количественный анализ докладов, представленных на 18-й Международной конференции по космическим лучам (ICRC), посвящённых проблеме массового состава космических лучей. На основе обобщения этих материалов он пришёл к выводу, что высокий интерес научного сообщества к данной тематике отражает уверенность в принципиальной решаемости задачи определения состава космических лучей при энергиях выше 10^{15} эВ [70]. Такой вывод основывался на предположении, что систематические научные усилия, как правило, сосредотачиваются на задачах, для которых существует обоснованная вероятность получения значимых результатов. Спустя более четырёх десятилетий исследование массового состава первичных космических лучей сохраняет свою актуальность и остаётся одной из приоритетных задач современной астрофизики космических лучей.

Современные многокомпонентные установки, такие как KASCADE, KASCADE-Grande, IceTop (в составе обсерватории IceCube), Tibet ASγ, ARGO-YBJ и Tunka, внесли значительный вклад в исследование спектральных изломов в энергетическом спектре космических лучей и их связи с изменением химического состава первичных частиц [131]. Наиболее детально эти процессы изучены в диапазоне энергий, прилегающем к области так называемого «колена» ($E \sim 10^{15}–10^{16}$ эВ), где накоплены обширные экспериментальные данные, свидетельствующие о сложной структуре спектра для различных групп ядер. В частности, показано, что протоны и альфа-частицы утрачивают доминирующую роль при энергиях порядка нескольких сотен тераэлектронвольт на частицу, что соответствует удельной энергии $E/A \sim 10^{14}–10^{15}$ эВ на нуклон [132] [133].

Значительный вклад в изучение данной области внесли результаты, полученные на установке ARGO-YBJ, где прослежен совокупный

энергетический спектр лёгких ядер (p + He) вплоть до энергии порядка $0.5 \cdot 10^{15} - 0.7 \cdot 10^{15}$ эВ. В этом диапазоне зарегистрирован чётко выраженный спектральный излом, интерпретируемый как «мини-колено» лёгких ядер [134]. Согласующиеся результаты получены и в других экспериментах. В частности, широкоугольные высокогорные установки (Tibet ASγ, ARGO-YBJ), а также установки, расположенные на уровне моря (KASCADE), показали, что поток лёгких ядер обрывается при энергиях порядка нескольких ПэВ, что существенно ниже положения общего колена энергетического спектра всех первичных космических лучей [135].

При дальнейшем увеличении энергии доминирующий вклад в суммарный поток начинают вносить более тяжёлые ядра, формируя основное колено спектра в диапазоне $3 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{15}$ эВ. Одним из первых экспериментов, наглядно продемонстрировавших данную картину, стала установка KASCADE, где с использованием многокомпонентного анализа, в частности на основе корреляционной диаграммы $N_\mu - N_e$, были реконструированы энергетические спектры для пяти укрупнённых групп ядер: протонов (p), ядер гелия (He), группы ядер CNO, группы ядер SiMg и ядер железа (Fe) [136]. Анализ показал, что спектры всех указанных компонент содержат собственные колена, положения которых коррелируют с жёсткостью соответствующих ядерных групп (зарядом Z). Результаты эксперимента KASCADE также показали, что надёжная реконструкция состава ограничена разделением на две укрупнённые группы — лёгкие и тяжёлые ядра, что обусловлено статистическими и методическими неопределённостями. Дополнительный вклад в систематические погрешности вносит зависимость реконструкции состава от выбора модели адронных взаимодействий. На установке KASCADE-Grande такой двухкомпонентный подход применяется как наиболее соответствующий детекторным возможностям и современному уровню методического обеспечения [90] [89].

Совмещённый анализ данных поверхностной установки IceTop и глубинного детектора IceCube также подтвердил указанную картину. Показано, что средний логарифм массового числа первичных частиц $\langle lnA \rangle$ демонстрирует постепенный рост в диапазоне энергий $3 \cdot 10^{15}$–$30 \cdot 10^{15}$ эВ, что свидетельствует об увеличении доли тяжёлых ядер вплоть до десятков ПэВ. В совокупности, накопленные данные позволяют заключить, что галактические космические лучи завершаются преимущественно тяжёлыми ядрами при энергиях порядка 10^{17} эВ.

При энергиях выше данного порога, на основании анализа изменения массового состава, преобладающий вклад начинают вносить частицы внегалактического происхождения [137], [138]. В диапазоне энергий 10^{17}–10^{18} эВ (в области второго колена) экспериментальные данные по составу первичных космических лучей остаются противоречивыми. Согласно данным ряда экспериментов, включая установку Якутск [139] и комплекс HiRes-MIA [140], в указанном интервале сохраняется преимущественно тяжёлый состав, что согласуется с вкладом галактических источников, вычерпывающих свой предел ускорения. В то же время данные других установок, например, низкоэнергетической подсистемы TALE обсерватории TA, указывают на наличие значительной доли лёгких ядер вплоть до энергий порядка 10^{18} эВ [6].

Указанные расхождения обусловлены высокой сложностью измерений в данном энергетическом диапазоне, где развитие широких атмосферных ливней происходит на относительно низких высотах, что приводит к возрастанию неопределённостей при реконструкции параметров первичной частицы. Дополнительный вклад вносят различия в методах калибровки энергии и используемых моделях взаимодействий, что может приводить к систематическим расхождениям в интерпретации данных [10]. В настоящее время вопрос о точном массовом составе космических лучей в диапазоне энергий 10^{17}–10^{18} эВ остаётся открытым и требует дальнейших исследований с привлечением современных многокомпонентных установок.

На ультравысоких энергиях (выше 10^{18} эВ) ключевую роль в исследовании массового состава первичных космических лучей играют данные двух крупнейших современных установок — обсерватория Пьера Оже в Южном полушарии и TA в Северном полушарии. Обе обсерватории используют гибридный метод регистрации, который сочетает данные флуоресцентных телескопов, регистрирующих флуоресцентное и черенковское излучение атмосферных ливней, с информацией от обширных установок наземных детекторов, регистрирующих потоки вторичных частиц.

В частности, детекторы обсерватории Пьера Оже обеспечили статистически значимые измерения глубины максимума развития ливня X_{max} в диапазоне энергий вплоть до $\sim 10^{20}$ эВ [1]. Анализ зависимости средней глубины максимума $\langle X_{max} \rangle$ от энергии показал следующее: в диапазоне от $\sim 10^{17}$ эВ до $\sim 3 \cdot 10^{18}$ эВ $\langle X_{max} \rangle$ систематически увеличивается, что интерпретируется как уменьшение средней атомной массы первичных частиц за счёт увеличения доли протонов [141]. Однако при энергиях выше $5 \cdot 10^{18}$ эВ, в области так называемой «лодыжки», рост $\langle X_{max} \rangle$ замедляется и практически прекращается. Это указывает на увеличение средней массы первичных частиц на ультравысоких энергиях [10].

Дополнительным подтверждением данного тренда является сужение распределения X_{max} с ростом энергии — уменьшение дисперсии значений глубины максимума свидетельствует о сокращении доли лёгких ядер [1]. Наиболее вероятная интерпретация заключается в том, что на энергиях, близких к 10^{20} эВ, космические лучи состоят преимущественно из ядер средних и тяжёлых элементов, таких как азот и железо [10].

Эти выводы подтверждаются недавними результатами коллаборации обсерватории Пьера Оже, согласно которым гипотеза доминирования протонов на высших энергиях противоречит данным наблюдений. Согласно проведённому анализу, при энергиях около 10^{19} эВ основной вклад в поток вносят лёгкие ядра,

однако выше ~$3 \cdot 10^{19}$ эВ значительную долю начинают составлять более тяжёлые ядра [142].

В то же время данные обсерватории TA, регистрирующей космические лучи в Северном полушарии, в целом статистически согласуются с более лёгким составом, хотя значительные статистические и систематические неопределённости пока не позволяют сделать однозначные выводы [2]. Различия между результатами обсерватории Пьера Оже и TA находятся на уровне систематических погрешностей — в частности, небольшие расхождения в калибровке энергии могут частично объяснять различия в значениях $\langle X_{max} \rangle$. Прямое сопоставление данных обеих обсерваторий пока не выявило принципиальных противоречий, однако статистика событий на высших энергиях, накопленная обсерваторией TA, остаётся недостаточной для надёжного подтверждения или опровержения тренда утяжеления состава на ультравысоких энергиях [143].

Тем не менее, остаются принципиальные вопросы, на которые в настоящее время не удаётся дать однозначный ответ — в частности, из каких именно астрофизических источников поступают космические лучи и какие физические механизмы ответственны за их ускорение до предельно высоких энергий. На сегодняшний день предложен ряд теоретических моделей, описывающих особенности энергетического спектра космических лучей, при этом в качестве возможных источников частиц с экстремальными энергиями рассматриваются различные классы астрофизических объектов. Получение детальной информации о массовом составе космических лучей на всём диапазоне энергий позволило бы подтвердить или опровергнуть отдельные сценарии их происхождения и распространения. Однако реализация такой задачи сопряжена со значительными методическими и техническими трудностями, а определение точного массового состава потока космических лучей остаётся одной из ключевых нерешённых проблем современной астрофизики.

1.4 Основные достижения и перспективы изучения космических лучей в условиях высокогорья

Развитие физики космических лучей невозможно представить без систематических исследований, проводимых в условиях высокогорных научных станций. Уже с середины XX века стало ясно, что высотное расположение экспериментальных площадок (3000–5000 м над уровнем моря) обеспечивает принципиальные преимущества в регистрации и анализе ШАЛ, инициированных первичными космическими частицами (ПКЧ) с энергиями порядка $10^{13} – 10^{17}$ эВ. На таких высотах атмосферная глубина составляет 500–700 г/см², что существенно меньше уровня моря (~1030 г/см²), в результате чего каскадные процессы в ШАЛ фиксируются до достижения максимума развития (X_{max}) а электромагнитная компонента сохраняется с высокой интенсивностью [13], [144].

Именно в условиях горных станций были заложены основы экспериментальной методологии ШАЛ. На обсерватории Чакалтая (5230 m, Боливия) в 1947 году впервые был зарегистрирован пи-мезон, предсказанный теорией Юкавы, благодаря регистрации следов короткоживущих частиц до их распада [145]. Здесь же в 1970-х годах были зафиксированы аномальные ливни типа «Центавр», демонстрирующие несоответствие между электромагнитной и адронной компонентами — наблюдения, ставшие основой для гипотез о нестандартных механизмах ядерных взаимодействий [146]. Уникальные данные по энергетическим спектрам, глубине затухания и длине взаимодействия были получены благодаря использованию эмульсионно-рентгеновских камер, черенковских детекторов и сцинтилляционных счётчиков в условиях разреженной атмосферы [13].

Анализ формы ливней, различий в поперечных распределениях, угловых зависимостях и мюонной компоненте, проведённый на Тянь-Шаньской высокогорной станции (3340 m, Казахстан), заложил основу

многокомпонентного анализа ПКЧ, в частности через параметры N_e, N_μ, X_{max} и другие [13], [147].

Особую роль в исследовании состава ПКЧ и физических характеристик их взаимодействий на ультравысоких энергиях сыграл Памирский эксперимент [148], реализованный на высокогорной установке на высоте 4300 м [149]. Одним из ключевых достижений проекта стало внедрение гигантских рентгеновских эмульсионных камер (XREC) [150], обладающих высокой чувствительностью к семействам вторичных частиц, формирующимся при взаимодействиях с большими переданными энергиями. Главной целью рентгеноэмульсионных экспериментов являлось изучение адронных взаимодействий в космических лучах при энергиях, недоступных тогдашним ускорителям. Учитывая недоступность ускорительных установок, способных достичь энергий порядка 10^{15}–10^{18} эВ и выше, космические лучи остаются уникальным инструментом для изучения адронных взаимодействий при экстремальных энергиях. Результаты рентгеноэмульсионных исследований, полученные в прошлом веке, до сих пор служат ориентиром при интерпретации современных данных, и интерес к наземным адронным исследованиям на основе ШАЛ продолжает возрастать. Исследование состава первичных частиц носило вспомогательный характер и использовалось для интерпретации характеристик каскадного развития. [151], [152]. Использование методов Монте-Карло моделирования позволило сопоставлять экспериментальные данные с теоретическими моделями и, в частности, опровергнуть гипотезу о доминировании железа в составе ПКЛ в указанном диапазоне энергий [153], [154]. Среди зафиксированных аномальных явлений особый интерес вызвали события типа «Центавр» — ливни, в которых наблюдалось аномально высокое количество заряженных адронов при подавленном числе нейтральных пионов [151], [152]. Такие события впервые были зарегистрированы на станции Чакальтая и позднее подтверждены в Памирском эксперименте, получив название по аналогии с мифологическим существом — Centauro — из-за необычной структуры события [155]. Позднее

аналогичные события, но с доминированием γ-компоненты, стали называть «анти-Центавр» [156]. Подобные наблюдения породили широкую дискуссию о возможности существования новых фаз ядерной материи и о необходимости привлечения механизмов за пределами Стандартной модели. Однако переанализ данных, выполненный с использованием уточнённых методов идентификации компонент и учётом чувствительности рентгеновских эмульсионных камер, показал, что эффект может быть частично обусловлен спецификой регистрации в XREC и статистическими флуктуациями [157], [158]. В частности, в исследовании [157] была показана возможность переоценки сигнала вследствие методических искажений.

Памирский эксперимент продемонстрировал энергетическую зависимость массового состава ПКЛ. Согласно обобщённым данным, доля протонов в составе ПКЛ уменьшается с ≈25 % при энергии порядка 10^{15} эВ до ≈15 % при 10^{17} эВ, что интерпретируется как переход к более тяжёлому компоненту при росте энергии [159]. Такие результаты указывают на исчерпание вклада галактических источников и на изменение механизмов генерации и распространения частиц в указанном диапазоне.

Современные высокогорные обсерватории, такие как Tibet ASγ (4300 m), ARGO-YBJ и LHAASO (4410 m), продемонстрировали эффективность гибридных подходов в регистрации ШАЛ. В частности, LHAASO впервые достоверно зафиксировала гамма-кванты с энергиями до 1 ПэВ и измерила спектр космических лучей до 30 ПэВ, выявив облегчение состава выше колена — результат, ранее противоречащий доминирующим представлениям [160], [161]. Высокая точность регистрации черенковского и мюонного сигнала в совокупности с пространственно-временной структурой позволила установить новый стандарт точности в определении параметров ПКЧ [161].

С методологической точки зрения, высокогорные условия предоставляют уникальную возможность разработки и валидации новых подходов к

реконструкции энергии, направления и массы ПКЧ. В особенности это важно для проверки алгоритмов, минимально зависящих от конкретной модели ядерных взаимодействий — одна из главных проблем современной физики космических лучей [13], [10].

Вывод по главе 1

В первой главе представлен систематический обзор современного состояния исследований ПКЛ методом ШАЛ. Рассмотрены физические основы каскадного развития ливней в атмосфере, особенности формирования их компонент и применяемые в практике методы регистрации. Проанализированы классические и современные подходы к моделированию ШАЛ, включая ключевые параметры, используемые для восстановления свойств первичной частицы: энергии, направления прихода и массы.

Особое внимание уделено возможностям и ограничениям существующих методов. Несмотря на высокую точность в определении энергии и направления прихода ПКЧ, проблема оценки её массы остаётся одной из наиболее трудных, особенно при энергиях выше 10^{15} эВ. Основными источниками неопределённостей являются флуктуации в развитии ливней, зависимость от выбора модели ядерных взаимодействий и ограниченные параметры регистрации в реальных условиях эксперимента.

Обзор энергетического спектра ПКЛ, включая ключевые особенности ("колено", "второе колено", "лодыжка", эффект ГЗК), показывает, что корректная интерпретация экспериментальных данных невозможна без надёжной оценки состава частиц. Однако существующие подходы (по N_e, N_μ, X_{max}) имеют низкое разрешение по массе, особенно при наземной регистрации.

Анализ вклада высокогорных станций выявил их ключевое значение для изучения ливней на ранних стадиях развития и повышения точности восстановления параметров ПКЧ. Геофизические особенности (уменьшенная

глубина атмосферы, высокая доля электромагнитной компоненты, благоприятные условия для регистрации мюонов и черенковского света) делают такие установки идеальной платформой для разработки и тестирования новых методов анализа.

Все эти обстоятельства определили постановку задач настоящего исследования. Цель работы — разработать и обосновать методы точного восстановления параметров первичной частицы (включая положения оси, энергию, направление и массу) по данным детекторов заряженных частиц, с акцентом на условия высокогорных установок.

ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ ПО ДАННЫМ СЕТИ ДЕТЕКТОРОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГОРНЫХ УСТАНОВОК

2.1 Формулировка задачи и методологический подход к её решению

Задача определения параметров первичной частицы ШАЛ по данным сети детекторов сводится к восстановлению трёх ключевых характеристик события: энергии E_0, направления прихода (зенитного θ и азимутального ϕ углов) и положения оси ливня $(x_{\text{core}}, y_{\text{core}})$. Основная сложность данной задачи обусловлена стохастическим характером развития ливня в атмосфере, а также вариативностью регистрации сигналов, связанной с флуктуациями числа частиц, углов распространения и временных задержек.

Для решения этой задачи в работе реализуется комбинированный подход, объединяющий предварительное численное моделирование и процедуру реконструкции с использованием методов многопараметрической оптимизации. На первом этапе с помощью пакета CORSIKA моделируются пространственно-временные характеристики ШАЛ при различных входных параметрах — энергии, угле падения и массовом числе первичной частицы. Результатом являются «эталонные» профили распределения плотности и временной структуры ливня, применяемые в качестве базы для последующей реконструкции. Далее, реальные или сгенерированные (в рамках имитационного анализа) экспериментальные данные сопоставляются с модельными кривыми, что позволяет минимизировать расхождения и восстановить параметры события.

Ключевым элементом предложенной методики является выбор моделей, описывающих поперечное распределение плотности заряженных частиц и структуру временного фронта. Для описания поперечного распределения применяется функция, близкая по форме к классической формуле Нишимуры–Каматы–Грейзена (НКГ), адаптированная для условий высокогорных установок.

Временной фронт моделируется зависимостью задержки прихода сигнала от расстояния до оси ливня, представленной квадратичной или полиномиальной функцией второго порядка, отражающей изогнутую форму фронта распространения.

Параметры указанных моделей — такие как коэффициенты в выражениях ПР и ВФ — подгоняются с использованием метода $\chi 2$-минимизации, реализованным в пакете MINUIT (алгоритм MIGRAD). Вектор подгоняемых параметров включает координаты оси ливня, косинусы углов направления прихода (c_x, c_y, c_z), а также параметры формы распределения частиц и временных задержек.

Для повышения устойчивости результатов и снижения чувствительности к начальному приближению реализован двухступенчатый алгоритм. На первом этапе производится грубая локализация оси методом «центра масс», основанным на взвешенном распределении зарегистрированных частиц (по числу сработавших детекторов). На втором этапе осуществляется уточнение направления и координат оси путём последовательной итерационной минимизации отклонений между модельными и экспериментальными профилями как по плотности частиц, так и по временам регистрации.

Оценка энергии осуществляется через определение полного числа заряженных частиц в ливне — путём численного интегрирования по аппроксимированному поперечному распределению — с последующим применением калибровочных кривых, полученных на основе моделирования в CORSIKA. Такой подход позволяет учесть особенности пространственно-временной структуры ШАЛ и обеспечить воспроизводимую и физически обоснованную реконструкцию параметров первичной частицы в широком диапазоне энергий.

2.2 Моделирование атмосферных ливней и взаимодействий частиц

Было проведено статистическое моделирование характеристик космических лучей с помощью CORSIKA6.990/QGSJET-0I и CORSIKA7.5600/QGSJET-II-04 [32]. Расчёты выполнялись для уровня наблюдения, расположенного на высоте 4250 м над уровнем моря. В качестве первичных космических частиц рассматривались протоны, а также ядра азота (N) и железа (Fe), что позволило исследовать различные сценарии взаимодействий.

Энергии первичных частиц принимали фиксированные значения 1, 10 и 100 ПэВ, а также варьировались в диапазоне 100 ПэВ – 1 ЭэВ, следуя степенному спектру с показателем 2,7. Для регистрации частиц вводились пороговые значения: 1 МэВ для электронов и гамма-квантов, а также 200 МэВ для мюонов и адронов.

Для повышения эффективности обработки данных события с энергиями от 1 до 10 ПэВ сохранялись в виде двумерных карт поперечного распределения заряженных частиц. Каждая карта представляла собой установка размером 300×300 элементов, где один элемент соответствовал квадратной ячейке размером 1×1 м. В ходе моделирования формировались выходные файлы, содержащие информацию о развитии ливня и параметрах вторичных частиц, достигших уровня наблюдения, включая их тип, координаты и компоненты импульса.

Дополнительно для каждого события формировались карты временных характеристик, отражающие задержки прихода частиц в различные области массива. Эти карты строились на основе выходных данных CORSIKA и усреднялись по ячейкам установки. Для оценки энерговыделений частиц в детекторах использовались результаты последующего моделирования отклика установки средствами Geant4, так как CORSIKA не описывает взаимодействие частиц с конкретными элементами детекторной системы. Эти карты содержали данные о временных задержках прихода частиц или энерговыделений и усреднялись для каждой ячейки установка. Совместный анализ пространственно-временных характеристик позволял исследовать динамику

фронта атмосферного ливня и его взаимодействие с регистрационной областью. Каждый атмосферный ливень фиксировался в области размером 300 м×300 м, центрированной на оси ливня. Эта область формировалась ковром из детекторов, расположенных с равномерным шагом 1 метр. Выбор площади наблюдения был обусловлен уменьшением числа частиц на расстоянии порядка 100 метров от оси ливня, что делает периферийные области менее значимыми для анализа. Регистрационные данные обеспечивали подробную картину центральной части ливня, где плотность частиц была максимальной, и позволяли изучать ключевые физические процессы.

На Рис. 2.1 представлено усреднённое поперечное распределение заряженных частиц по 100 событиям, инициированным первичным протоном с энергией 1 ПэВ.

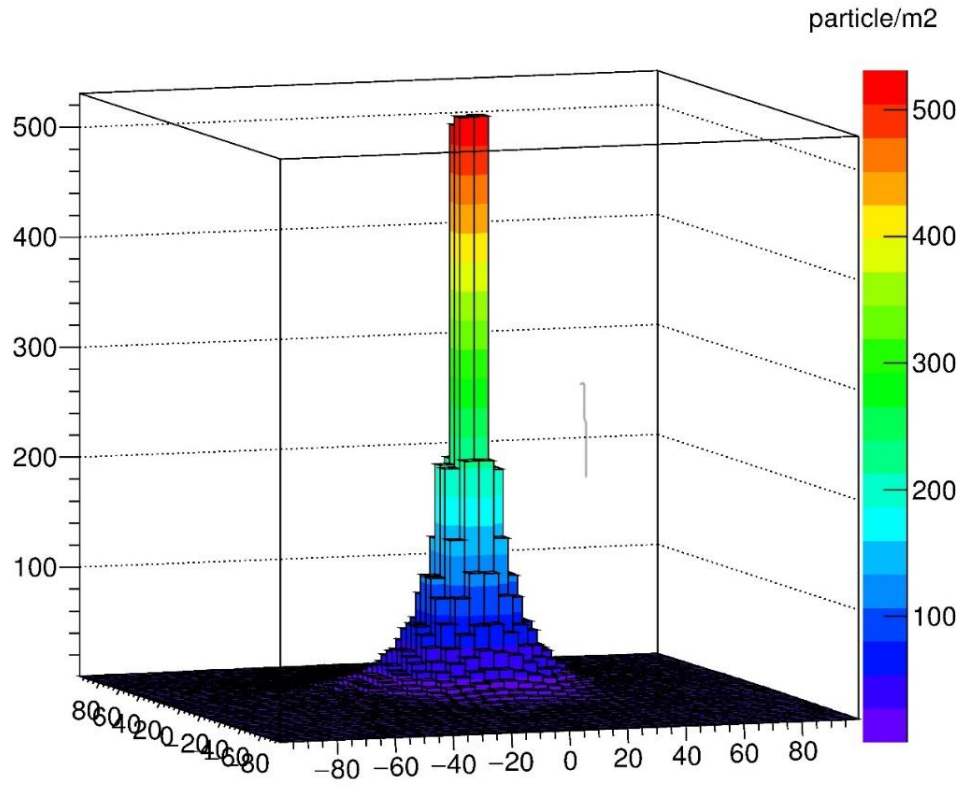


Рисунок 2.1—Поперечное распределение заряженных частиц в усредненном варианте по 100 событиям от первичного протона с энергией 1 ПэВ.

Далее, все частицы, зарегистрированные детекторами, отслеживались с использованием программного пакета GEANT4 [8], предназначенного для моделирования прохождения частиц через вещество на основе метода Монте-Карло. В данном исследовании детекторы моделировались в виде многослойных структур, состоящих из 2 мм алюминия и 2 см полистирола, что обеспечивало корректный учёт процессов взаимодействия вторичных частиц с материалами детекторов, включая ионизационные потери, упругое и неупругое рассеяние, а также возможное образование вторичных частиц.

На Рис. 2.2 представлено усреднённое поперечное распределение энерговыделения заряженных, инициированным первичным протоном с энергией 1 ПэВ.

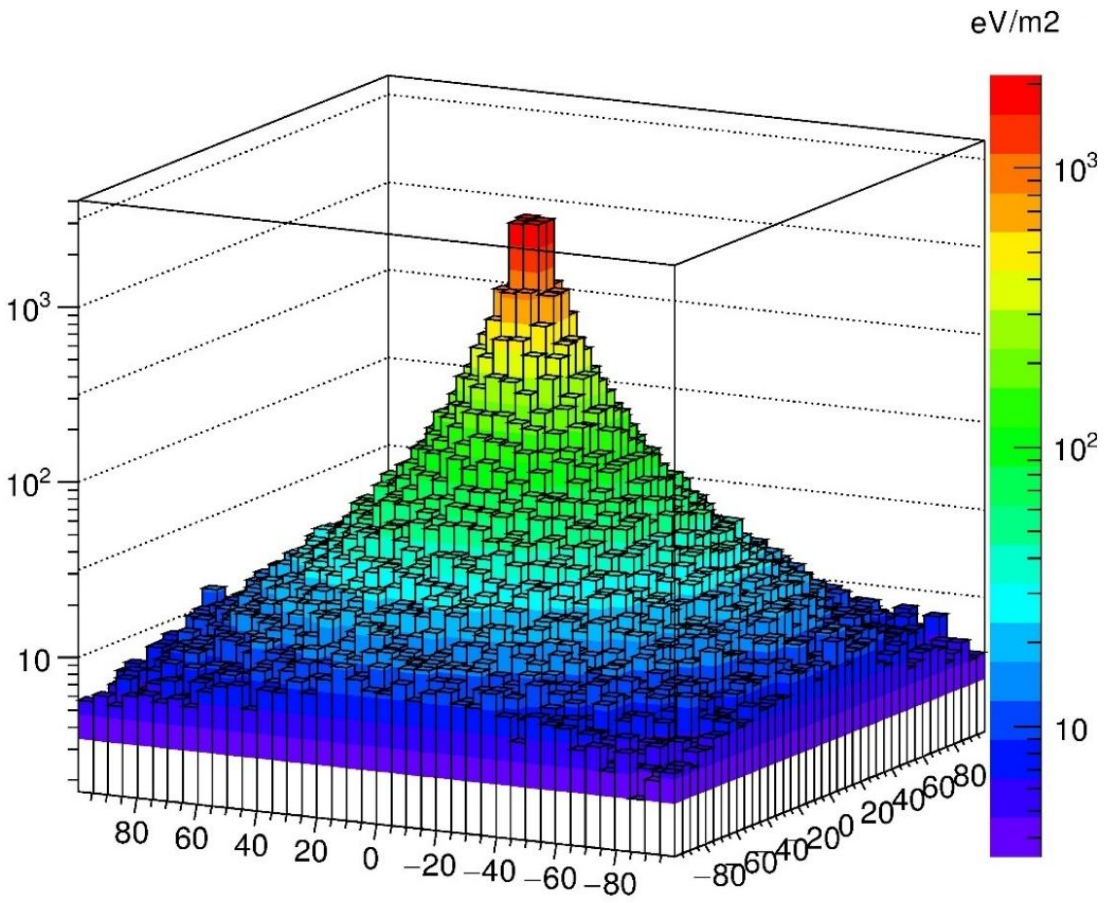


Рисунок 2.2—Усреднённое поперечное распределение энерговыделения заряженных частиц по 60 событиям для первичного протона с энергией 1 ПэВ.

В рамках моделирования анализировались два основных измеряемых параметра. Первый параметр – энерговыделение, регистрируемое в каждом из детекторов, что позволяло количественно оценить вклад различных типов частиц в общую картину событий. Второй параметр – моменты прихода фронта энерговыделений, которые обеспечивали возможность реконструкции временной структуры развития атмосферных ливней. Этот параметр имеет ключевое значение для анализа пространственно-временной эволюции каскада вторичных частиц и изучения взаимосвязи между их типами, энергиями и точками детектирования.

2.3 Обработка пространственно-временных данных заряженных частиц

Обработка пространственно-временных данных о частицах требует выбора моделей поперечного распределения (ПР) и временного фронта (ВФ) с учётом их флуктуаций. Конструирование данных моделей осуществляется на основе выборок искусственно сгенерированных событий, имеющих идентичные первичные параметры. В процессе анализа индивидуальных событий модели адаптируются к данным, зарегистрированным распределённой сетью детекторов, что позволяет осуществлять реконструкцию и оценку основных параметров ливня: начальной энергии E_0, углового вектора направления прихода $\vec{\Theta}$ и координат ос ливня $\vec{x}_{core}$.

Рассматривались два варианта обработки пространственно-временного распределения частиц:

- Без учета детектора - по данным были определены число заряженных частиц и моменты прихода фронта частиц в каждый из детекторов; по этим измеренным данным оценивались координаты и направление оси, а также ПР частиц, которое затем интегрировалось для получения оценки E_0,

– С учетом детектора - все упавшие на детекторы частицы с помощью GEANT4 [103] были прослежены через их объемы (2 мм Al + 2см полистирола); в этом случае измеренными данными были энерговыделения и моменты прихода фронта энерговыделений в каждый из детекторов.

Из входных файлов загружаются двумерные установки размером 300×300. Каждый элемент соответствует детектору, для которого известны координаты (x_i, y_i), зарегистрированная плотность заряженных частиц n_i и время прихода фронта t_i. Выбирается область сеть детекторов вокруг предполагаемого положения оси ливня (x_0, y_0). Положение оси ливня грубо оценивается методом «центра масс» по заряженным частицам:

$$x_0 = \frac{\sum_i x_i n_i}{\sum_i n_i}, \quad y_0 = \frac{\sum_i y_i n_i}{\sum_i n_i} \qquad (2.1)$$

где n_i — число зарегистрированных частиц, x_i, y_i — координаты соответствующего детектора.

Направление прихода ШАЛ описывается единичным вектором (c_x, c_y, c_z). Зенитный θ и азимутальный углы φ рассчитываются по формулам:

$$\theta = arc\cos(c_z), \quad \varphi = \arctan(\frac{c_y}{c_x}) \qquad (2.2)$$

Для точного определения параметров ШАЛ используется многопараметрическая оптимизация функционала χ^2 методом MIGRAD из пакета MINUIT. Функционал χ^2 учитывает поперечное распределение плотности частиц и временную структуру фронта. Определяются параметры поперечного распределения (a_0, a_1, a_2, a_3) при фиксированных (x_0, y_0). с использованием обобщённой функции, аналогичной модели Нишимуры-Каматы-Грейзена [101-102]:

$$F_{LD}(R) = \frac{a_0}{R^{a_1}\left(1+\frac{R}{a_2}\right)^{a_3}} \qquad (2.3)$$

где, R — расстояние от оси ливня до детектора. Функция невязки сравнивает измеренные плотности n_i с модельными $n_{\mathrm{m}}(R)$ и учитывает их дисперсии σ_n.

Направление прихода ливня (зенитный и азимутальный углы) определяется, как правило, на основе анализа временных задержек сигналов в детекторах, с учётом искривления фронта ливня. Положение оси ливня восстанавливается по пространственному распределению плотностей частиц или энерговыделений в плоскости установки. Наиболее точные оценки параметров достигаются при совместной реконструкции, основанной на минимизации функционала, учитывающего как временные, так и пространственные характеристики событий.

Направление прихода определяются по временным задержкам в детекторах, для чего вводится модель временного фронта:

$$F_{TF}(R) = R(a_0 + a_1 R + a_2 R^2) \qquad (2.4)$$

где R – расстояние от оси до детектора.

При этом вектор $\vec{c} = (c_x, c_y, c_z)$ входит в выражение «геометрических» задержек $(x - x_0)c_x + (y - y_0)c_y$.

Суммарная невязка выражается формулой:

$$\chi^2(x) = \sum_{i=1}^{N_{det}} \left[\frac{(n_i - n_m(r_{\perp,i};\boldsymbol{a})^2}{{\sigma_n}^2(r_{\perp,i})} + \frac{(t_i - t_m(r_{\perp,i};b)^2}{{\sigma_t}^2(r_{\perp,i})} \right] \qquad (2.5)$$

где:

n_i, t_i— измеренные плотность частиц и время прихода сигнала в iii-м детекторе;

n_m, t_m — соответствующие модельные значения, зависящие от расстояния $r_{\perp,i}$ (расстояние от оси ливня до i -го детектора), а также от набора параметров $\boldsymbol{a}$ (для ПР) и b (для ВФ);

σ_n, σ_t — неопределённости измерения плотностей и времён, определяемые из статистики моделирования.

Метод MIGRAD итеративно корректирует значения параметров (), используя $\nabla\chi^2$ и матрицу Гессе H:

$$x^{(k+1)} = x^{(k)} - H^{-1}(x^{(k)})\nabla\chi^2(x^{(k)}) \qquad (2.6)$$

Погрешности параметров определяются элементами обратной матрицы Гессе:

$$\sigma_{x_i} = \sqrt{(H^{-1})_{ii}} \qquad (2.7)$$

После выполнения оптимизации рассчитываются ключевые характеристики ШАЛ. Общее число заряженных частиц Nch определяется интегрированием поперечного распределения:

$$N_{ch} = 2\pi \int_0^{max} F_{LD}(R) \times RdR \qquad (2.8)$$

Энергия первичной частицы восстанавливается по калибровочной зависимости:

$$E_0 = C(N_{ch})^{\alpha} \qquad (2.9)$$

Точность восстановления параметров оценивается через сравнение с истинными значениями.

Угловое отклонение направления прихода:

$$\Delta\theta = \arccos(\vec{c}_{true} \cdot \vec{c}_{rec}) \qquad (2.10)$$

Пространственное отклонение положения оси:

$$\Delta r = \sqrt{(x_0^{true} - x_0^{rec})^2 + (y_0^{true} - y_0^{rec})^2} \qquad (2.11)$$

Относительная ошибка восстановления энергии:

$$\delta E = \frac{|E_0^{true} - E_0^{rec}|}{E_0^{true}} \times 100\% \qquad (2.12)$$

На рисунках 2.3–2.6 представлены результаты аппроксимации функции пространственного распределения (ФПР) и временного фронта (ВФ) с учетом их флуктуаций для первичных протонов с энергией 1 ПэВ. В частности, рисунки 2.3 и 2.4 иллюстрируют аппроксимацию ФПР и её флуктуаций как по числу заряженных частиц, так и по энерговыделению. Рисунки 2.5 и 2.6 демонстрируют аппроксимацию функции ВФ и соответствующих флуктуаций, учитывая как распределение заряженных частиц, так и энерговыделение.

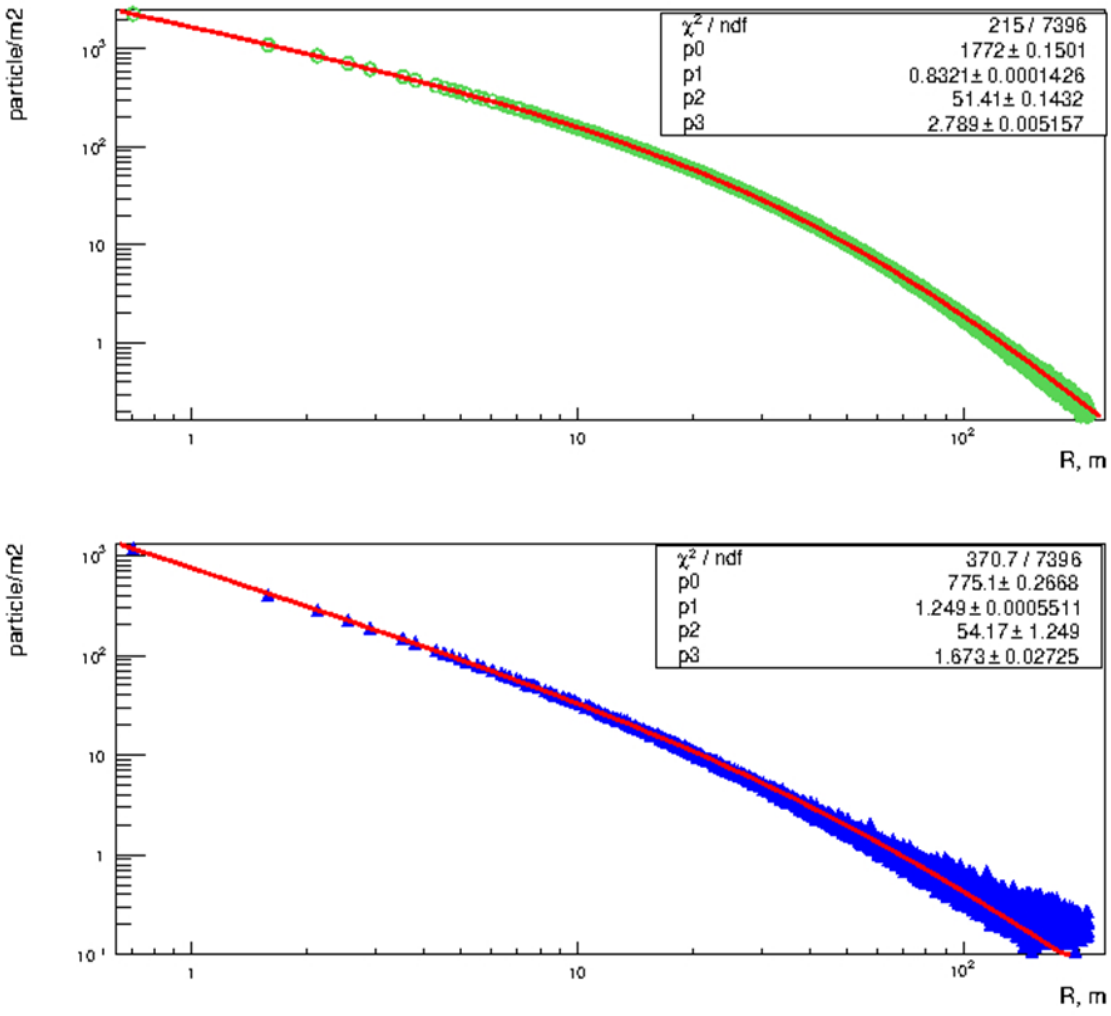


Рисунок 2.3—Аппроксимация ФПР и аппроксимация флуктуации ФПР заряженных частиц для первичного протона с энергией 1 ПэВ

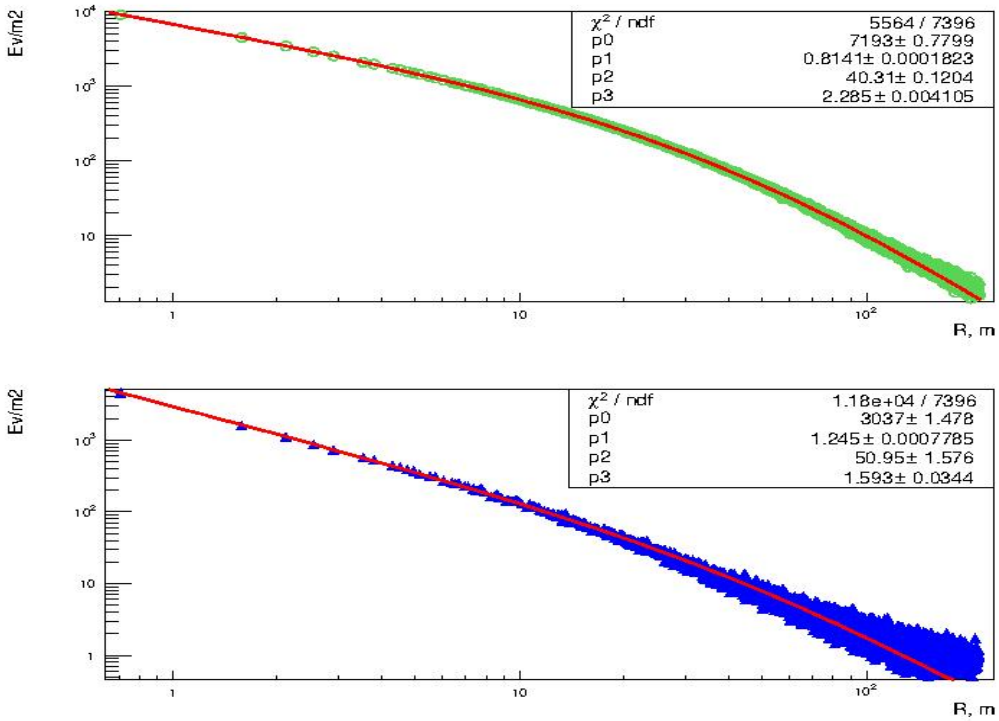


Рисунок 2.4— Аппроксимация ФПР и аппроксимация флуктуации ФПР энерговыделения частиц для первичных протонов с энергией 1 ПэВ

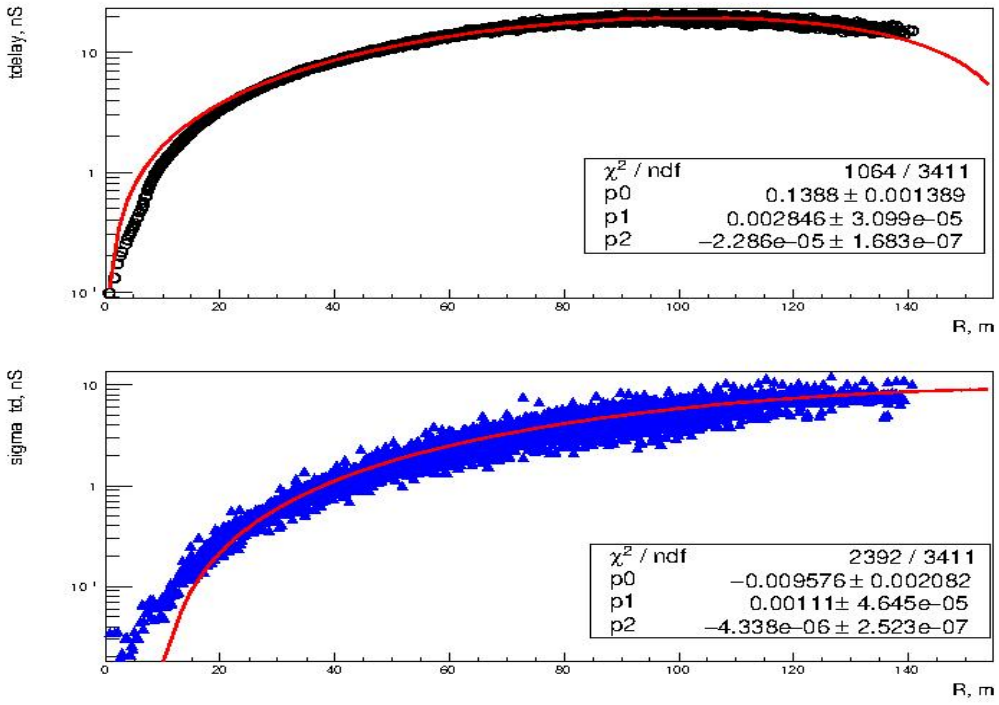


Рисунок 2.5— Аппроксимация функции ВФ и аппроксимация флуктуации ВФ заряженных частиц для первичных протонов с энергией 1 ПэВ

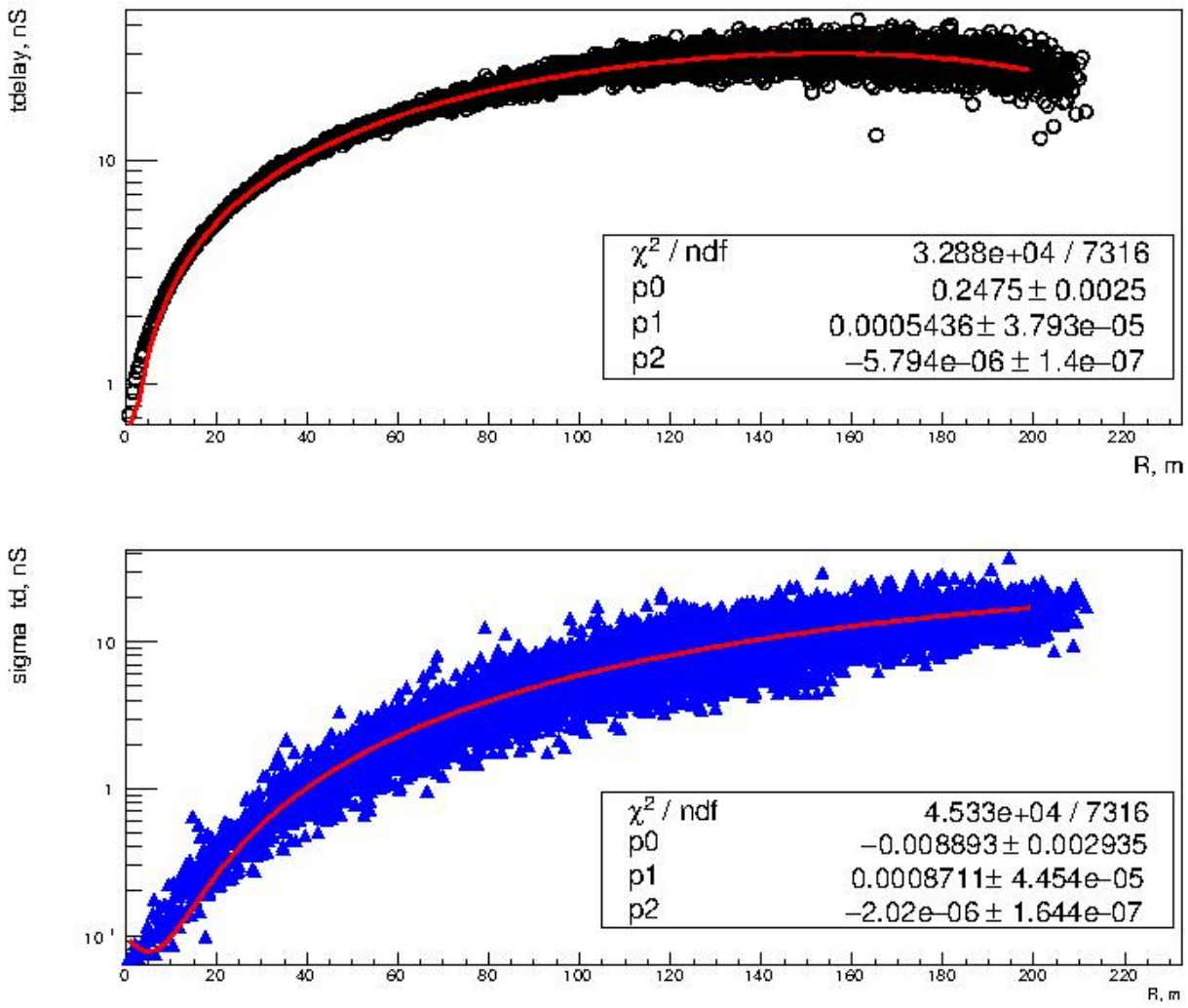


Рисунок 2.6 —Аппроксимация функции ВФ и аппроксимация флуктуации ВФ энерговыделения частиц для первичных протонов с энергией 1 ПэВ

2.4 Оптимизация параметров сетки детекторов для повышения точности определения характеристик широких атмосферных ливней

Точность определения энергии и направления ШАЛ с использованием сетки быстродействующих детекторов заряженных частиц существенно зависит от шага сетки. Для оптимизации расстояний между детекторами были выбраны значения, основанные на характеристиках первичных протонов с энергиями в диапазоне 1–10 ПэВ, поскольку протонные ливни демонстрируют более значительные флуктуации по сравнению с ливнями, вызванными ядрами более

тяжёлых элементов. В рамках исследования анализировались события в пределах детекторного ковра размером 300 × 300 м², при этом сетка детекторов представляла собой установка 5 × 5 элементов, каждый из которых имел площадь 1 м².

Для определения оптимального расстояния между детекторами были рассмотрены три варианта шага сетки: 10 м, 15 м и 20 м, что обеспечивало покрытие сетки площадью:

$$L_{\text{сет}} = (N-1) \cdot d \qquad (2.13)$$

где $L_{\text{сет}}$ — размер сетки, N — количество детекторов вдоль одной координаты (N=5), d — шаг сетки (расстояние между соседними детекторами). Соответственно, получены три конфигурации: $d = 10\text{м} \rightarrow L_{\text{сет}} = 40\text{м}$; $d = 15\text{м} \rightarrow L_{\text{сет}} = 60\text{м}$; $d = 20\text{м} \rightarrow L_{\text{сет}} = 80\text{м}$.

При этом ось ливня всегда оставалась внутри сетки. Для оценки влияния положения оси ливня на точность реконструкции её координаты смещались по обеим координатам X, Y с шагом 1 м в пределах области 30 × 30 м² или 40 × 40 м². Число возможных положений оси ШАЛ в каждой сетке определялось по формуле:

$$N_{\text{конф}} = \left(\frac{L_{\text{обл}}}{\Delta x}\right)^2 \qquad (2.14)$$

где $L_{\text{обл}}$— размер области смещения (30 м или 40 м), Δx =1 м — шаг перемещения центра. Таким образом, в случае 30 × 30 м² анализировалось 900 конфигураций, а для 40 × 40 м² — 1600 конфигураций, что позволяло получить статистически значимые данные по реконструкции параметров ШАЛ.

На рисунке 2.7 представлена сетка 5 × 5 детекторов, расположенных в пределах 300 × 300 м². Чёрными числами обозначено количество зарегистрированных частиц в детекторах, а красными — время прихода фронта частиц (в наносекундах). Шаг сетки между детекторами составляет 15 м, что соответствует

площади покрытия 60 × 60 м². Ось ШАЛ остаётся внутри сетки, а её центр смещается в пределах 30 × 30 м² или 40 × 40 м² с шагом 1 м, что позволяет анализировать влияние положения оси ливня на точность реконструкции параметров первичной частицы.

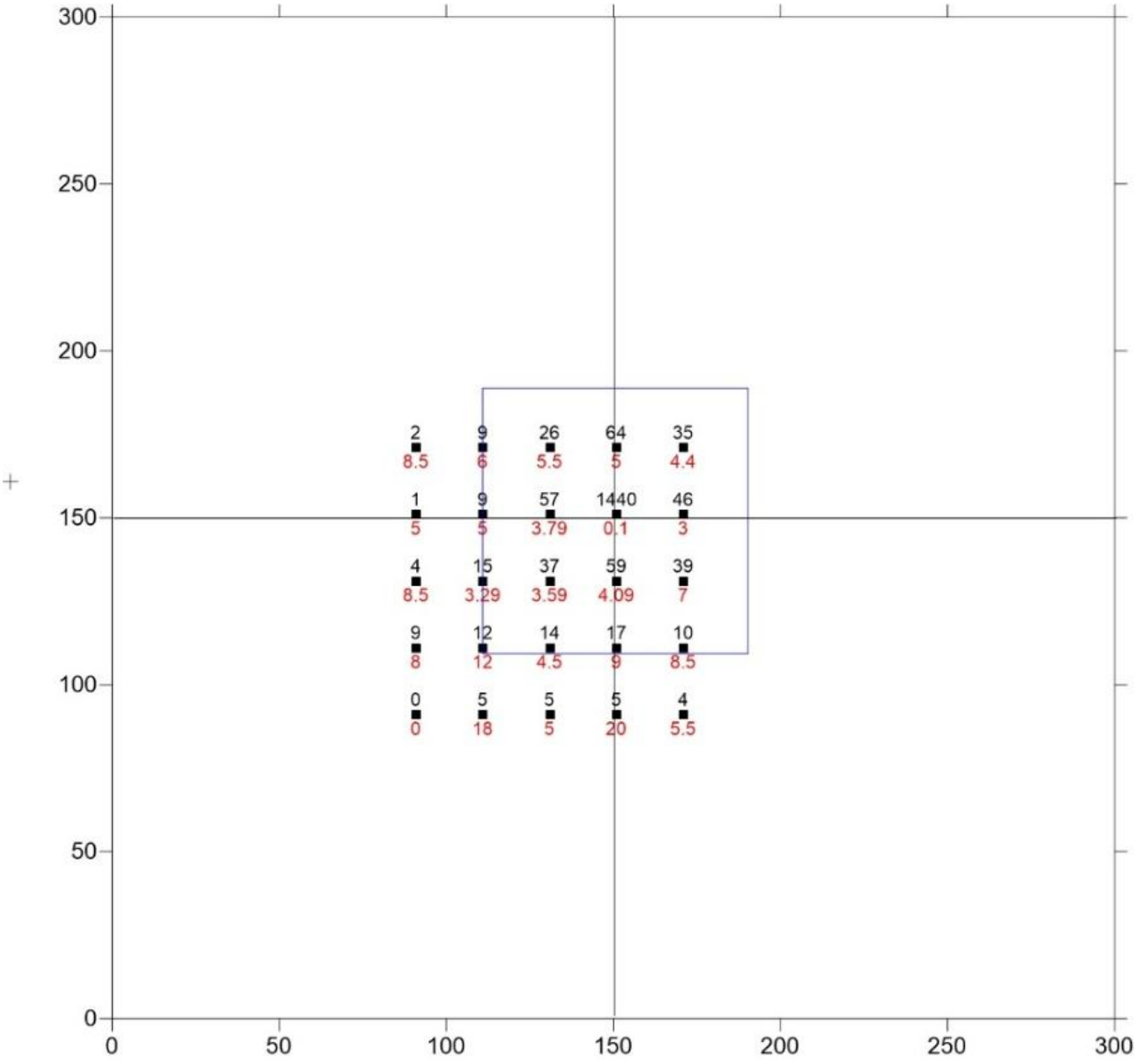


Рисунок 2.7 — Распределение зарегистрированных частиц и времени их прихода в сетке детекторов

Результаты анализа показали, что шаг сетки детекторов 15 м продемонстрировал наилучший суммарный результат в обоих случаях. Значения неопределённостей представлены в Таблице 2.1. Оценка начальной энергии

проводилась на основе интеграла от плотности распределения (ПР) частиц в круге радиуса 100 м для случая без учета детектора и от плотности энерговыделения для случая с учетом детектора.

Таблица 2.1— Неопределённости оценки направления δ_{dir} и положения δ_{loc} оси и первичной энергии δE_0,% *сетью из 5 х 5 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 и 10 ПэВ. Энергия оценивалась на основании интеграла от ПР частиц/энерговыделений в круге радиуса 100 м.*

Число конфигураций	E_0, ПэВ	Расстояние между детекторами,метр	Без учета детектора			С учетом детектора		
			δdir,°	δloc,м	δE_0,%	δdir,°	δloc,м	δE0,%
30x30	1	10	0.360	0.647	19.6	0.457	0.597	14.4
		5	**0.422**	**0.980**	**19**	**0.452**	**0.883**	**13.7**
		20	0.497	0.807	19.4	0.510	1.310	13.7
	10	10	0.115	0.379	12.8	0.157	0.224	12.7
		15	**0.143**	**0.505**	**12.4**	**0.157**	**0.307**	**12.3**
		20	0.173	0.677	12.6	0.179	0.403	12.1
40x40	1	10	0.422	0.828	19.6	0.522	0.697	14.3
		15	**0.447**	**1.150**	**19**	**0.511**	**0.981**	**13.7**
		20	0.524	1.533	19.4	0.522	1.330	13.8
	10	10	0.159	0.527	10.7	0.205	0.306	12.5
		15	**0.152**	**0.590**	**12.4**	**0.175**	**0.320**	**12.2**
		20	0.179	0.732	12.7	0.182	0.415	12.2

На Рисунках 2.8-2.11 представлены неопределённости оценки направления, положения оси и первичной энергии, выраженные в процентах, для сетки из 5 × 5 детекторов заряженных частиц. Данные получены для широких атмосферных ливней, индуцированных первичными протонами в диапазоне энергий 1–10 ПэВ при шаге сетки 15 м и области анализа 40 × 40 м².

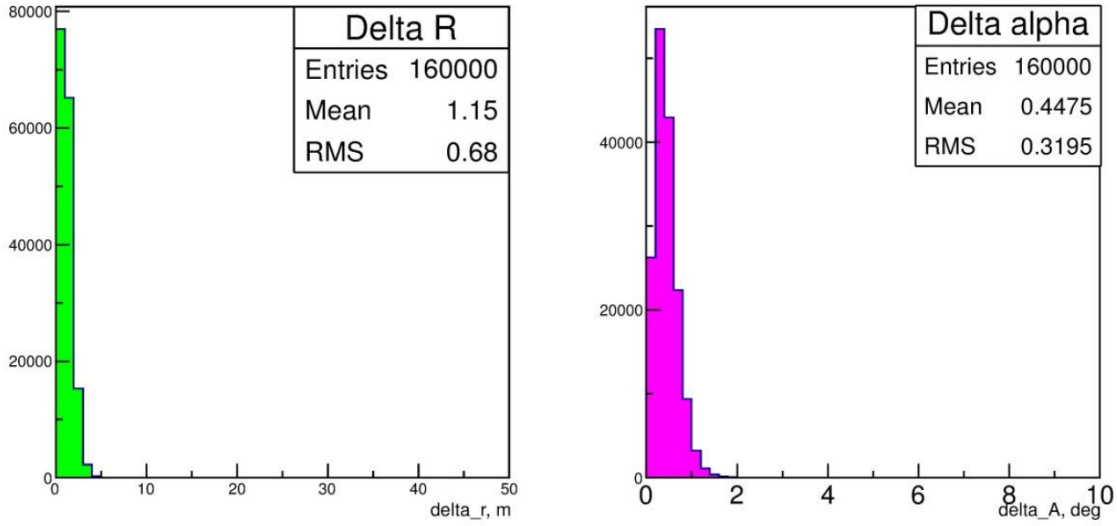


Рисунок 2.8 — Неопределённости оценки положения оси δ_{loc} и направления δ_{dir} сетью *из 5 х 5 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ при* при шаге сетки 15 м и области анализа 40 × 40 м².

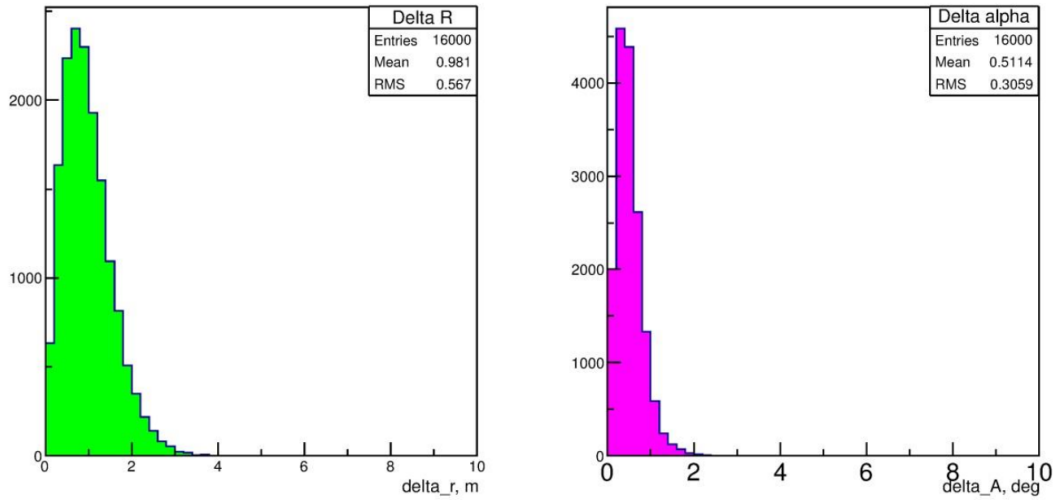


Рисунок 2.9 — Неопределённости оценки положения оси δ_{loc} и направления δ_{dir} сетью из 5 х 5 детекторов частиц для ШАЛ от протона 10 ПэВ при шаге сетки 15 м и области анализа 40 × 40 м².

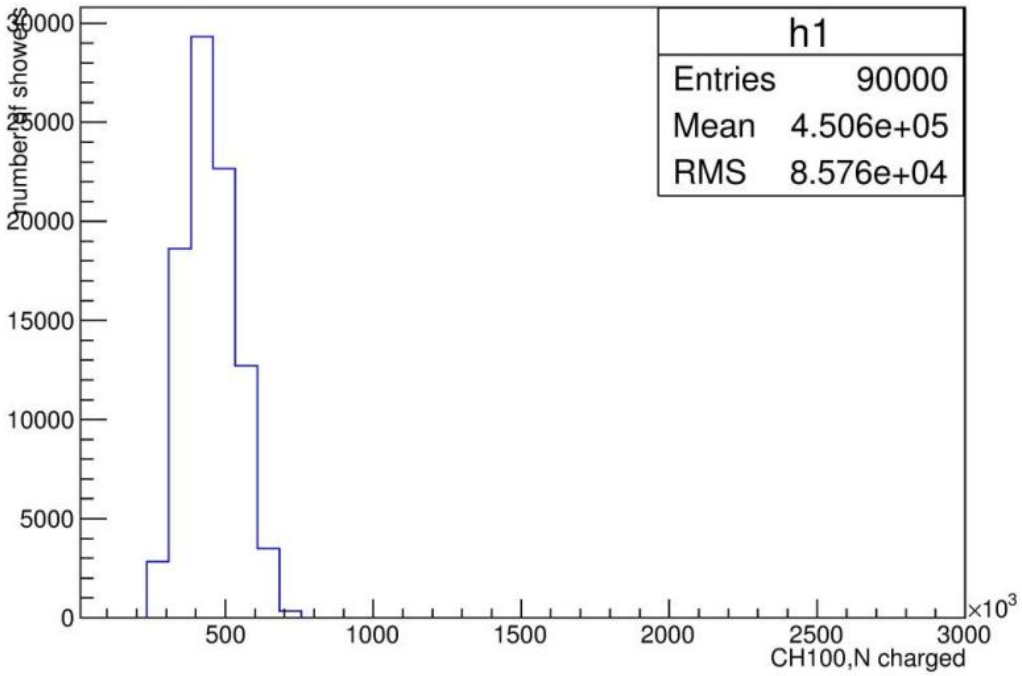
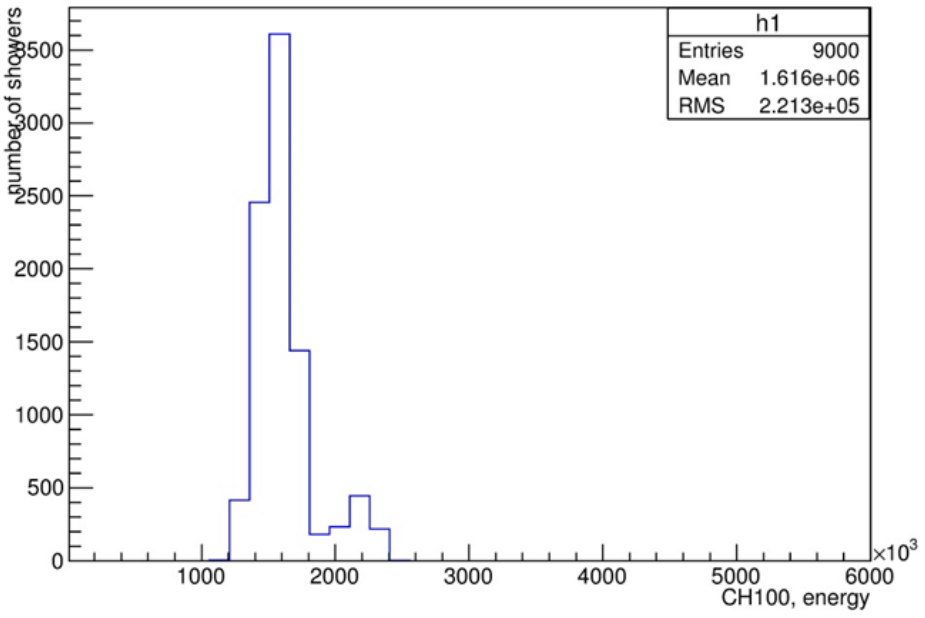


Рисунок 2.10 — Неопределённости оценки первичной энергии δE_0 сетью из 5 x 5 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ при шаге сетки 15 м и области анализа 40 × 40 м².



.

Рисунок 2.11 — Неопределённости оценки первичной энергии δE_0 сетью из 5 x 5 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ при шаге сетки 15 м и области анализа 40 × 40 м².

Очевидно, что сетка детекторов 5 × 5 с расстоянием между детекторами 15 м недостаточна для изучения космических лучей, так как в пределах 60 × 60 м² за год будет зарегистрировано крайне малое количество частиц высоких энергий. Ожидаемое число событий в год можно оценить по формуле:

$$N = J(\geq E) \times A \times \Omega \times T \qquad (2.15)$$

где:

N – ожидаемое число событий за год

$J(\geq E) -$ интегральный поток космических лучей выше порога энергии E, определяемый выражением:

$$J(\geq E) = \frac{J_0}{\gamma - 1} \times \left(\frac{E}{1\text{ПэВ}}\right)^{1-\gamma} \qquad (2.16)$$

где $J_0 = 1$ м$^{-2}$ср$^{-1}$год$^{-1}$

$A = 60 \times 60 = 3600$ м^2 — площадь покрытия детекторами,

$\Omega = 2\pi$ ср — телесный угол верхнего полупространства,

$T =$ время наблюдения за год.

Подставляя численные значения, можно оценить ожидаемое число зарегистрированных событий космических лучей различной энергии для детекторных установок различной площади. Для сетки 5 × 5 (60 м × 60 м, площадь 3600 м²) ожидаемое количество зарегистрированных частиц с энергией ≥1 ПэВ составляет приблизительно 22 608 событий в год. Однако с ростом энергии космических лучей их поток значительно снижается. Так, для частиц с энергией ≥10 ПэВ предсказываемая регистрация составляет 226 событий в год, а для энергии ≥100 ПэВ — всего 2 события в год. Очевидно, что такие статистически малые выборки не позволяют проводить детальные исследования характеристик космических лучей сверхвысоких энергий. Для увеличения статистической значимости измерений рассматривается расширенная

конфигурация установки в виде сетки 11 × 11 детекторов с шагом 15 м, что эквивалентно площади 150 м × 150 м (22 500 м²). При таких параметрах ожидаемое число зарегистрированных событий в год составляет 141 300 для ≥1 ПэВ, 1413 для ≥10 ПэВ и 14 для ≥100 ПэВ. Несмотря на увеличение числа регистрируемых событий, их количество в области 100 ПэВ остается недостаточным для масштабных исследований. Данный объем ожидаемых событий является недостаточным для проведения крупномасштабных исследований, однако обеспечивает возможность тестирования методов реконструкции параметров первичной частицы. При этом данная конфигурация может выступать в качестве структурного модуля для расширенного эксперимента, направленного на увеличение статистики и повышение точности анализа космических лучей сверхвысоких энергий.

Рассматривается структура сетки детекторов ШАЛ на точность восстановления его параметров, включая координаты, направление прихода и энергию первичной частицы. Исследуемая сетка состоит из 11×11 детекторов с шагом 15 м, что соответствует площади покрытия 150×150 м² (Рис.2.12).

Такая конфигурация обеспечивает достаточное пространственное разрешение для регистрации каскадных частиц ливня и позволяет анализировать распределение плотности зарегистрированных частиц в зависимости от положения оси ШАЛ. В процессе обработки данных центр сетки смещается относительно оси ливня в пределах квадрата 140 × 140 м² с шагом 1 м по обеим координатам, при этом ось ливня всегда остаётся внутри сетки. Таким образом, для одного события получается 19 600 различных конфигураций системы «сетка–ливень».

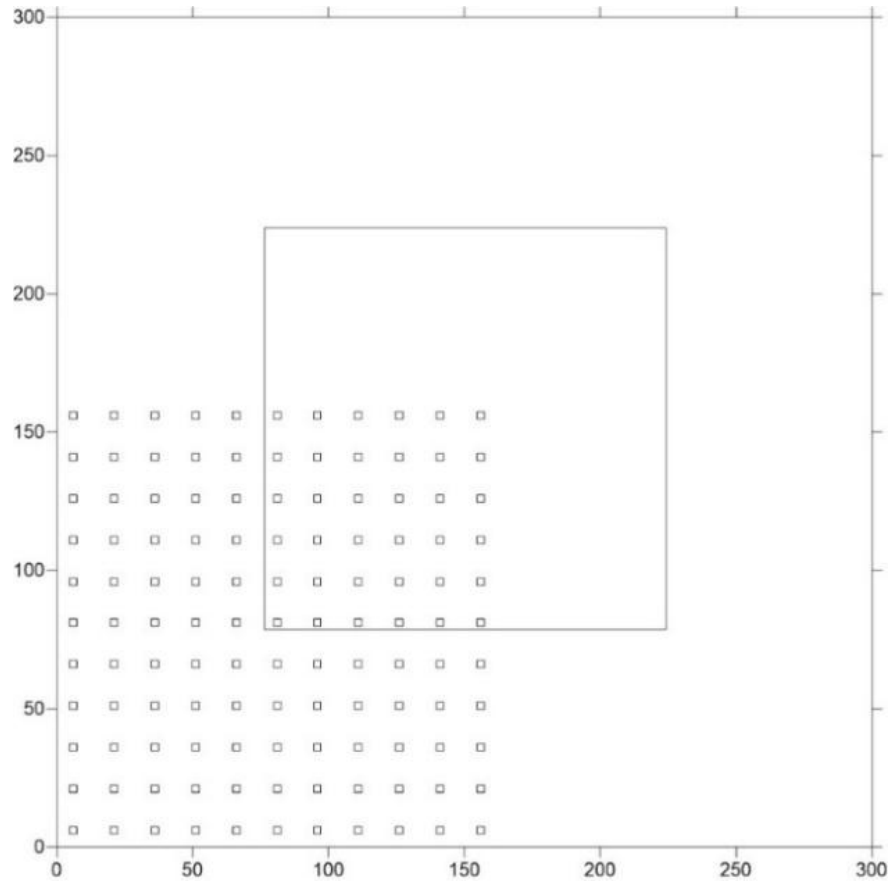
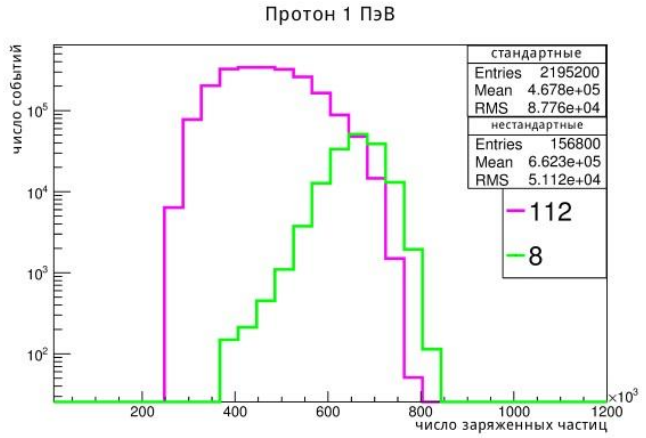


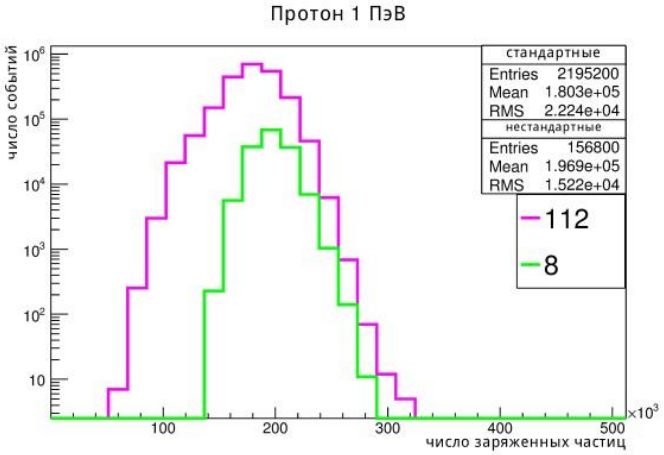
Рисунок 2.12—Схематическое расположение 11×11 детекторов (150×150 м²) и область смещения оси ливня (140×140 м²)

Использованы ШАЛ, инициированные протонами с начальными энергиями порядка 1 ПэВ и 10 ПэВ. Для каждого из избранных аналитических подходов сформировано по 60 событий, что обеспечивает статистически достоверные условия для последующего моделирования и верификации результатов. Количественный анализ начальной энергии первичной частицы (E_0) осуществлялся путём интегрального подсчёта вторичной компонентной плотности (или эквивалентной величины ионизационного эффекта) в пределах круга радиусом 100 м, сосредоточенного на оси ливня. Однако детальный анализ полученных данных продемонстрировал, что в сценарии «глубокого» развития ливня (когда ливень как целое развивается глубже в атмосфере, чем средний ливень) традиционная методика приводит к возрастанию систематической погрешности в оценке энергии E_0. В качестве альтернативного решения было предложено выполнять интегрирование в границах кольца, определяемого

внутренним радиусом 40 м и внешним радиусом 100 м, что позволило радикально понизить уровень указанных ошибок (см. рис. 2.13-2.14). Подобное усовершенствование объясняется преимущественно тем, что при глубоком развитии ливня в центральной зоне (радиусом порядка 40 м) значительно возрастает плотность вторичных частиц, а также интенсивность энерговыделения, что приводит к завышению оценок энергии при использовании исходной методики.



А)



Б)

Рисунок 2.13 — Оценка E_0 по интегралу от ПР 112 нормальных ливней и 8 глубоко развившихся ливней: А) интегрирование в круге радиуса 100 м Б) интегрирование в кольце с радиусами 40м/100 м.

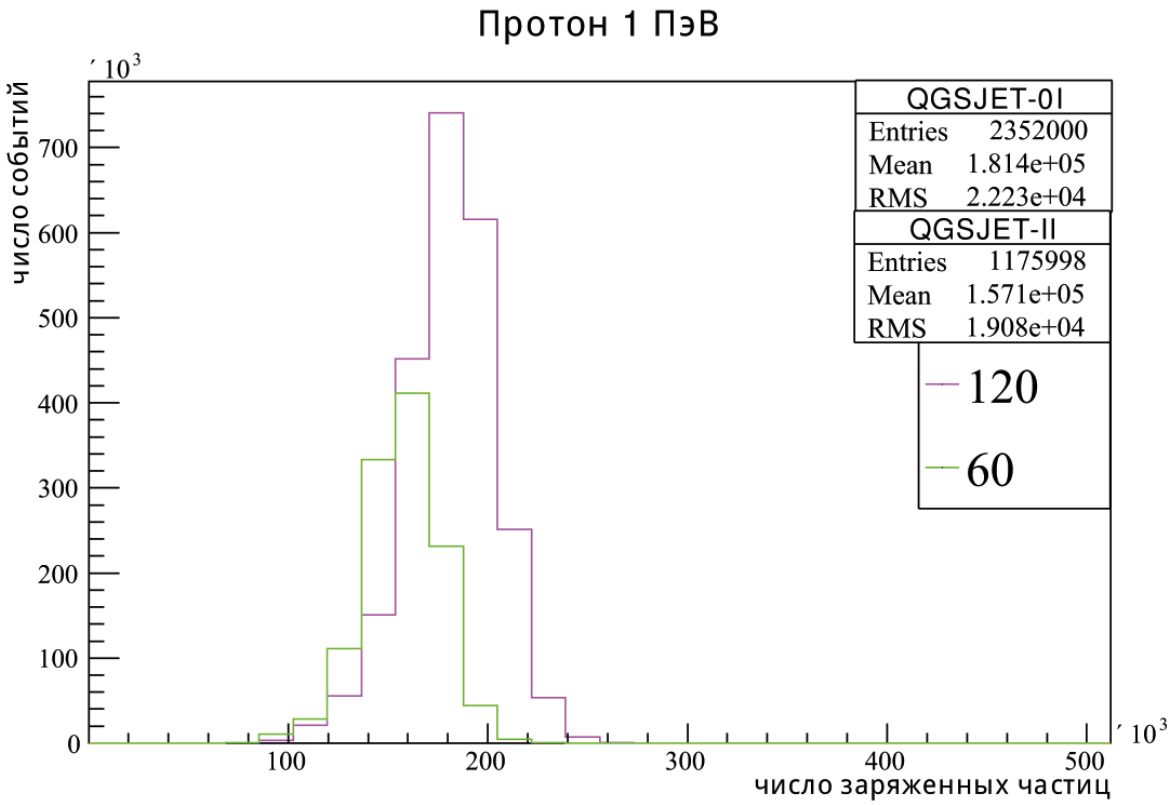
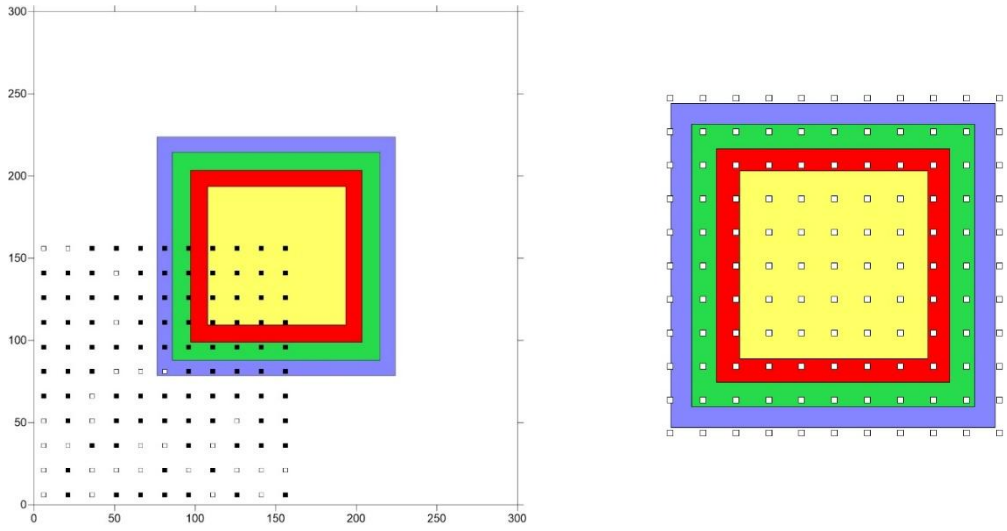


Рисунок 2.14—Распределения числа заряженных частиц для ШАЛ, индуцированного протоном с энергией 1 ПэВ, в моделях QGSJET-01 и QGSJET-II (*интегрирование в кольце с радиусами 40м/100 м).*

Для более детального исследования влияния положения оси ливня на процесс реконструкции его параметров сетка была условно разделена на четыре зоны:

- S1 — центральная область, где размещено максимальное количество детекторов;
- S2 — прилегающая к центральной области зона со сниженной плотностью зарегистрированных частиц;
- S3 — внешняя зона ближе к краям сетки, где заметно влияние флуктуаций числа зарегистрированных частиц;
- S4 — периферийная область с ярко выраженными граничными эффектами и пониженной вероятностью точной регистрации параметров ливня.

Рисунок 2.15 (б) иллюстрирует действительную экспериментальную конфигурацию «ковра» детекторов (в виде проекции сверху), демонстрируя потенциальные варианты положения оси ливня внутри сетки. На основании данной «реальной» схемы создаётся алгоритмическая модель (Рис. 2.15 (а)), где ось ливня поэтапно смещается шагом 1 м внутри каждой из зон S1, S2, S3 и S4, что наглядно демонстрирует диапазон возможных пространственных положений ливня относительно каждой из зон детекторной сетки. Количество возможных конфигураций для каждой зоны составило: S1 — 6000, S2 — 3600, S3 — 4400, S4 — 5200. Дополнительно был проведён анализ влияния порога регистрации частиц на точность восстановления параметров ШАЛ. Рассматривались два пороговых значения до 6 частиц.



А) Б)

Рисунок 2.15 — Схематическое разделение детекторной сети на четыре зоны (S1–S4) в области 300 м × 300 м: **(а)** условная модель «ковра» детекторов и зонами S1–S4, чёрные квадратики означают сработавшие детекторы, зарегистрировавшие не менее одной частицы (активные), тогда как белые точки остаются «неактивными». **(б)** фактическая конфигурация расположения детекторов (150 м × 150 м) с выделением тех же зон.

Исследование проводится для каждой из условно выделенных зон детекторной сети (S1, S2, S3, S4) с применением двух пороговых условий регистрации: порог ≥1 частица (при данном условии фиксируются все активные детекторы, то есть регистрируются даже отдельные срабатывания); порог ≥5 частицы (при этом критерии учитываются только те детекторы, где зарегистрировано не менее пятерых частиц, что позволяет исключить влияние флуктуаций и снизить уровень шума). На рисунке 2.16 показано распределение энергии заряженных частиц, зарегистрированных в детекторах при различных порогах регистрации по числу частиц: ≥3, ≥4, ≥5 и ≥6.

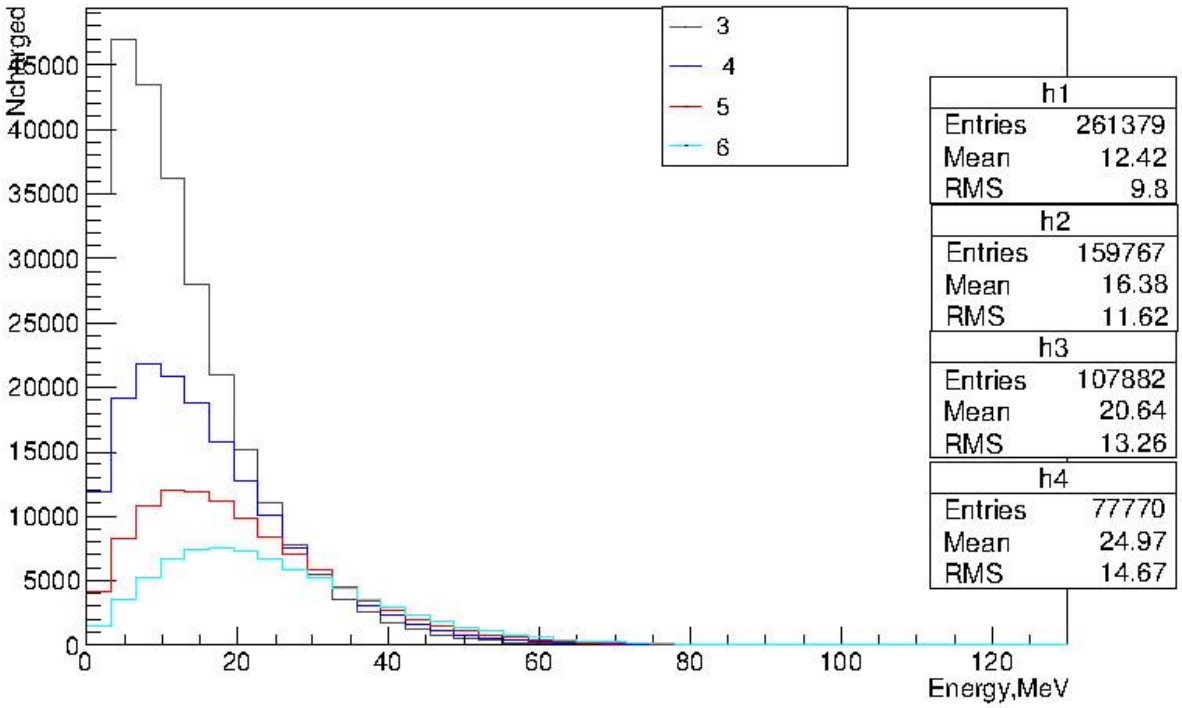
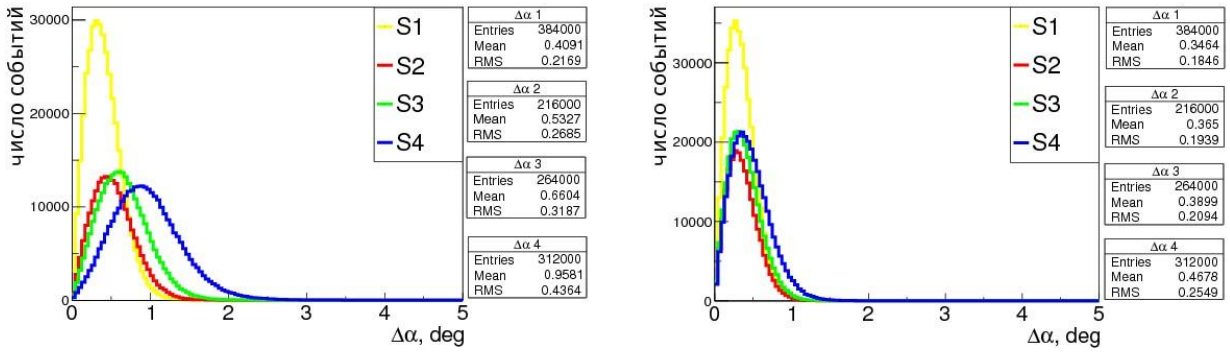


Рисунок 2.16—Распределения по энерговыделению заряженных частиц (Energy, MeV), зарегистрированных в детекторах при различных порогах по числу частиц: ≥3 (чёрная линия), ≥4 (синяя), ≥5 (красная), ≥6 (голубая).

Каждый порог соответствует минимальному числу частиц, зарегистрированных в отдельном детекторе, при котором событие учитывается в анализе. Средние значения энерговыделения (Mean) и среднеквадратичные

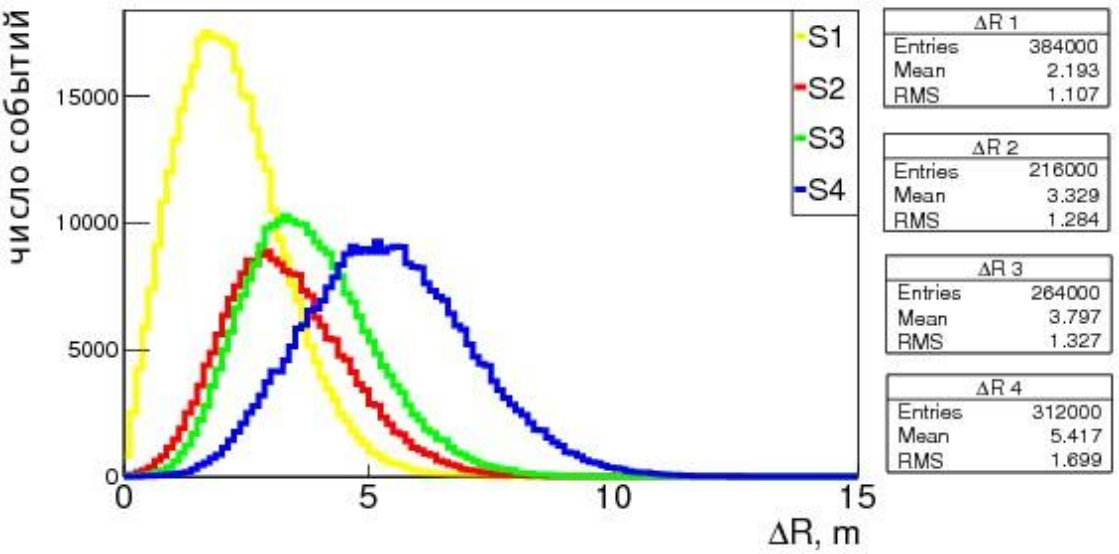
отклонения (RMS) представлены в таблице. С увеличением порогового значения наблюдается систематический сдвиг среднего энерговыделения в сторону более высоких значений. Как видно из представленных гистограмм, с ростом порогового значения наблюдается систематический сдвиг среднего энерговыделения в сторону более высоких значений: от 12.42 МэВ при пороге ≥3 частиц до 24.97 МэВ при пороге ≥6 частиц. Это отражает тот факт, что большие энерговыделения, как правило, обусловлены прохождением через детектор большего числа релятивистских частиц и позволяют более эффективно подавлять фоновые флуктуации.

На рисунках 2.17, 2.18 и 2.19 представлены результаты анализа неопределённостей ключевых параметров ШАЛ, индуцированных протоном с энергией 1 ПэВ, регистрируемых сетью из 11×11 детекторов.

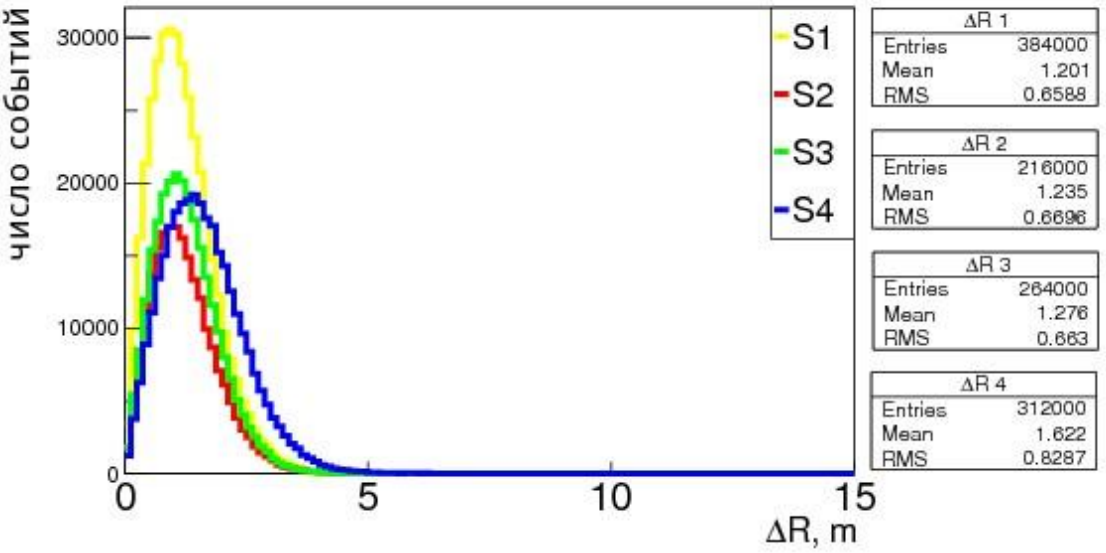


А) Б)

Рисунок 2.17—Неопределённости оценки направления δ_{dir} оси сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ: а) при пороге ≥1 частица б) при пороге ≥5 частица

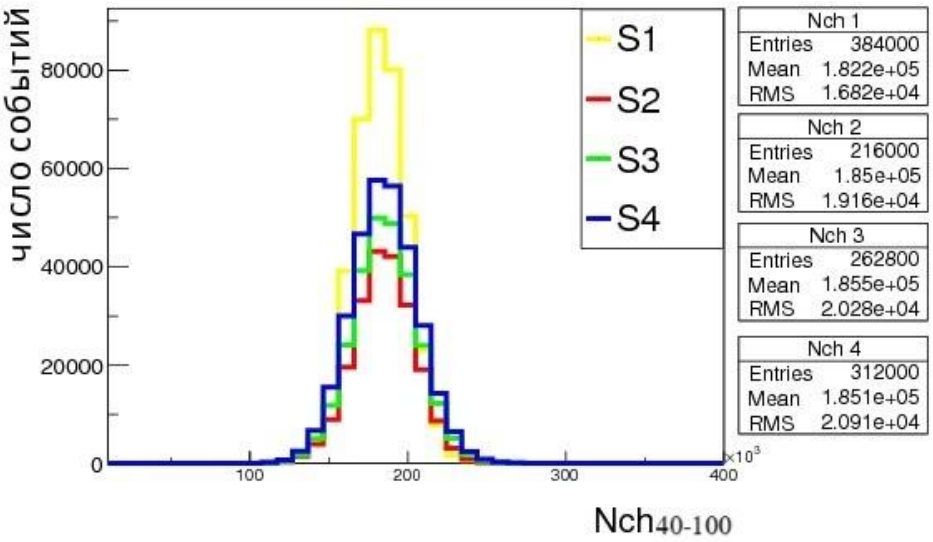


А)

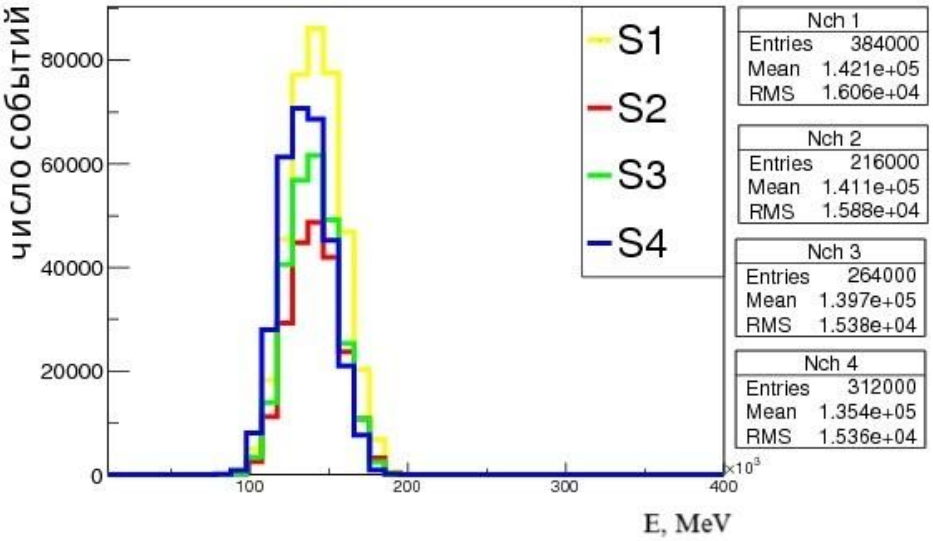


Б)

Рисунок 2.18—Неопределённости оценки положения δ_{loc} оси сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ: а) при пороге ≥1 частица б) при пороге ≥5 частица



А)

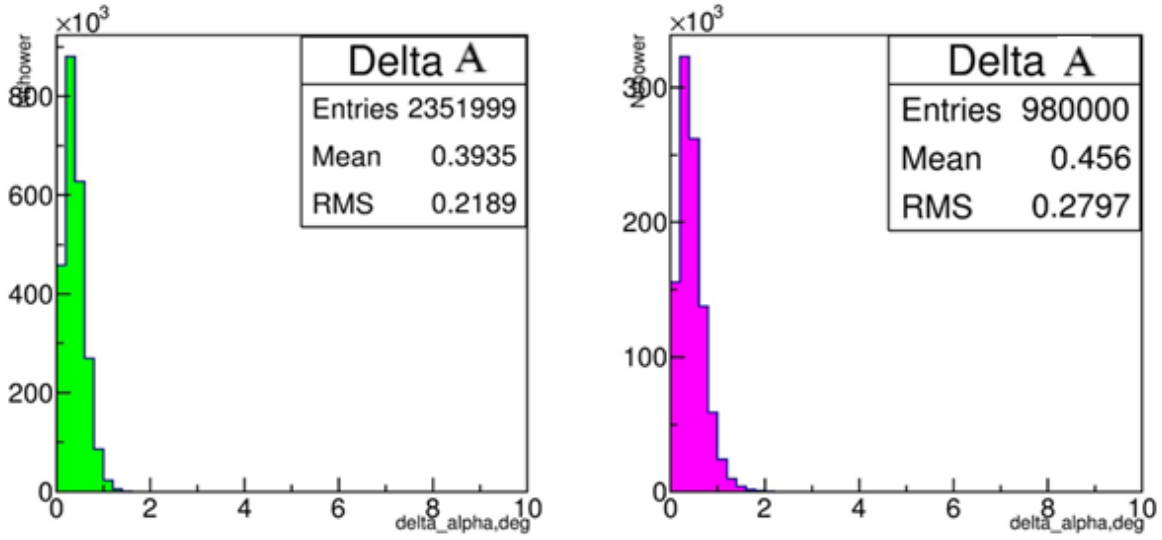


Б)

Рисунок 2.19— Распределения числа частиц и энерговыделений в детекторах для различных событий сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ при пороге ≥5 частица (20МэВ): а) без учета детектора б) с учетом детектора

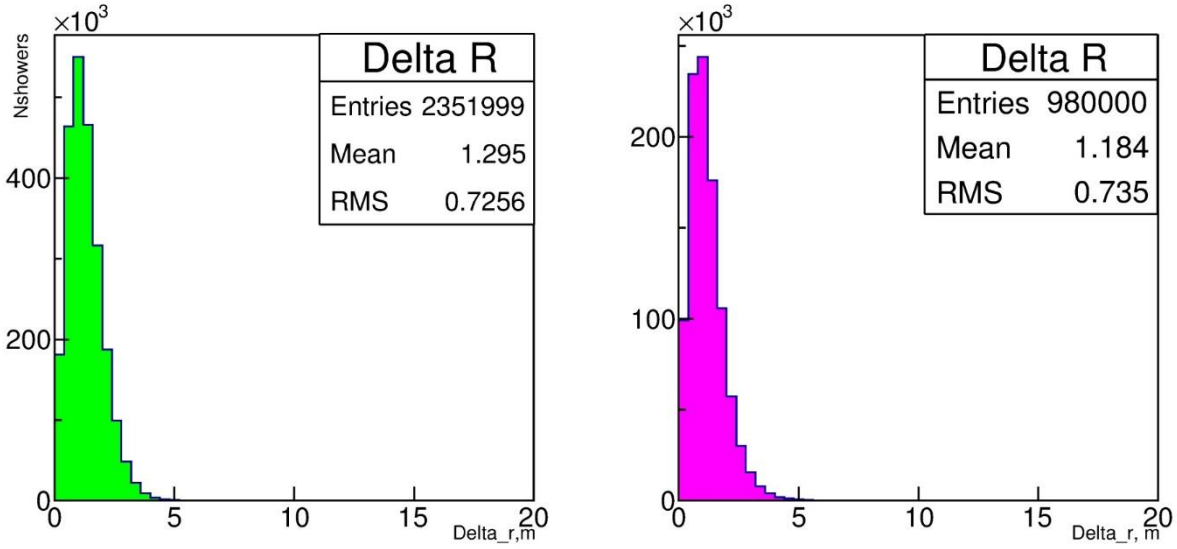
При низком пороге (≥1 частица) максимальное число зарегистрированных частиц наблюдается в центральной зоне (S1), тогда как в зонах S3 и S4 фиксируются значительные флуктуации. При повышении порога до ≥5 частицы различия между зонами уменьшаются, поскольку остаются только области с высокой плотностью зарегистрированных частиц.

На рисунках 2.20, 2.21 и 2.22 представлены результаты моделирования неопределённостей при восстановлении ключевых параметров ШАЛ, индуцированного первичной протонной частицей с энергией 1 ПэВ. Расчёты выполнены для конфигурации из 11×11 детекторов при условии срабатывания не менее пяти частиц в каждом детекторе и общего энерговыделения в нём не менее 20 МэВ. Заданные пороговые условия позволяют эффективно исключать флуктуационные и шумовые срабатывания, обеспечивая тем самым надёжную реконструкцию пространственно-временной структуры широкого атмосферного ливня.



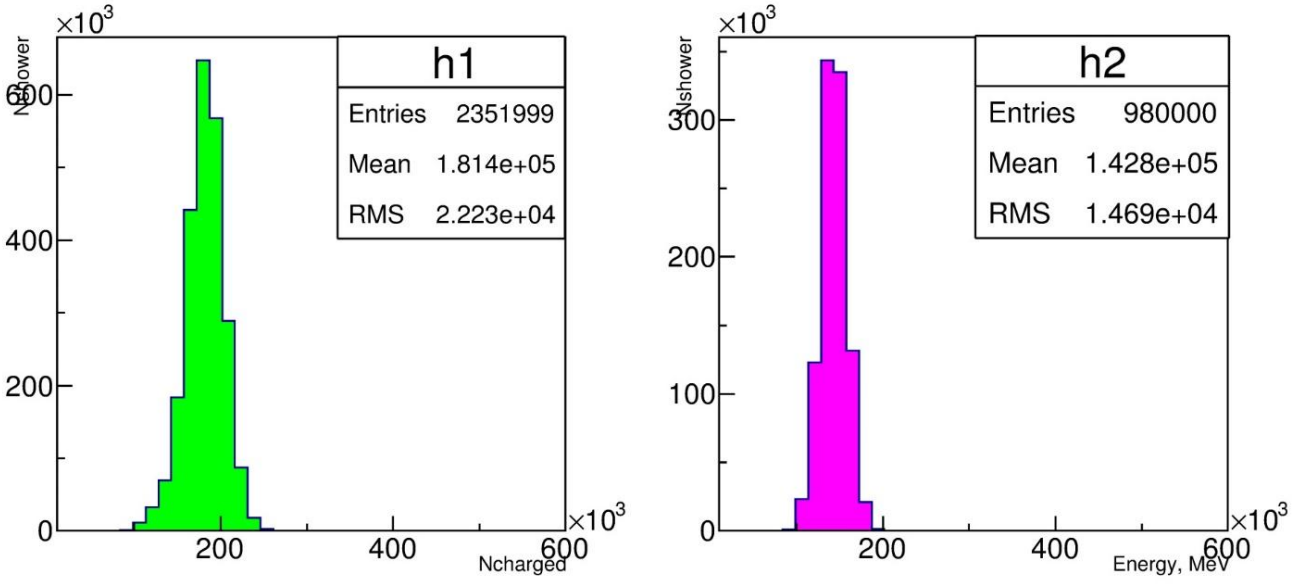
А) Б)

Рисунок 2.20—Неопределённости оценки положения δ_{loc} оси сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ: а) без учета детектора б) с учетом детектора



А) Б)

Рисунок 2.21—Неопределённости оценки направления δ_{dir} сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ: а) без учета детектора б) с учетом детектора



А) Б)

Рисунок 2.22—Неопределённости оценки первичной энергии δE_0 сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 ПэВ. Энергия оценивалась на

основании интеграла от ПР частиц/энерговыделений по кольцу 40м/100м.: а) без учета детектора б) с учетом детектора

Результаты анализа, представленные на рисунках 2.20–2.22, свидетельствуют о существенном влиянии детекторных эффектов на точность восстановления параметров ШАЛ. В частности, учёт характера энерговыделения заряженных частиц в материале детектора приводит к корректировке оценок угловых и энергетических характеристик события. Это обстоятельство требует обязательного включения моделирования взаимодействий частиц с детекторной средой на этапе анализа экспериментальных данных. Сводные значения неопределённостей оценки параметров приведены в Таблице 2.2.

Таблица 2.2.—Неопределённости оценки направления δ_{dir} и положения δ_{loc} оси и первичной энергии δE_0,% сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от протона 1 и 10 ПэВ. Энергия оценивалась на основании интеграла от ПР частиц/энерговыделений по кольцу 40м/100м. Систематические погрешности для оценки направления δ_{dir}, положения оси δ_{loc} и первичной энергии δE_0 -13%

E_0,ПэВ	Без учета детектора			С учетом детектора		
	δdir,°	δloc,м	δE_0,%	δdir,°	δloc,м	δE0,%
1	0.39	1.3	12	0.46	1.2	10
10	0.15	0.6	12	0.18	0.3	12

Оценка энергии первичной частицы E_0 проводилась на основе интегрального числа зарегистрированных частиц (или суммарного энерговыделения) в кольцевой зоне с радиусами от 40 до 100 м. Выбор данного диапазона обоснован необходимостью исключения приосевой области ($R < 40$ м), где плотность частиц достигает экстремальных значений и существенно возрастает уровень флуктуаций, как вследствие особенностей каскадного развития, так и за счёт высокой чувствительности к начальному взаимодействию.

2.5 Определение энергии первичной космической частицы по данным высокогорной установки

В настоящем разделе представлена авторская методика определения энергии ПКЧ, основанная на параметрах, измеряемых в зонах 40–100 м от оси ливня, с учётом поправки по степени развития каскада. Методика апробирована с помощью моделирования с использованием программы CORSIKA и подтверждена на статистической выборке событий, соответствующих спектру энергии в диапазоне 0.1–1.0 ЭэВ.

Развитие ШАЛ на высокогорной установке существенно зависит от глубины первой взаимодействия и начальной массы первичной частицы. Для учёта вариаций стадии развития ливня в методику введён эмпирический параметр крутизны распределения частиц — коэффициент K, определяемый как:

$$K = N_{70} / (N_{150} - N_{70}) \qquad (2.17)$$

где, N_{70} и N_{150} — число заряженных частиц в интервалах 0–70 м и 70–150 м соответственно.

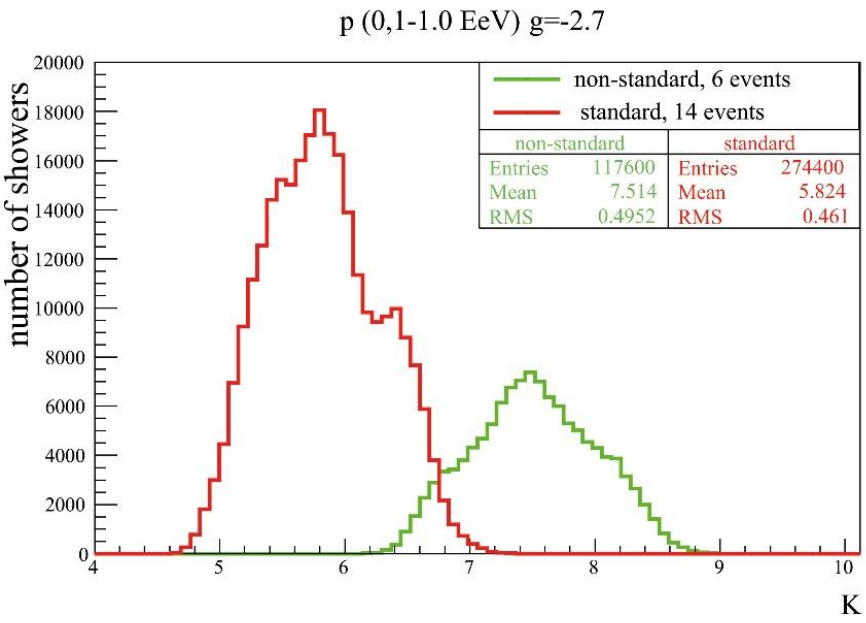


Рисунок 2.23— Параметр крутизны распределения частиц

Чем выше значение К, тем ближе ливень к своему максимуму развития, что указывает на большую глубину взаимодействия первичной частицы с атмосферой (Рис.2.23).

Поправка к интегралу Nch в кольце 40 м-100 м вводится умножением его на коэффициент Со. Начиная с некоторого порогового значения крутизны Кр:

$C_0 = 1$, если $К \leqslant 1$

$C_0 = 1 + а*(К-Кр)$, если $К > 1$

где, а=0.42 и Кр = 7.2

– Первичная энергия частицы оценивается по формуле

$$\log_{10}(E_0 \,/\, 10GeV) = 0.957 * \log_{10}\left(C_0 * Nch_{(40м-100м)}\right) \qquad (2.18)$$

Предложенная конфигурация сети детекторов заряженных частиц демонстрирует способность определять положение оси ливней в диапазоне энергий от 1 ПэВ до 1 ЭэВ с точностью около 1 м, направление прихода с точностью порядка 0,5°, а первичную энергию — с погрешностью менее 15% (Рис.2.24–2.25).

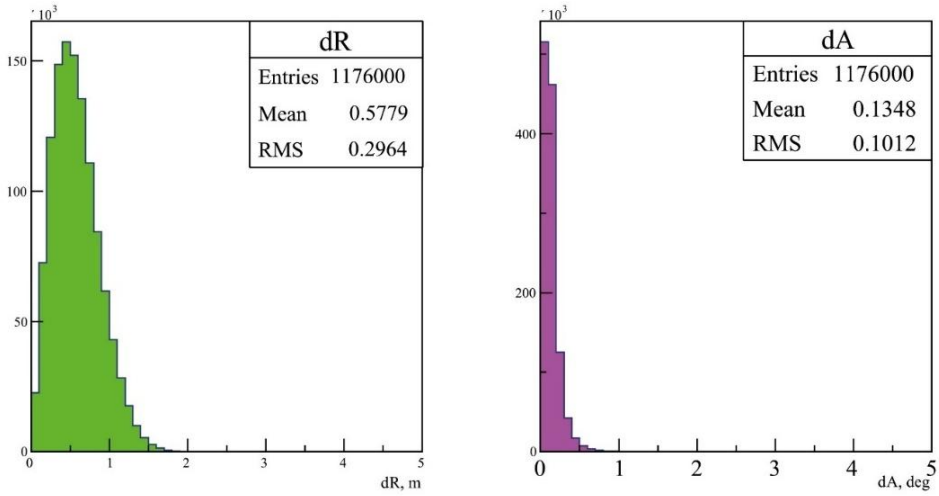


Рисунок 2.24—Неопределённости оценки направления δdir и положения δloc оси сетью из 11 х 11 детекторов частиц для ШАЛ от p-N-Fe по спектру ($y = -2.7$) энергии в диапазоне 0.1–1.0 ЭэВ

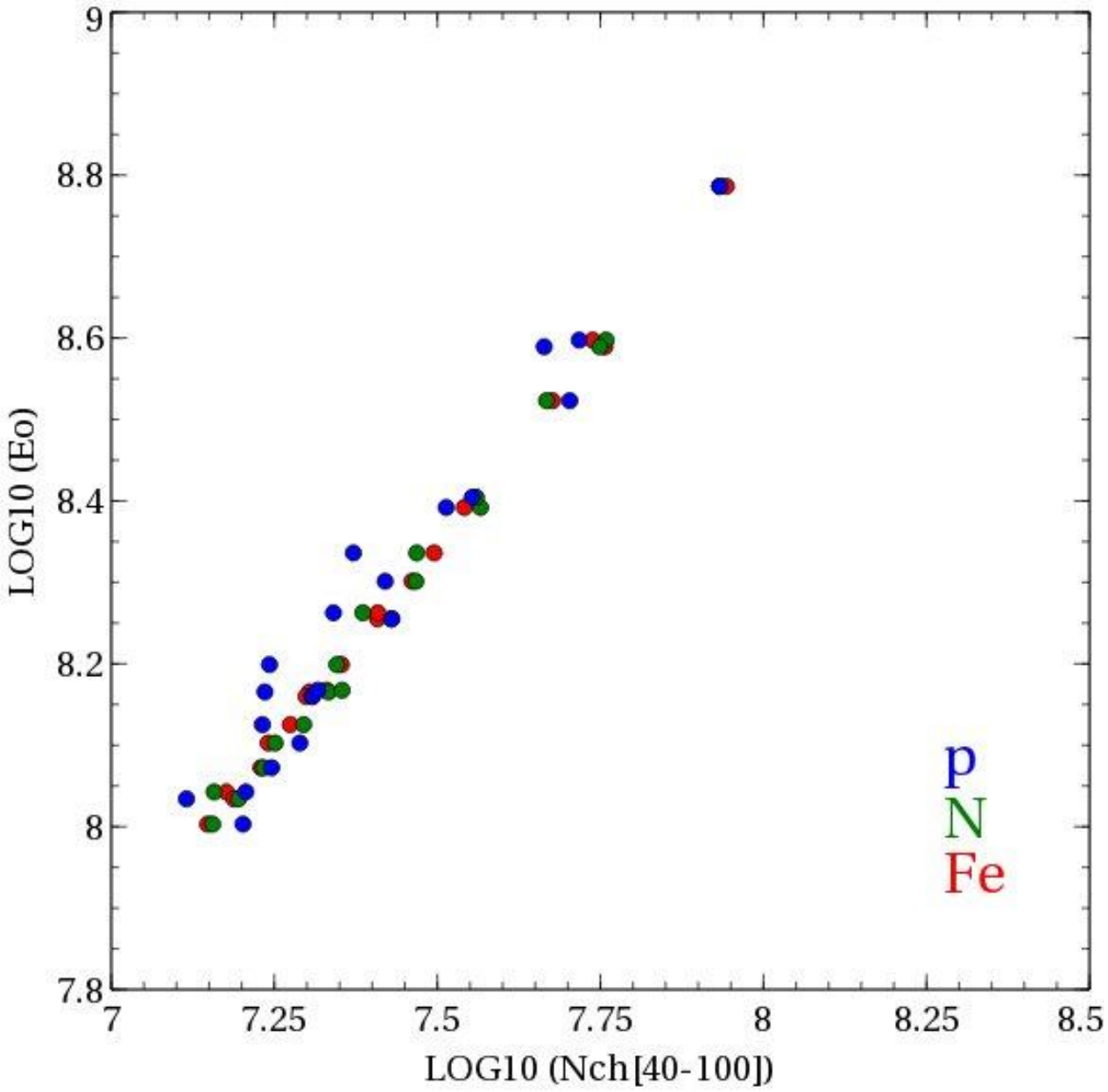


Рисунок 2.25— Зависимость логарифма первичной энергии частицы $\log_{10} E_0$ от логарифма числа зарегистрированных детекторов $\log_{10} Nch_{[40-100]}$ для частиц в энергетическом диапазоне от 100 ПэВ до 1 ЭэВ на ядро.

График демонстрирует линейную зависимость между логарифмом энергии $\log_{10} E_0$ и логарифмом числа зарегистрированных детекторов $\log_{10} Nch_{[40-100]}$. Различие в наклоне и положении точек для различных типов частиц отражает особенности их взаимодействия с атмосферой и развитие ливней.

Систематическая ошибка оценок, выявленная при анализе данных, полученных с использованием различных моделей взаимодействия, составляет не более 13%. Полученные результаты приведены в Таблице 2.3.

Таблица 2.3—Неопределённости оценки первичной энергии δE_0, % при реконструкции с использованием сети из 11×11 детекторов частиц для ШАЛ, индуцированных протонами, с энергиями, разыгранными по непрерывному спектру с показателем –2.7 в диапазоне 1 ПэВ – 1 ЭэВ.

Энергия первичной частицы	Ошибка оценки энергии первичной частицы, δE_0,%
1 ПэВ	14
10 ПэВ	13
100 ПэВ	15
0.1-1ЭэВ γ=-2.7	15

Результаты моделирования подтверждают возможность использования зависимости $\log_{10} E_0$ от $\log_{10} Nch_{[40-100]}$ для оценки первичной энергии космических частиц, с учётом их массы и состава.

Применение адаптированных моделей поперечного распределения и временного фронта частиц позволило минимизировать влияние флуктуаций плотности частиц, особенно в периферийных зонах сети детекторов. Это повысило надежность оценок параметров, несмотря на большие флуктуации, характерные для протонных ливней.

Выводы по главе 2

1. На основе анализа структуры ШАЛ и численного моделирования его развития в атмосфере Земли сформулирована физико-математическая основа для восстановления параметров ПКЧ по данным высокогорной установки.

2. В результате расчётов с использованием пакета CORSIKA для высота установки — 4250 м над уровнем моря определены оптимальные характеристики модели наблюдения:

   - регулярная сетка из 11×11 счётчиков с шагом 15 м;
   - порог регистрации — не менее 5 частиц на детектор.

3. Разработана методика восстановления положения оси и направления прихода ливня на основе пространственного распределения плотностей заряженных частиц и временных характеристик фронта. Используемая аппроксимация включает: пространственное распределение в форме обобщённой НКГ-функции; параболическую модель запаздывания фронта; многопараметрическую подгонку с использованием метода наименьших квадратов.

4. Предложен энергетический индикатор — число частиц в кольцевом диапазоне 40–100 м от оси ливня, обозначаемое $Nch_{(40м-100м)}$, как наиболее устойчивая величина, слабо подверженная флуктуациям и чувствительная к E_0.

5. Для учёта стадии развития ливня введён параметр крутизны K, характеризующий долю частиц в центральной зоне. При превышении порога K>7.2 вводится поправочный коэффициент C0=1+0.42(K−7.2), что компенсирует эффект проскока и восстанавливает энергетическую согласованность.

6. Энергия первичной частицы рассчитывается по уточнённой формуле: $\log_{10}(E_0 \,/\, 10GeV) = 0.957 * \log_{10}\left(C_0 * Nch_{(40м-100м)}\right)$, где коэффициент 0.957 получен калибровкой по моделям протонных ливней при 1 ПэВ.

7. Проведён анализ точности метода на модельных выборках, погрешность восстановления энергии составила от 11 % до 15 % в диапазоне 1–1000 ПэВ.

8. Метод продемонстрировал устойчивость к выбору модели взаимодействия (QGSJET 01, II-04), структуре установки и положению оси ливня. Погрешности не выходят за рамки допустимого для высокоточного анализа в экспериментальной физике космических лучей.

9. Сформирована завершённая методика восстановления энергии ПКЧ, пригодная для реализации в условиях высокогорного эксперимента. Она обладает высокой точностью, не требует многоуровневой информации и может быть использована в реальных измерениях — как часть комплекса анализа событий ШАЛ.

Полученные результаты создают основу для перехода к следующему этапу исследования — определению массы первичной частицы. Это требует привлечения дополнительных характеристик ливня, в частности — анализ углового распределения мюонов, что и рассматривается в главе 3.

ГЛАВА 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ ПЕРВИЧНОЙ ЧАСТИЦЫ ПО УГЛОВОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ МЮОНОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГОРНЫХ УСТАНОВОК

3.1 Формулировка задачи и методологический подход к её решению

Определение массы ПКЧ (массового числа A) представляет собой одну из наиболее сложных задач в исследовании характеристик ПКЛ. В отличие от параметров, таких как энергия E_0 и направление прихода, оценка массового числа требует применения более сложных методов анализа и привлечения значительного объёма экспериментальных данных для достижения статистически значимой точности.

Информационные признаки, связанные с A, проявляются на уровне наблюдения главным образом через черенковское излучение и пространственно-энергетическое распределение мюонов, образующихся в каскаде ШАЛ. Однако эти сигналы подвержены значительным каскадным флуктуациям, приводящим к существенным разбросам, которые затрудняют выделение характеристик, непосредственно коррелирующих с массовым числом. Следовательно, для получения достоверной информации о A необходимо использовать методы многофакторного анализа и располагать установками с повышенной чувствительностью к соответствующим компонентам ливня.

Первый методологический принцип при решении данной задачи заключается в том, что архитектура детекторной системы, её пространственная конфигурация и алгоритмы обработки данных должны быть оптимизированы с акцентом на решение наиболее информационно сложной проблемы – точной оценки массы первичной частицы. Это предполагает использование не только стандартных детекторов вторичных частиц (например, сети сцинтилляционных счётчиков для регистрации электронно-фотонной компоненты), но и специализированных мюонных трекеров, а также высокоточных оптических систем для регистрации черенковского излучения. Комплексная детекторная

система должна обеспечивать одновременное измерение нескольких параметров ливня, наиболее чувствительных к массовому числу, чтобы свести к минимуму неопределённости, вызванные флуктуациями отдельных компонент.

Второй важный аспект заключается в выборе базовой информативной компоненты при многокомпонентном измерении. В рассматриваемом диапазоне энергий (10^{15} – 10^{17} эВ) наибольшей информативностью обладает черенковское излучение, поскольку оно чувствительно к параметрам, определяющим развитие каскада (глубине максимума X_{max}, энерговыделению и т.д.). Однако эксплуатационные ограничения оптических детекторов (необходимость ночных безлунных наблюдений, погодные условия и пр.) существенно снижают доступную статистику событий при использовании только черенковского метода. Поэтому возникает необходимость интеграции данных от наземных детекторов заряженных частиц для обеспечения достаточной статистической выборки событий. При таком подходе оптическая подсистема может использоваться как эталонная для калибровки алгоритмов и уменьшения систематических ошибок, тогда как основная регистрация большого числа ливней осуществляется с помощью наземных детекторов. Данный комплексный подход позволяет повысить надёжность результатов в широком диапазоне первичных энергий за счёт калибровки по высокоинформативным оптическим данным при низких энергиях и применения скорректированных алгоритмов на более высоких энергиях.

Таким образом, задача определения A требует интеграции многокомпонентной информации, использования детекторов различной природы, а также применения сложных статистических и физико-моделирующих алгоритмов. Такой подход позволяет получать высокоточные оценки A даже в условиях значительных каскадных флуктуаций и ограниченного объёма данных. В классических экспериментах по изучению массового состава ПКЛ методом ШАЛ оценка массы первичной частицы, как правило, производится через анализ абсолютных характеристик каскада на уровне

наблюдения: полного числа электронов N_e, полного числа заряженных частиц N_{ch}, а также полного (или частичного, выше некоторого порога энергии и/или в заданном диапазоне расстояний от оси) числа мюонов N_μ. Анализ базируется на известном факте: при заданном количестве электронов (или заряженных частиц) N_e (или N_{ch}) среднее число мюонов N_μ оказывается тем больше, чем тяжелее ядро первичной частицы ливня. Иными словами, тяжелое ядро при той же развитости электромагнитной компоненты порождает более обильную мюонную компоненту, чем лёгкое.

Для количественной оценки A необходимо располагать расчётными зависимостями $N_e(E_0, A)$и $N_\mu(E_0, A)$, полученными на основе статистического моделирования развития ШАЛ. Эти зависимости, усреднённые по флуктуациям, используются как калибровочные кривые: по измеренному значению N_e(или N_{ch}) оценивается энергия E_0, а по отклонению N_μ от среднего значения, ожидаемого для данной E_0, судят о массовом числе A первичной частицы. Существует несколько вариантов реализации такого подхода. В простейшем случае строятся корреляционные графики N_μ–N_e (или N_μ–N_{ch}) и по положению события на таком графике относительно моделированных кластеров от разных ядерных компонент делаются выводы о массе [136]. Другой вариант – анализ распределения отношения N_μ/N_e (или N_μ/N_{ch}) [82], которое служит индикатором барионности ливня. Рассматриваются также более сложные комбинации наблюдаемых, а именно совместное использование нескольких абсолютных чисел частиц для одновременной оценки E_0 и A [83]. Помимо прямых методов, применяются статистические алгоритмы обработки двумерных гистограмм N_μ–N_e, включая анфолдинг (развёртку по массе) [84] и байесовские классификаторы [85]. Последние позволяют на основе апостериорной вероятности относить событие к тому или иному классу массового состава при заданных *a priori* распределениях.

Однако на практике реализация указанных подходов сталкивается с рядом затруднений. Экспериментально величины N_e и N_μ оцениваются по интегралам от измеренных поперечных распределений электронов и мюонов, что требует достаточно развитой и плотной сети детекторов. Даже при наличии больших установок детекторов конечный шаг сетки и случайные флуктуации в каждом счётчике приводят к погрешностям в реконструкции N_e и N_μ. Эти неопределённости, вносящиеся на этапе реконструкции каскадных параметров, впоследствии переносятся на оценки E_0 и A. В результате суммарные ошибки оказываются велики, а разрешающая способность по массе существенно ограничена. Чаще всего анализ массового состава ПКИ по абсолютным характеристикам ШАЛ позволяет разделить весь поток лишь на две большие группы ядер – «легкие» и «тяжелые». Например, в ряде экспериментов, работающих в области энергий порядка $10^{17}-10^{18}$ эВ, итоговые спектры по массе представлены как сумма вклада протонов (и лёгких ядер) и вклада тяжёлых ядер, без детальной дифференциации промежуточных элементов [110].

Дальше других в анализе распределения по массам продвинулась коллаборация KASCADE (установка с плотной сетью счётчиков на уровне моря), позднее расширенная до KASCADE-Grande. Будучи изначально нацеленным на исследование массового состава ПКИ, эксперимент KASCADE попытался выделить более дробные составляющие спектра: сначала выделить три группы масс [43], а затем и до пяти групп первичных ядер [69] [88] [87]. Однако точность такого разделения оказалась недостаточной. Вероятности ошибочной классификации в случае трёх групп, а особенно пяти групп, возросли до неприемлемых величин. По сути, опыт KASCADE ясно показал, что деление общего спектра первичных частиц более чем на две компоненты (лёгкие и тяжёлые ядра) превышает возможности используемого комплекса методов (детекторной системы и алгоритмов обработки) при наземных измерениях. Впоследствии, при анализе данных более крупной, но менее плотной установки KASCADE-Grande, коллаборация вернулась к рассмотрению лишь двух групп

(легкие vs тяжёлые ядра), что оказалось адекватно точности измерений [90]. Кроме того, при подходе, основанном на абсолютных числах частиц, существенным препятствием является зависимость используемых расчётных соотношений $N_e(E_0, A)$ и $N_\mu(E_0, A)$ от модели адронного взаимодействия, выбранной при симуляции. Так, было показано, что различные современные модели (QGSJet01, QGSJetII, EPOS, SIBYLL и др.) дают заметно отличающиеся предсказания по соотношению электронной и мюонной компонент для ультравысоких энергий, что приводит к большим неопределённостям в определении среднего массового числа даже при разбиении на две группы ядер.

Таким образом, наличие существенной модельной неопределённости ставит под вопрос достоверность выводов о массовом составе, полученных методами, основанными только на абсолютных характеристиках ливней.

Анализ этих проблем показывает, что дальнейший прогресс в определении A методом ШАЛ возможен при использовании нового подхода, менее чувствительного к систематическим неопределённостям моделей взаимодействия и позволяющего увеличить разрешающую способность по массе. В доступной литературе практически отсутствуют работы, в которых бы задача поиска критерия разделения событий по первичным массам ставилась с явной целью минимизировать зависимость результата от модели адронных взаимодействий. По нашему мнению, критерий, надежно функционирующий только в рамках одной конкретной модели взаимодействия, не может считаться полноценным и не позволяет делать достоверные физические выводы о природе космических лучей. Необходим метод, обеспечивающий универсальный признак, одинаково разделяющий события независимо от деталей адронных взаимодействий в каскаде.

Перспективным направлением, способным удовлетворить этим требованиям, является анализ формы распределений той или иной компоненты ливня, а не абсолютных величин. Ранее нами был успешно реализован подход к

разделению первичных частиц по массе, основанный на анализе углового распределения черенковского света ШАЛ [162], [163], [164], [165]. В этом методе с помощью черенковского телескопа, установленного на расстоянии порядка 30–50 м от оси ливня, регистрируется угловое (по сути, углово-временное) распределение интенсивности черенковского излучения в широком поле зрения. Параметры формы полученного черенковского образа несут информацию о длине и развитии каскада в атмосфере. Было показано, что по таким параметрам удаётся разделять первичные частицы на как минимум три группы (лёгкие, средние и тяжёлые ядра) в интервале энергий 10^{15}– 10^{17} эВ. Однако на энергиях значительно выше 10^{17} эВ применение чисто черенковского метода затруднено ввиду малого рабочего цикла ночных наблюдений и возрастающего уровня ночного фона, что ограничивает сбор статистики событий.

Учитывая вышеизложенное, в настоящей работе поставлена задача разработки нового критерия определения массы первичной частицы на основе углового распределения мюонов в широком атмосферном ливне. Мюонная компонента, как и черенковское излучение, несёт информацию о развитии каскада на различных его стадиях и способна донести эту информацию до уровня наблюдения, поскольку высокоэнергичные мюоны (сотни ГэВ) практически не поглощаются в оставшейся атмосфере. Мюоны в широком атмосферном ливне формируются преимущественно на ранних стадиях развития каскада — на высотах, соответствующих первым взаимодействиям первичной частицы, — в результате распадов заряженных π- и K-мезонов. Напротив, основная доля черенковского излучения обусловлена электронно-фотонной компонентой, достигающей максимума в более глубоких слоях атмосферы, ближе к уровню наблюдения. Таким образом, угловое распределение мюонов отражает структуру каскада, сформированную на ранних этапах, и несёт дополняющую информацию по сравнению с черенковским излучением. Следует отметить, что одновременное использование углового распределения мюонов и черенковской компоненты затруднено, поскольку эти сигналы доминируют в разных (хотя и

частично перекрывающихся) диапазонах первичной энергии и характеризуются различными условиями регистрации. Ключевое преимущество подхода, основанного на форме углового распределения (а не на абсолютных величинах N_μ), заключается в потенциально меньшей зависимости от модели адронных взаимодействий, так как параметрами формы определяются относительные характеристики каскада. При правильном выборе таких параметров можно ожидать, что различия между моделями (например, различные прогнозы по общему числу мюонов) будут в значительной мере компенсироваться, и критерий будет работать схожим образом для разных сценариев.

Следуя опыту, полученному при разработке «черенковского» критерия [162] [164], в основу нового «мюонного» критерия были положены три методических соображения:

– Необходимо задействовать такую компоненту ШАЛ, которая генерируется каскадом последовательно на разных этапах его развития и таким образом несёт информацию о продольном (глубинном) профиле каскада. В идеале регистрируемый сигнал должен представлять собой своего рода «проекцию» каскадной кривой. Черенковское излучение удовлетворяет этому требованию: фотоны испускаются на всём протяжении каскада, и угловое распределение черенковского света в телескопе отражает форму каскадной кривой. Мюоны – другая перспективная компонента, поскольку они рождаются по мере развития адронного ствола ливня и распространяются под разными углами к оси.

– Детектор (телескоп или трекер) должен располагаться на определённом расстоянии от оси ливня, чтобы регистрируемый сигнал представлял собой угловое распределение относительно направления на ливень, а не интегральные плотности частиц. Если детектор находится непосредственно под ливнем, он измеряет локальные плотности в одной точке каскада, тогда как вынос детектора в сторону позволяет

«сканировать» каскад под разными углами. Черенковский телескоп, размещённый вблизи ливня, фактически смотрит на него под углами от 0° до ~30°, а мюонный трекер, расположенный в стороне, регистрирует мюонов, приходящих под углами вплоть до нескольких градусов к направлению на ось. В обоих случаях угловое распределение сигнала отражает форму каскада вдоль оси.

– В качестве классифицирующего признака следует использовать параметры, характеризующие форму углового распределения (например, отношение интенсивностей в разных угловых областях, крутизну спада интенсивности с углом и т.п.), а не его абсолютные масштабы. Абсолютное количество мюонов N_μ может существенно различаться в разных адронных моделях, однако предполагается, что форма их углового распределения менее чувствительна к деталям адронных взаимодействий. Таким образом, выбор относительных параметров (нормированных или безразмерных величин) должен повысить универсальность критерия.

Угловое распределение мюонов удовлетворяет всем перечисленным требованиям. Единственным его существенным ограничением является относительно малое число мюонов, достигающих уровня наблюдения (особенно на высокогорных станциях) по сравнению, например, с числом черенковских фотонов. Поэтому реализация предлагаемого подхода требует, чтобы энергия первичной частицы была достаточно высокой, обеспечивая статистически надёжную выборку мюонов. Оценки показывают, что для уверенной регистрации формы углового распределения мюонов необходимы ливни с энергиями порядка 10^{17} эВ $[10 - \text{А}]$. Именно в этой области энергий задача определения массового состава наиболее актуальна. Далее в главе описаны конкретные методика и алгоритмы реализации данного подхода, а также результаты их апробации на основе моделирования.

3.2 Моделировании широких атмосферных ливней и параметры мюонного трекера

Для проверки и реализации изложенного подхода было проведено статистическое моделирование развития широких атмосферных ливней и регистрации их мюонной компоненты. Расчёты выполнены с помощью пакета CORSIKA (версии 6.990 с моделью адронных взаимодействий QGSJET-01). Дополнительно для оценки модельной чувствительности критерий впоследствии проверялся на симуляциях с использованием CORSIKA 7.5600 и модели QGSJET-II-04. Уровень наблюдения принимался равным 4250 м над уровнем моря, что соответствует условиям высокогорной обсерватории «Памир-XXI» [3], [4]. При такой высоте ливни фиксируются на относительно ранней стадии развития, когда значительная часть мюонов ещё не успела потерять энергию и распасться, что увеличивает долю мюонной компоненты по сравнению с условиями уровня моря.

В качестве первичных частиц в модели рассматривались протоны (представляющие легкие ядра), ядра азота (N, средняя группа) и ядра железа (Fe, тяжёлые). Эти три типа охватывают диапазон массовых чисел A от 1 до 56 и служат реперными точками для лёгких, промежуточных и тяжёлых компонент соответственно. Первичные энергии задавались в диапазоне $10^{17} - 10^{18}$ эВ. В частности, были сгенерированы выборки по 200–300 событий для характерных значений $E_0 = 10^{17}$ эВ (100 ПэВ) и 10^{18} эВ (1 ЭэВ) для каждого типа первичной частицы. Дополнительно моделировались ливни промежуточных энергий, распределённых по степенному спектру, однако основной упор сделан на указанные фиксированные энергии, чтобы проследить зависимость критериев от энергии. Порог энергии для регистрации вторичных частиц в моделирование был выбран равным 1 ГэВ для всех компонентов.

Для каждого смоделированного события в выходных данных CORSIKA регистрировалась информация о всех мюонах, достигших уровня наблюдения:

их координаты падения, импульс и угол относительно вертикали. Поскольку нас интересует угловое распределение мюонов относительно оси ливня, необходимо пересчитать углы прихода мюонов в систему координат, связанную с направлением прихода ливня. Вектор направления оси ливня (первичной частицы) в модели известен точно; в реальном эксперименте он может быть реконструирован по данным сети детекторов заряженных частиц (см. главу 2). Таким образом, мы можем определить для каждого мюона угол α между его направлением движения и направлением оси ливня. Азимутальную составляющую угла прихода мюона (относительно направления на ось ливня) будем считать несущественной ввиду аксиальной симметрии каскада на больших расстояниях от оси. В дальнейшем анализе рассматривается только зенитный угол отклонения мюона от оси ливня. Тогда угловое распределение мюонов $\varphi(\alpha)$ определяется как дифференциальное распределение числа мюонов по углам α относительно оси ливня.

Для имитации условий реального измерения вводится модель мюонного трекера – специального детектора, способного регистрировать направления прихода мюонов. В рассматриваемой модели трекер имеет эффективную площадь S = 400 м² и располагается на определённом расстоянии R от оси ливня в плоскости, перпендикулярной оси (Рис.3.1). Такой большой размер детектора выбран из условия минимизации флуктуаций: на площади в сотни квадратных метров даже при относительно небольшом количестве мюонов в одном событии можно собрать их достаточное число для построения угловой гистограммы. Мюонный трекер площадью порядка 400 м² способен регистрировать в одном событии десятки мюонов даже для ливней от протонов 10^{17} эВ, тогда как трекер значительно меньшей площади мог бы фиксировать только единицы частиц, что недостаточно для анализа формы распределения.

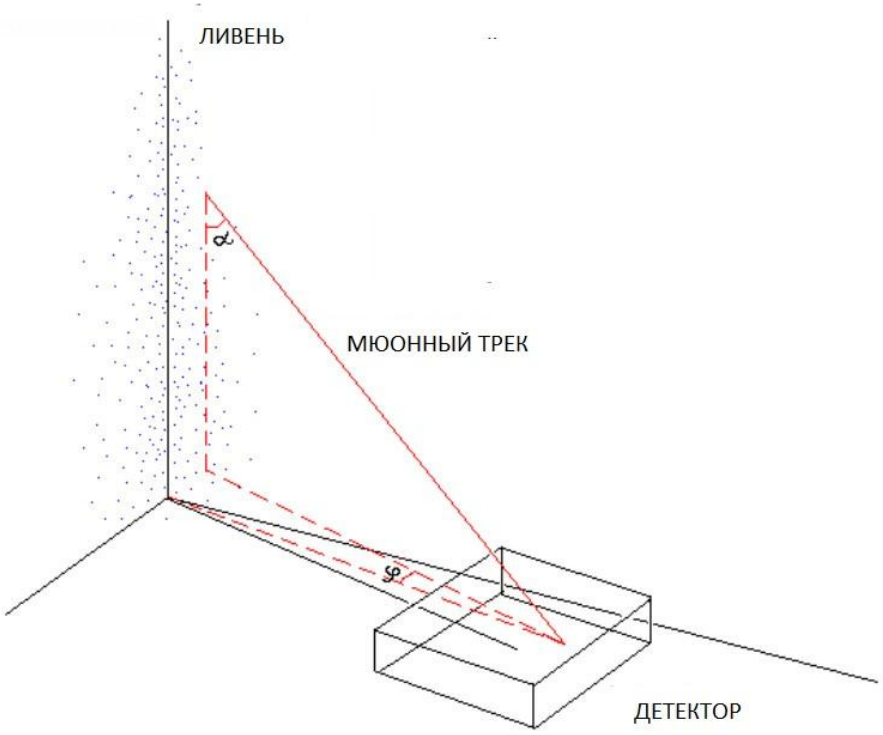


Рисунок 3.1.—Геометрия регистрации ШАЛ с помощью мюонного трекера.

Отметим, что детекторы подобных масштабов являются сложными и дорогостоящими устройствами. Тем не менее, в мировой практике уже применялись установки, сопоставимые по возможностям: например, в эксперименте KASCADE имелись центральный мюонный детектор и мюонный трекер с площадью порядка 128 м², позволявшие определять направления мюонов [43]. В будущем, по мере развития технологий, реализация трекера площадью 400 м² представляется технически осуществимой, тем более что его можно составить из нескольких модулей и интегрировать в состав крупной установки ШАЛ.

При разработке критериев разделения было рассмотрено несколько различных расстояний R от трекера до оси ливня. Из соображений геометрии и статистики выбраны значения R от 100 м до 400 м. С одной стороны, при R < 100 м угловое распределение мюонов в трекере охватывает только малые углы (большая часть мюонов приходит почти вдоль оси), и картина становится менее чувствительной к продольному развитию каскада. С другой стороны, при

слишком больших R (сотни метров) число мюонов, попадающих в трекер, падает, что ухудшает статистическую точность. Кроме того, слишком удалённый трекер будет наблюдать только самую периферийную часть ливня. Таким образом, R = 100–300 м – оптимальный диапазон, в котором трекер «видит» значительную часть мюонной компоненты под различными углами и одновременно регистрирует достаточно событий. В настоящей работе анализ выполнялся для R = 100, 150, 200, 250, 300 и 400 м. В каждом случае считалось, что трекер установлен на таком расстоянии от оси и охватывает падающие на него мюоны из конкретного события.

На рисунке 3.2 представлена схема размещения мюонного трекера на фиксированном расстоянии от оси ШАЛ. Трекер перемещается вдоль окружности с радиусом порядка 100 м, изменяя своё положение дискретно по азимутальному углу с шагом 15°. Такая методика позволяет регистрировать одно и то же событие ШАЛ с разных угловых направлений, формируя набор независимых проекций одного ливня. Благодаря этому подходу реализуется эффективное увеличение статистики, а также обеспечивается возможность детального анализа углового распределения мюонов относительно оси. Повторный просмотр одного события в различных геометриях детектора позволяет повысить точность реконструкции параметров и выявить возможные анизотропии в мюонной компоненте. Ключевыми параметрами мюонного трекера являются угловое разрешение и порог чувствительности по энергии мюонов. Предполагается, что трекер способен измерять направление прихода каждого мюона с погрешностью не хуже 0.2° (0.0035 рад). Такое угловое разрешение сравнимо с современными трековыми детекторами и гарантирует, что размытость измеренного углового распределения будет значительно меньше характерных ширин тех структур, которые мы планируем использовать в качестве признаков.

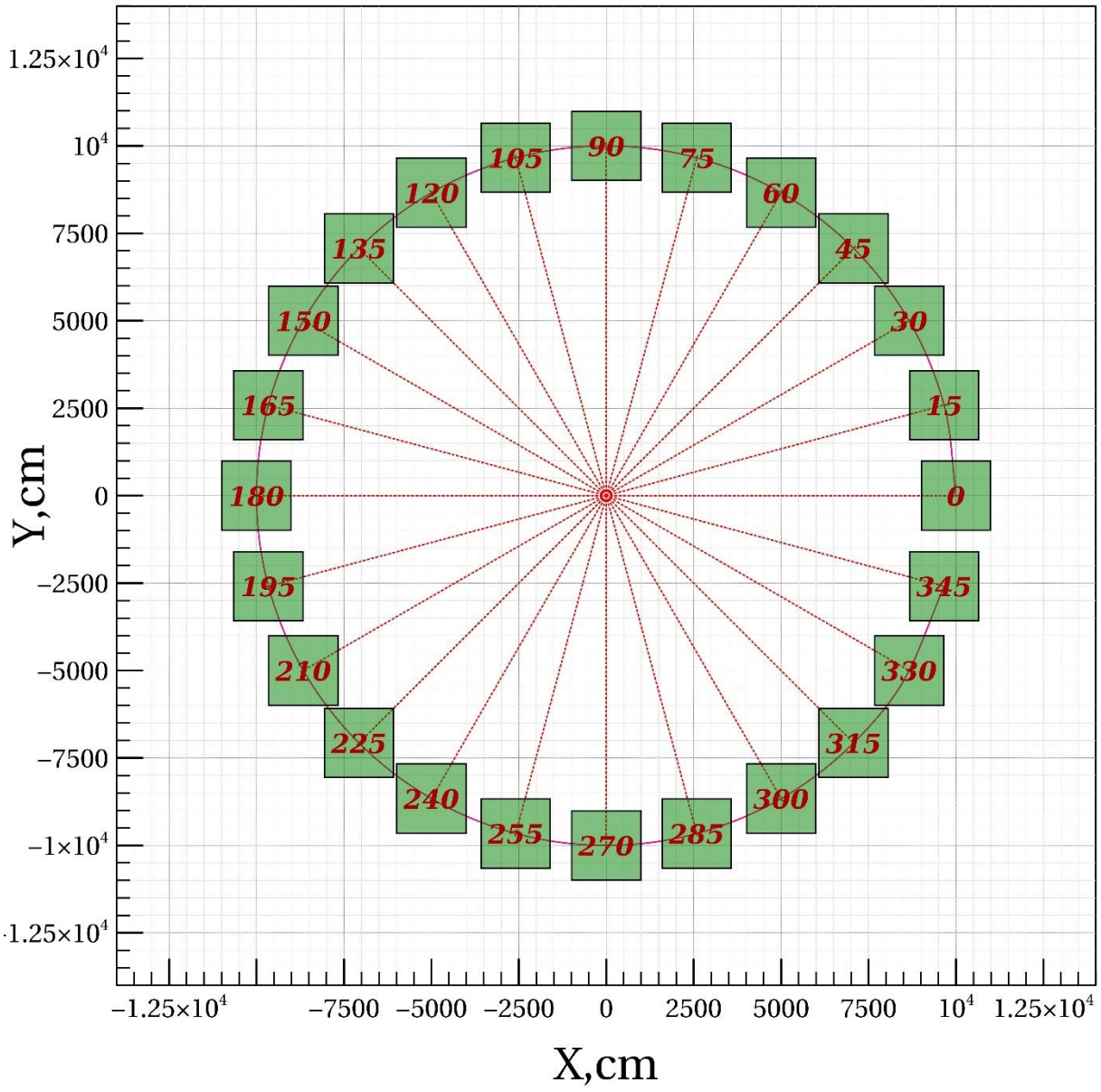


Рисунок 3.2—Геометрическая схема размещения мюонного трекера по окружности вокруг оси ливня с дискретным шагом 15° по азимутальному углу.

Таким образом, модель трекера регистрирует практически все мюоны с $E_\mu \geq 1$ ГэВ, приходящих на площадь S=400 м², с угловой дискретностью $\Delta\theta \approx 2°$. На практике, конечно, реальный детектор может иметь менее идеальные характеристики (например, некоторый порог по минимальному зенитному углу из-за конструкции или ландшафта, мёртвое время, шумы и т.д.), но в рамках данной работы эти эффекты не учитывались. Наша цель состояла в изучении принципиальной достижимости, поставленной задачи в идеальных условиях.

3.3 Метод классификации первичных частиц на основе углового распределения мюонов

Для каждого зарегистрированного события с известными параметрами (энергия E0, тип ядра A, расстояние R от оси до трекера) строится двумерная гистограмма распределения мюонов по углам α (зенитный угол мюона относительно оси ШАЛ) и φ (азимутальный угол). Диапазон по α ограничивается сверху значением $\alpha_{max} \sim 0.1$ рад пределяемым геометрией системы «ливень–трекер». Диапазон по φ— симметричный: [−0.2,0.2] рад, что охватывает основной вклад сигнала.

Для визуализации пространственного распределения зарегистрированных мюонов на детекторной поверхности и их угловых параметров на разных стадиях каскада в зависимости от первичной массы, на Рис. 3.3 приведены примеры проекций треков мюонов на плоскость детектора (X, Y) и соответствующие распределения по углам α и φ для различных типов первичных ядер (p, N, Fe).

На основании этой гистограммы вычисляются интегралы (обобщённые площади) по фиксированным угловым секторам:

$$S_i = \int_{-0.2}^{0.2} d\varphi \int_{\alpha_{i_{min}}}^{\alpha_{i_{max}}} \Phi(\alpha, \varphi) d\alpha \quad i = 1,2,3,4 \quad (3.1)$$

где, Φ(α,φ) — дифференциальное распределение плотности мюонов по углам. Интервалы $[\alpha_{i_{min}}, \alpha_{i_{max}}]$ задаются с переменной шириной, позволяющей адаптировать структуру признаков к характеру распределения в зависимости от расстояния R и энергии E_0. Варьирование границ интервалов осуществляется с фиксированным шагом (например, 0.01рад), а число бинов подбирается в пределах 4–5.

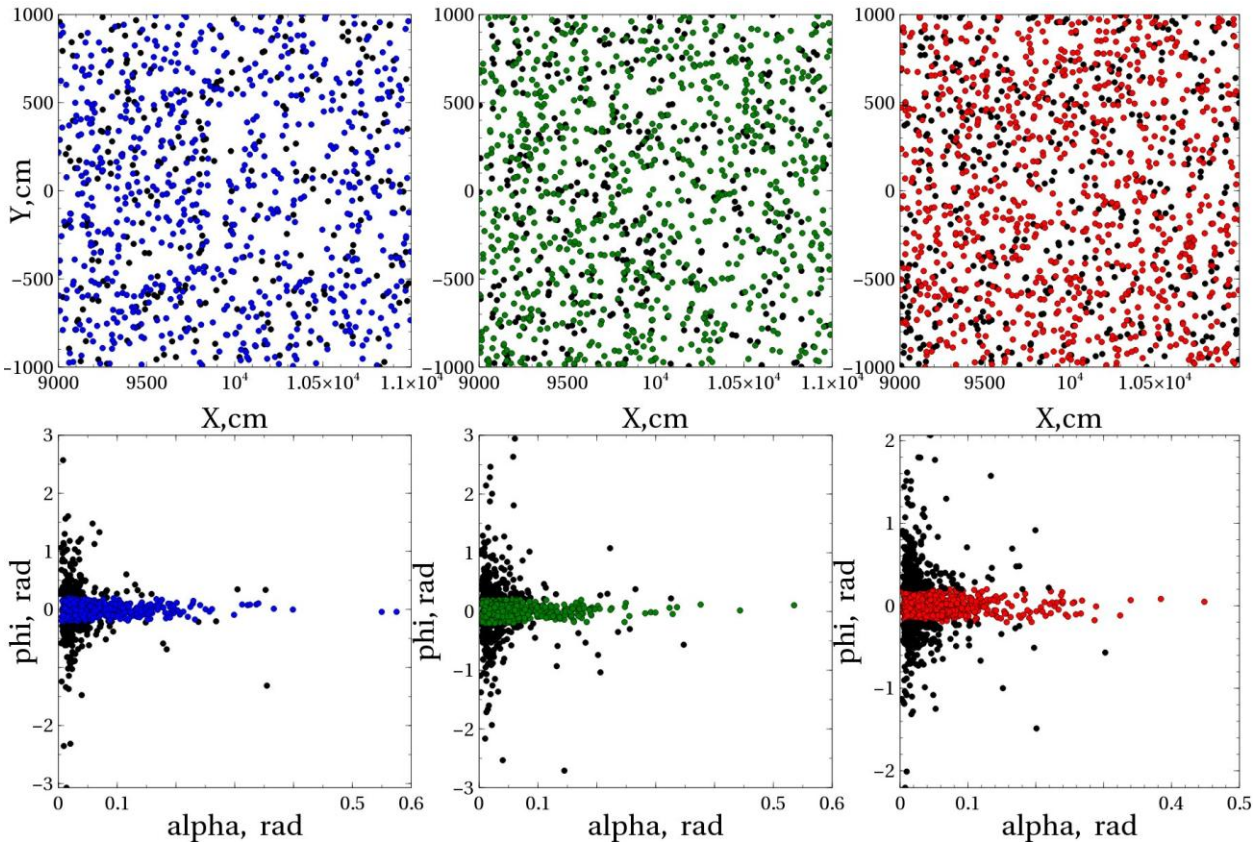


Рисунок 3.3—Пространственное и угловое распределение мюонов от ливней с первичными частицами p (слева), N (в центре), Fe (справа). Верхний ряд — координаты попадания мюонов в трекер; нижний — распределение в пространстве углов (α,φ).

Далее для каждой пары интервалов (i,j) вычисляются отношения:

$$k_{ij} = \frac{s_i}{s_j} \qquad (3.2)$$

характеризующие относительное насыщение мюонами в разных угловых диапазонах. Такие признаки не зависят от абсолютного числа зарегистрированных мюонов и обладают высокой чувствительностью к форме распределения, что делает их информативными в задачах классификации по массе.

На Рис. 3.4 показаны гистограммы распределения по углу α для протонных, азотных и железных ливней, наглядно иллюстрирующие разницу в форме углового распределения:

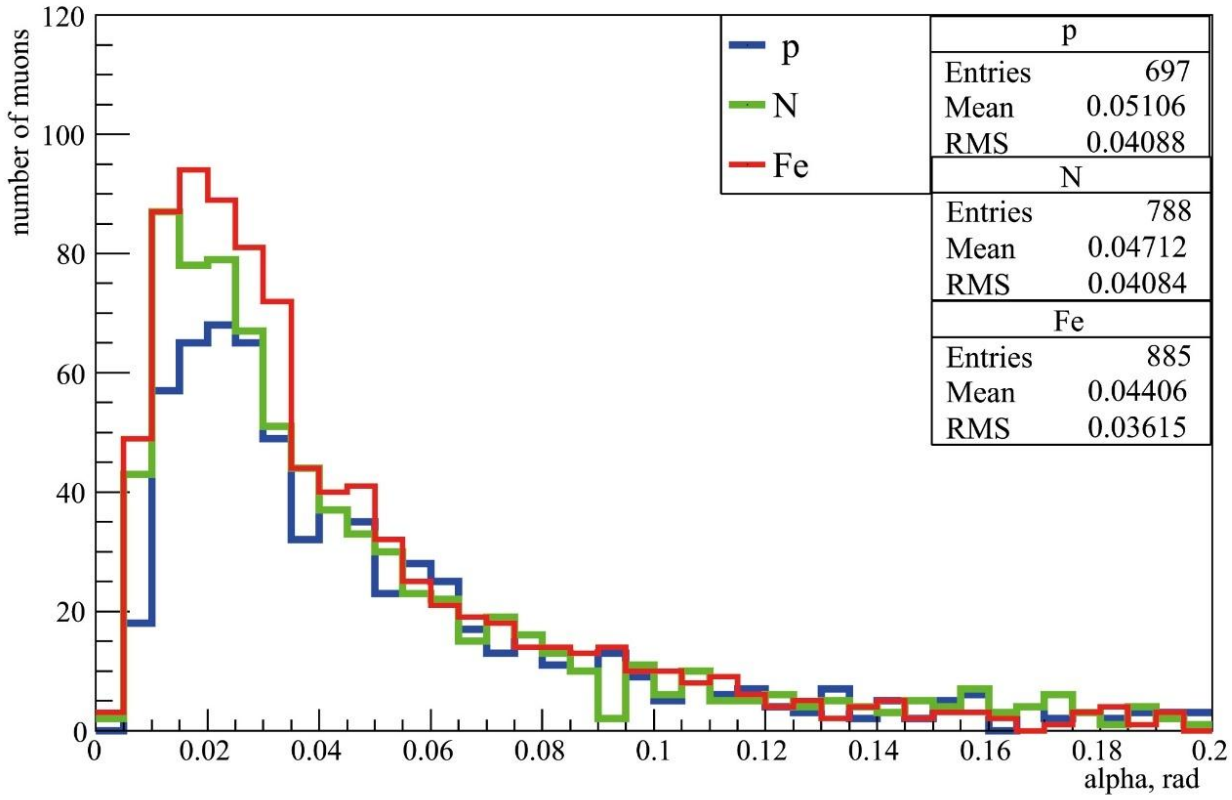


Рисунок 3.4—Распределение числа мюонов по углу α для первичных p, N и Fe. Протонные события характеризуются увеличенной плотностью мюонов при больших углах.

Интегральные признаки рассчитывались по разбиению гистограмм на 5 угловых интервала с последующей оптимизацией границ. Для иллюстрации метода на Рис. 3.5 приведены усреднённые гистограммы по широким интервалам, использованные для расчёта S_i и признаков k_{ij}.

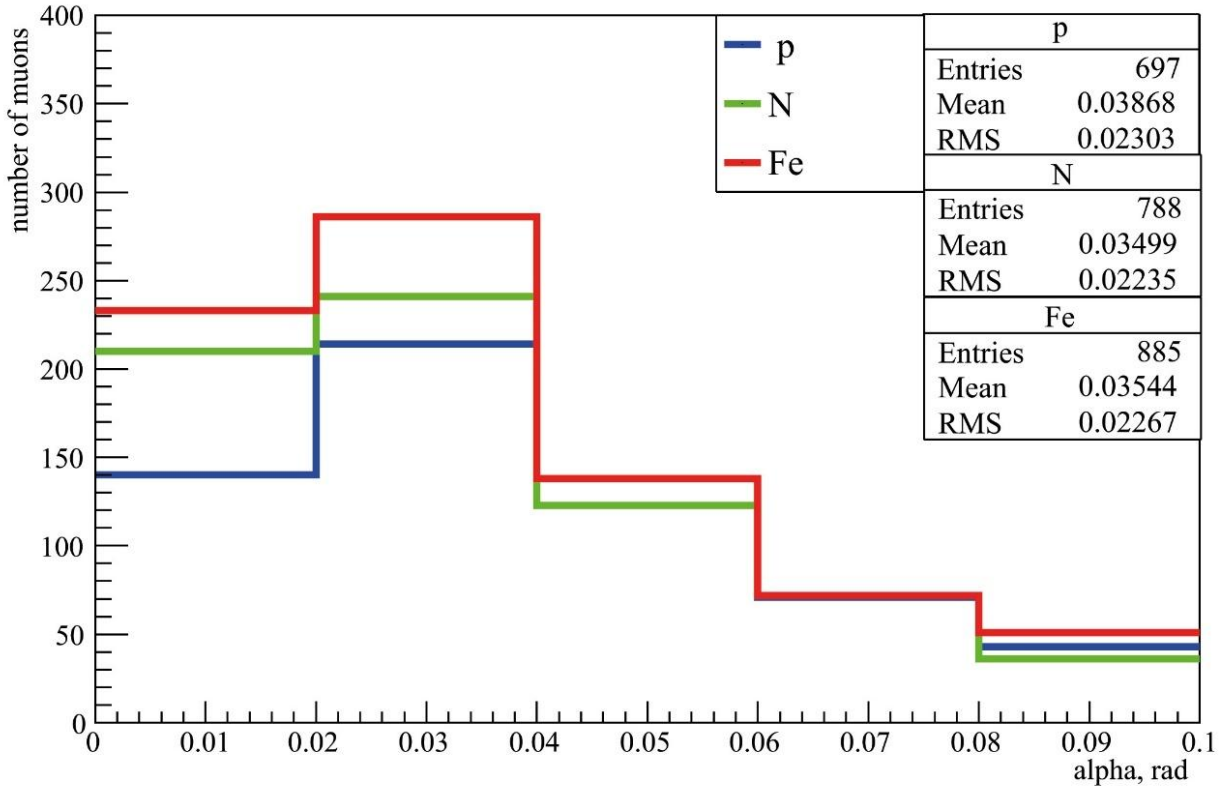


Рисунок 3.5—Пример бинированного углового распределения мюонов по α с фиксированными угловыми интервалами. Используется для расчёта признаков S_i.

Для каждой пары классов (например, протон–азот, азот–железо) проводится оптимизация порога k_{thr}, разделяющего два множества событий по выбранному признаку k_{ij}. Оптимальным считается значение порога, минимизирующее суммарную вероятность ошибки при симметричных ошибках первого и второго рода:

$$P_{err} = P(class\ 1 \rightarrow class\ 2) + P(class\ 2 \rightarrow class\ 1) \qquad (3.3)$$

На практике распределения признака k_{ij} для каждого класса получаются с помощью набора симулированных событий. Для заданных E_0 и R перебирается множество комбинаций интервалов (α_i), вычисляются значения S_i, k_{ij}, и затем

статистически оцениваются ошибки классификации по методу Байеса. В точке равенства ошибок первого и второго рода определяется оптимальный порог k_{opt}.

Наилучший по точности признак $k_{\mathrm{ij}}^{\mathrm{opt}}$ и соответствующий ему порог фиксируются для дальнейшего использования в построении бинарного классификатора, действующего по следующему правилу: если $k_{ij} < k_{opt}$, то событие относится к классу A, иначе — к классу B.

Результаты оптимизации признака k_{24} и соответствующего порога для трёх классов приведены на Рис. 3.6, демонстрирующем чёткое разделение по значению признака для p, N и Fe.

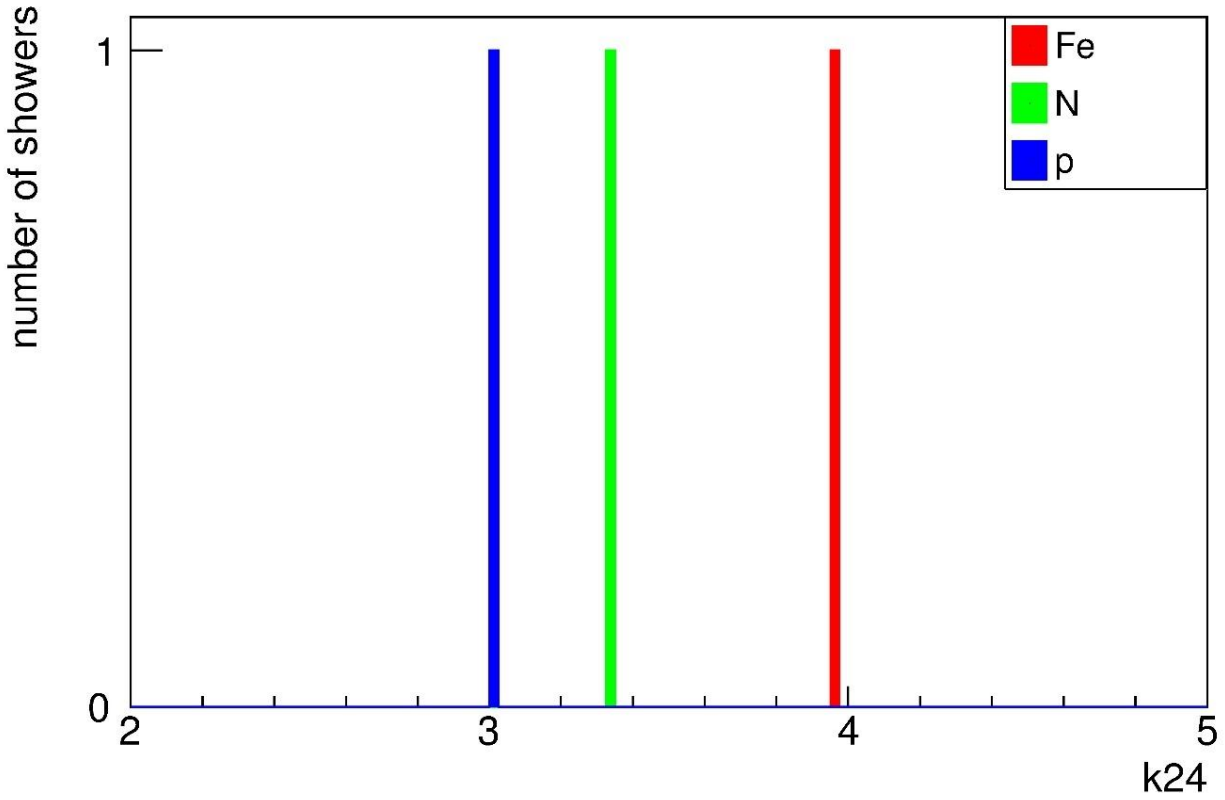


Рисунок 3.6—Иллюстрация различий значений признака k24 для типичных событий от протона, азота и железа.

Для классификации по парам N–Fe и p–N аналогично рассчитывались другие признаки и соответствующие пороги. Результаты представлены на Рис. 3.7 и Рис. 3.8.

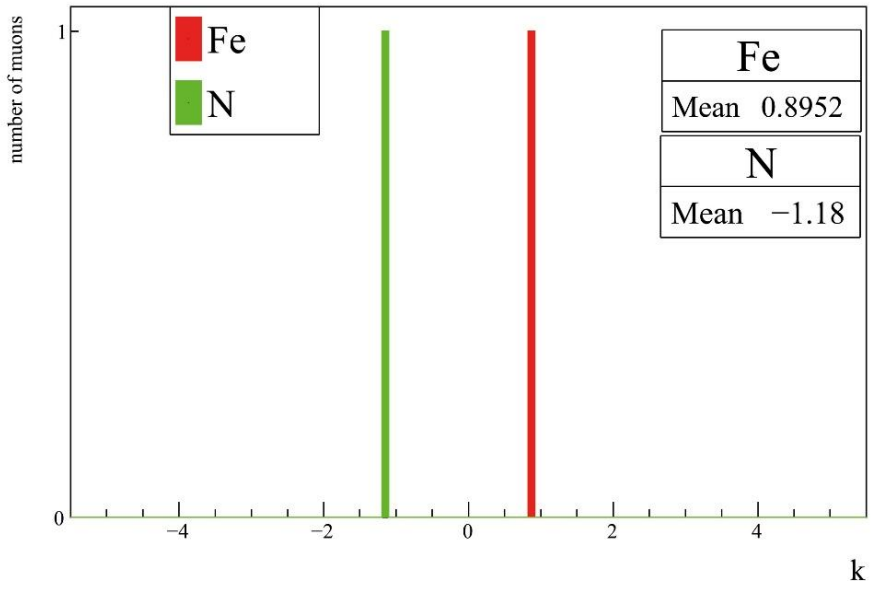


Рисунок 3.7—Значения признака k для одного события от Fe и одного от N; указаны средние значения по ансамблю.

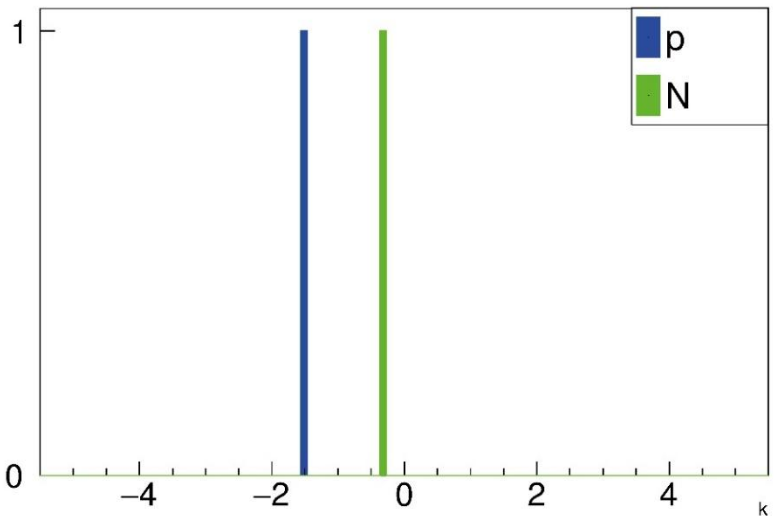


Рисунок 3.8—Значения признака k для одного события от и одного от N; указаны средние значения по ансамблю.

Анализ показывает, что признаки, включающие «дальний» хвост углового распределения (например, $k_{24} = S_2/S_4$), демонстрируют наилучшую эффективность при разделении лёгких и тяжёлых ядер. Это связано с тем, что тяжёлые ядра формируют каскады, завершающиеся выше в атмосфере, и, как следствие, характеризуются более узким пучком мюонов, тогда как ливни от протонов дают более широкое распределение за счёт развития каскада в глубине атмосферы. Таким образом, относительное превышение плотности мюонов на больших углах является индикатором лёгкой первичной частицы.

3.4 Результаты классификации событий по массе и анализ погрешностей

С целью количественной оценки эффективности разработанного подхода к определению массы первичной частицы были вычислены минимальные значения вероятностей ошибочной классификации P_{err} при различных расстояниях от оси ливня до мюонного трекера (p–N и N–Fe) и фиксированных значениях энергии $E_0 = 100\text{ПэВ} - 1\text{ЭэВ}$. Расчёты проведены с использованием моделей адронных взаимодействий QGSJET-01 и QGSJET-II-04. Оптимальные значения критерия, основанного на соотношении интегралов по различным угловым интервалам (см. §3.3), подбирались таким образом, чтобы минимизировать P_{err} на обучающей выборке объёмом 200 (300) событий для каждого класса.

Полученные значения P_{err} сведены в таблицу 3.1. Как видно, ошибки классификации для обеих пар частиц составляют порядка 30–35 % при использовании оптимального критерия, построенного индивидуально для каждой модели. Это позволяет достичь точности распознавания порядка 65–70 % и свидетельствует о реальной чувствительности углового распределения мюонов к массе первичной частицы.

На рис. 3.9 представлены зависимости оптимальных ширин угловых бинов S_2 и S_4 от расстояния R для каждой из пар p–N и N–Fe при 1 ЭэВ. Эти зависимости были учтены при построении критериев, обеспечивающих минимальные ошибки (табл. 3.1).

Для меньших энергий (см. рис. 3.10) характерна меньшая вариативность ширин, однако различия между моделями также сохраняются, особенно при R >120 м. Данные зависимости указывают на необходимость подбора признаков, адаптированных к каждому энергетическому диапазону.

Таблица 3.1—Вероятности ошибочной классификации для пар p–N и N–Fe (модельно-зависимые оптимальные критерии, $E_0 = 100$ПэВ и 1ЭэВ)

E_0	R,м	P_{err} (p-N), QGSJET01	P_{err} (N-Fe), QGSJET01	P_{err} (p-N), QGSJETII	P_{err} (N-Fe), QGSJETII
100 ПэВ	100	0.34	0.34	0.33	0.33
	120	0.33	0.31	0.32	0.32
	150	0.31	0.31	0.32	0.34
1 ЭэВ	100	0.35	0.32	0.28	0.28
	150	0.36	0.31	0.28	0.31
	200	0.34	0.32	0.27	0.32
	250	0.36	0.33	0.27	0.3
	300	0.33	0.33	0.27	0.33
	400	0.35	0.35	0.29	0.32

Примечание. *Вероятности представлены в долях. Погрешность оценки составляет ±0.02. Объём выборки: 300 событий на класс для QGSJET-01, 200 событий на класс для QGSJET-II.*

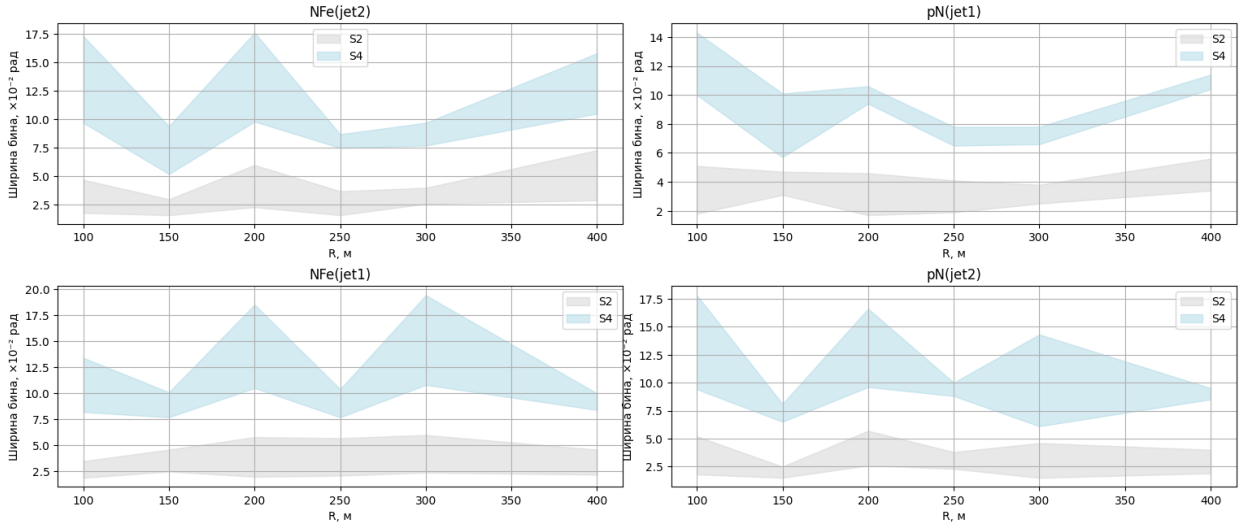


Рисунок 3.9—Оптимальные ширины бинов S_2 и S_4 для пар p–N и N–Fe при E_0=1 ЭэВ. Модели QGSJET-01 и QGSJET-II-04.

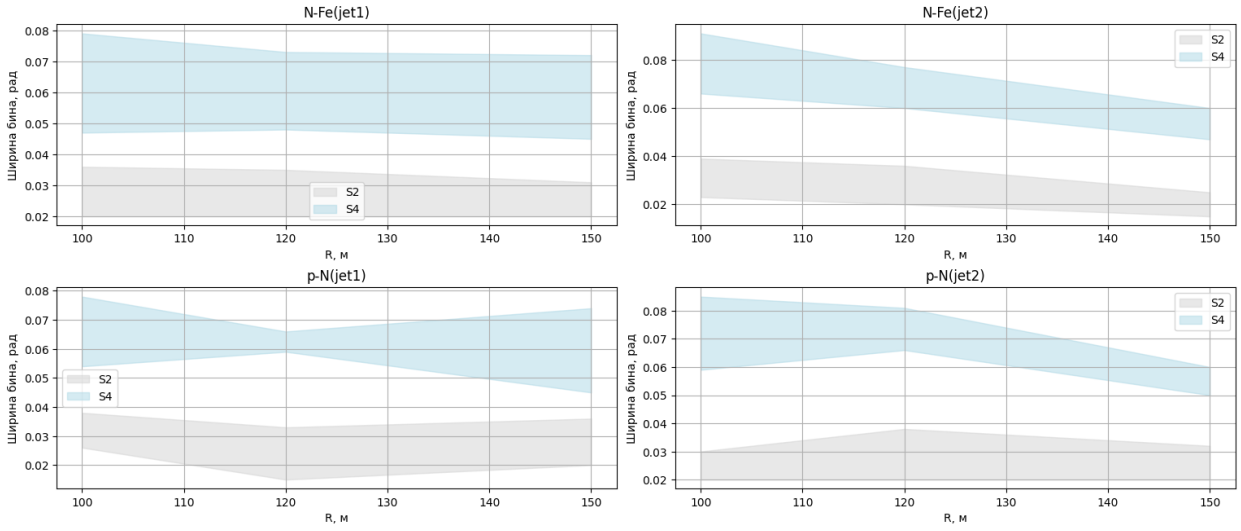


Рисунок 3.10—Оптимальные ширины бинов S_2 и S_4 для пар p–N и N–Fe при E_0=100 ЭэВ. Модели QGSJET-01 и QGSJET-II-04.

Представленные в таблице 3.1 значения P_{err} демонстрируют эффективность модельно-зависимых критериев, индивидуально оптимизированных для каждой из двух моделей адронных взаимодействий. Для всех пар p–N и N–Fe значения ошибок остаются на уровне 30–35 %, подтверждая устойчивость предложенного метода в широком диапазоне расстояний R и

энергий E_0. Следует подчеркнуть, что таблица 3.1 отражает наилучшие возможные результаты при адаптации критерия под каждую модель.

Для повышения практической применимости метода был осуществлён поиск универсальных параметров признака, дающих одинаковую эффективность классификации при использовании различных моделей взаимодействий. Результаты представлены в табл. 3.2. Подобранные значения ширин S_2 и S_4 не приводят к существенному снижению точности по сравнению с модельно-зависимыми случаями, при этом обеспечивают устойчивость к изменению модели в пределах статистической погрешности.

Таблица 3.2—Вероятности ошибочной классификации для пар p–N и N–Fe (модельно-независимые критерии, $E_0 = 100$ПэВ и 1ЭэВ)

E_0	R,м	P_{err}(p-N), QGSJET01	P_{err}(N-Fe), QGSJET01	P_{err}(p-N), QGSJETII	P_{err}(N-Fe), QGSJETII
100 ПэВ	100	0.34	0.34	0.39	0.37
	120	0.33	0.31	0.4	0.37
	150	0.31	0.31	0.35	0.38
1 ЭэВ	100	0.35	0.32	0.33	0.32
	150	0.36	0.31	0.34	0.37
	200	0.34	0.32	0.32	0.34
	250	0.36	0.33	0.32	0.35
	300	0.33	0.33	0.34	0.35
	400	0.35	0.35	0.39	0.39

Примечание. *Вероятности представлены в долях. Погрешность оценки составляет ±0.02. Объём выборки: 300 событий на класс для QGSJET-01, 200 событий на класс для QGSJET-II.*

Таблица 3.2 иллюстрирует результат применения унифицированного критерия классификации, идентичного для обеих адронных моделей. В отличие

от оптимальных, индивидуально подобранных признаков (см. Табл. 3.1), здесь используется один и тот же признак на всей выборке, без дополнительной подгонки под модель. Это позволяет оценить степень универсальности признаков, построенных на основе углового распределения мюонов.

Полученные значения P_{err} варьируются в пределах 35–40 % при всех рассмотренных расстояниях. Примечательно, что различие между результатами на QGSJET-01 и QGSJET-II не превышает 1–2 %, что находится в пределах статистической неопределённости. Такой результат особенно значим, поскольку он демонстрирует, что разделяющая способность признака сохраняется при смене модели, без необходимости в повторной оптимизации.

На рис. 3.11-3.12 приведены соответствующие зависимости универсальных параметров от расстояния при E_0=100 ПэВ и 1 ЭэВ. Видно, что такие параметры являются сглаженными функциями от R, не демонстрируя резких скачков. Это существенно упрощает практическую реализацию метода.

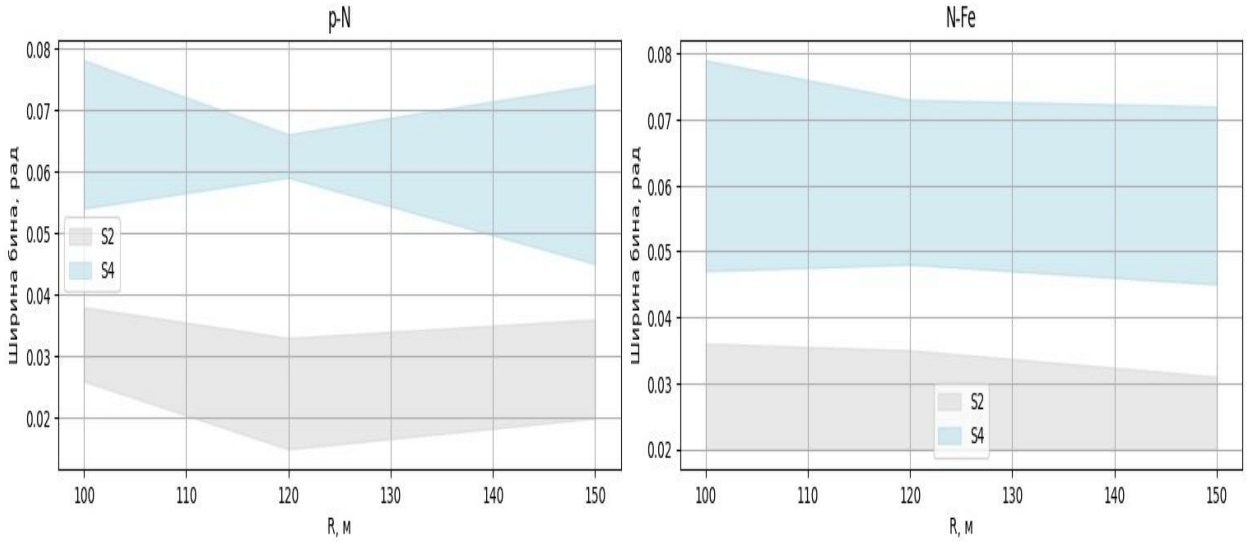


Рисунок 3.11— Универсальные ширины бинов S_2 и S_4 для пар p–N и N–Fe при E_0=100 ПэВ.

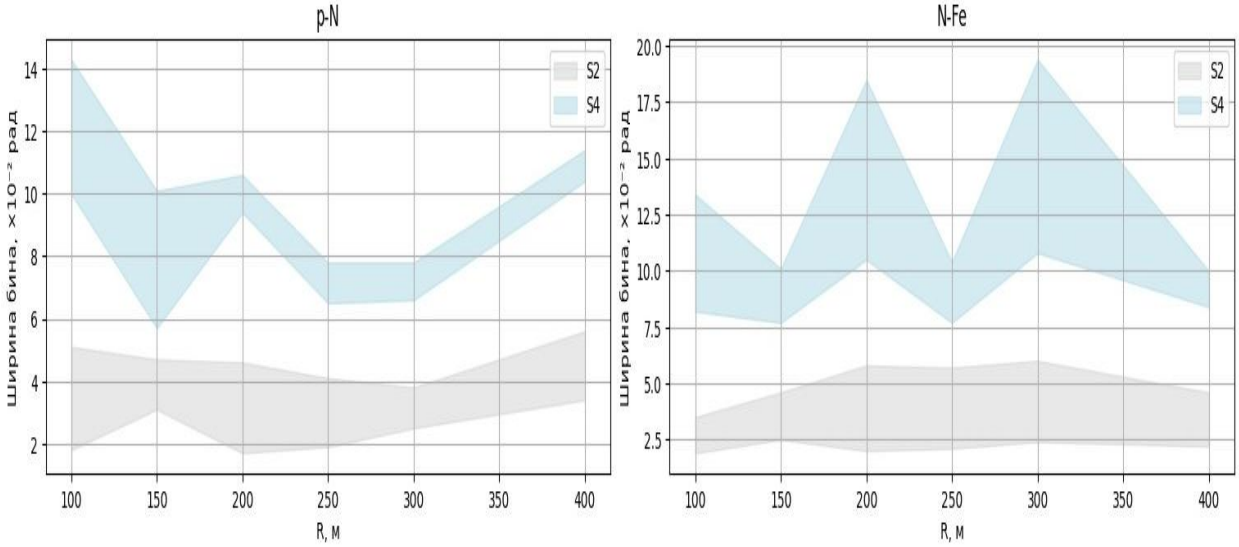


Рисунок 3.12—Универсальные ширины бинов S_2 и S_4 для пар p–N и N–Fe при E_0=1 ЭэВ.

Устойчивость признака к модельным вариациям подтверждает его пригодность для экспериментального применения, особенно в тех случаях, когда априорная информация о точной модели взаимодействия отсутствует. Зафиксированные границы интегрирования по переменной α соответствуют наиболее информативным областям углового распределения, обеспечивающим максимальную чувствительность к различиям между ядрами разной массы.

Следующий этап анализа был направлен на поиск универсального критерия, пригодного для одновременной классификации событий обеих пар: p–N и N–Fe. В отличие от ранее рассмотренных оптимальных признаков, подбиравшихся независимо для каждой пары, здесь рассматривалась одна и та же конфигурация ширины угловых бинов (S_2 и S_4), применяемая к обеим задачам классификации.

На Рисунке 3.13 представлена структура выбранных угловых интервалов при энергии первичной частицы E_0 = 100 ПэВ. Интервалы, соответствующие бинным границам S_2 и S_4, подобраны одинаково как для задачи p–N, так и для N–Fe, что и определяет универсальность критерия. Можно отметить, что структура

этих интервалов остаётся стабильной при изменении расстояния от оси ливня в пределах от 100 до 150 м.

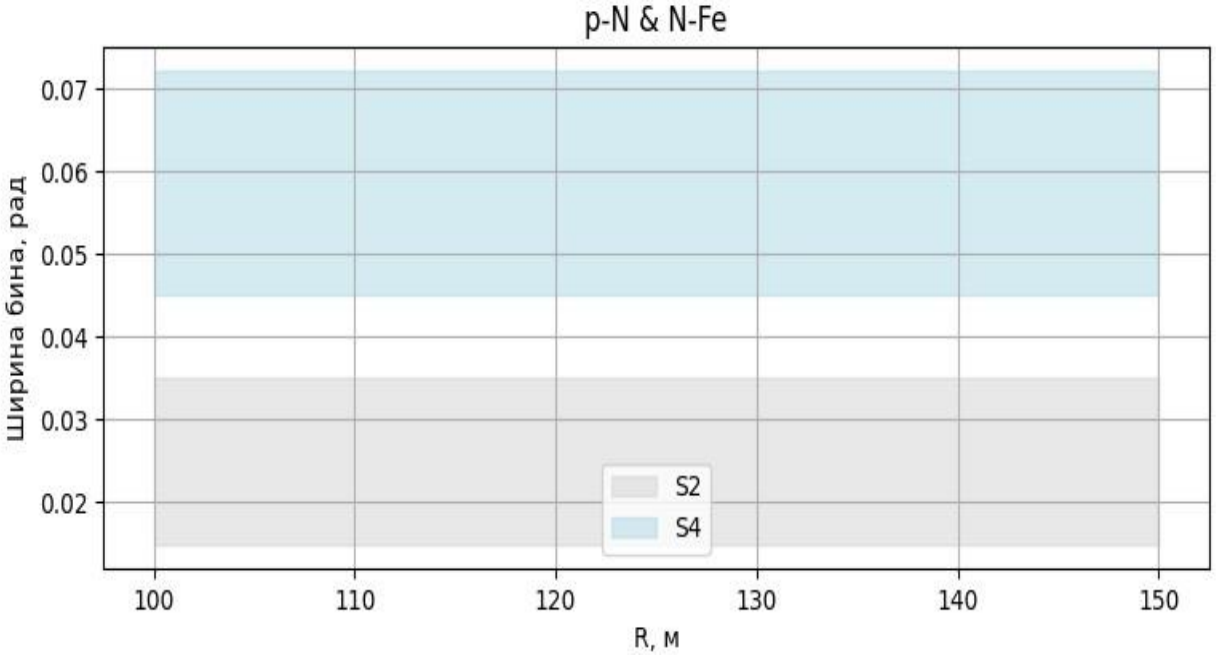


Рисунок 3.13 – Структура универсальных угловых интервалов (S_2 и S_4) для классификации обеих пар первичных частиц p–N и N–Fe при $E_0 = 100$ ПэВ. Ширины интервалов даны в радианах.

Численные результаты применения универсального критерия приведены в Таблице 3.3.

Таблица 3.3—Вероятности ошибочной классификации при использовании универсального критерия, одинакового для пар p–N и N–Fe.

E_0	R,м	P_{err}(p-N), QGSJET01	P_{err}(N-Fe), QGSJET01	P_{err}(p-N), QGSJETII	P_{err}(N-Fe), QGSJETII
100 ПэВ	100	0.4	0.34	0.39	0.34
	120	0.35	0.3	0.37	0.36
	150	0.34	0.34	0.32	0.37

Для оценки степени разделения классов на уровне индивидуальных событий были построены гистограммы распределений значений критерия $k_{24} =$

S_2/S_4. На рис. 3.14–3.15 представлены примеры таких распределений для различных расстояний и пар частиц. Вертикальная линия обозначает оптимальный порог, разделяющий два класса.

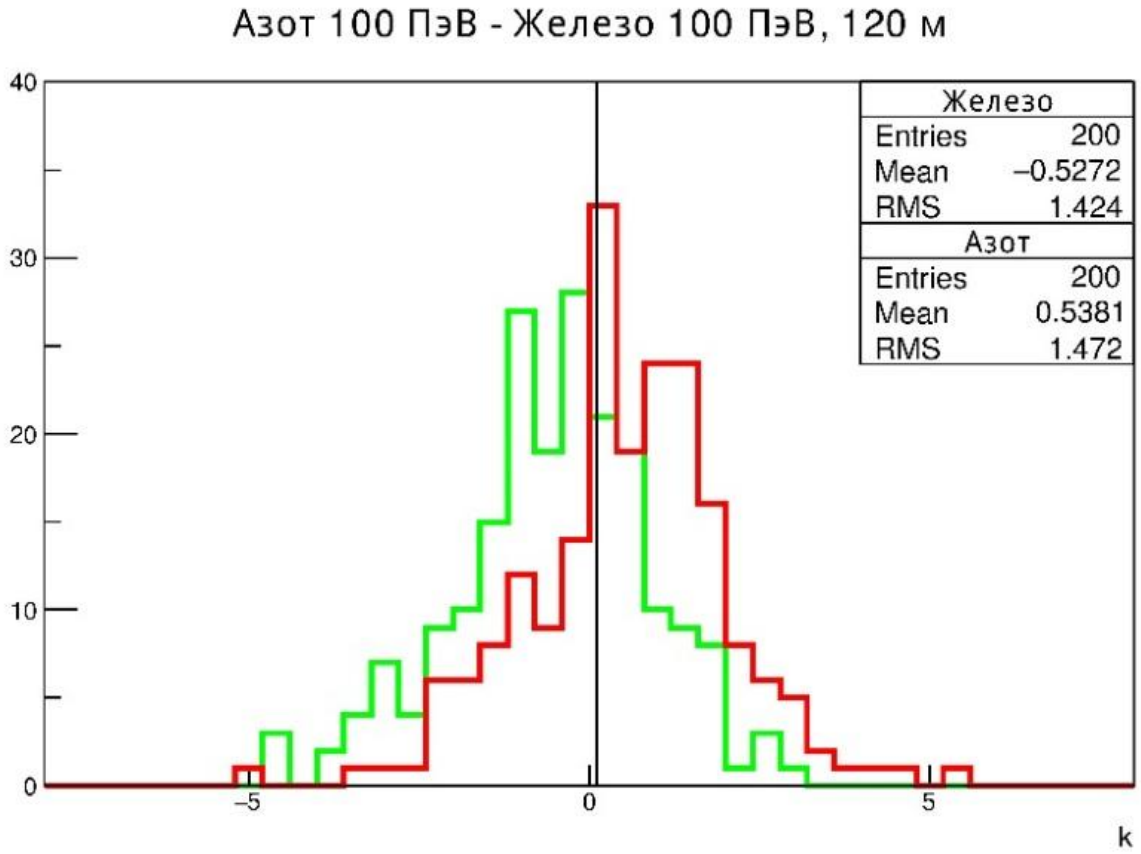


Рисунок 3.14— Распределения оптимальных критериев для пар N-Fe на расстоянии 120 м от оси ливня. Ширина бинов 0.020; 0.015; 0.013; 0.025 в радианах. В качестве критерия выбрано отношение интеграла по второму бину к интегралу по четвертому бину. Вертикальная черная линия указывает на границу между азотом и железом, вероятность ошибок классификации 31%.

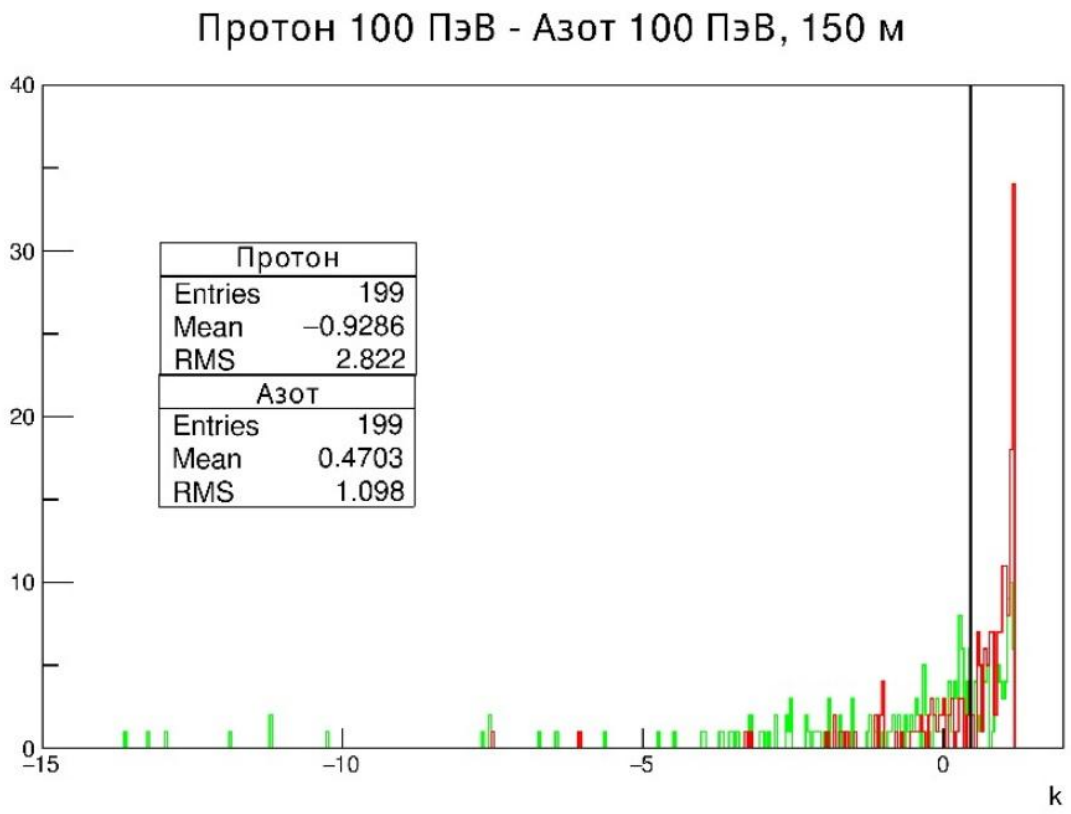


Рисунок 3.15—Распределения оптимальных критериев для пар p-N на расстоянии 150 м от оси ливня. Ширина бинов 0.015; 0.017; 0.012 ; 0.014 в радианах. В качестве критерия выбрано отношение интеграла по второму бину к интегралу по четвертому бину. Вертикальная черная линия указывает на границу между протоном и азотом, вероятность ошибок классификации 31%.

Видно, что вероятности ошибочной классификации при использовании одного и того же соотношения S_2/S_4 для обеих задач остаются в пределах 0.30–0.40. При этом точность классификации незначительно уступает индивидуально оптимизированным критериям, но обеспечивает возможность унифицированного подхода при наличии неопределённости в конкретной массе первичной частицы.

3.5 Научная новизна и значимость результатов

В данной главе предложен оригинальный метод оценки массы первичной космической частицы, основанный на анализе пространственной структуры мюонной компоненты ШАЛ. Метод существенно расширяет существующие подходы к исследованию массового состава первичных космических лучей, как по точности, так и по устойчивости к теоретическим неопределённостям.

Ключевые элементы научной новизны:

- Новый тип признака классификации, основанный не на абсолютных характеристиках (например, числе мюонов Nμ), а на форме углового распределения F(α,φ), что позволяет извлекать информацию о массе первичной частицы из структуры фронта мюонного потока. Такой подход предложен и реализован впервые в контексте наземной регистрации ШАЛ.

- Применение интегральных характеристик распределения — отношений вида $k_{ij} = S_i/S_j$, где S_i — интеграл от углового распределения в выбранном диапазоне углов — представляет собой методологическое расширение существующих подходов. Эти признаки оказываются существенно менее чувствительны к выбору модели адронных взаимодействий, чем традиционные абсолютные параметры, что придаёт методу универсальность.

- Реализована возможность разделения событий на три массовые группы (протон, среднее ядро, железо) в энергетическом диапазоне порядка 100 ПэВ и 1 ЭэВ, что ранее не было достижимо методами наземной регистрации. Это обеспечено за счёт использования высокоинформативных угловых характеристик мюонного фронта.

- Доказана модельная устойчивость метода. При переходе от одной модели адронных взаимодействий (QGSJET01) к другой (QGSJET-II-04) значения

вероятностей ошибочной классификации сохраняются на одном уровне, что указывает на малую чувствительность метода к фундаментальным теоретическим неопределённостям в описании мюонного выхода.

Значимость результатов заключается в следующем:

- Предложенный подход открывает путь к модельно-независимому определению массового состава космических лучей в области перехода от галактических к внегалактическим компонентам, что имеет фундаментальное значение для современной астрофизики.

- Метод позволяет формировать критерии классификации, не зависящие от абсолютной нормировки числа частиц, что особенно актуально в условиях возможных несовпадений между моделями и экспериментом по мюонному содержанию.

- Разработанная методология может быть внедрена в будущие высокогорные эксперименты, сочетающие мюонные трекеры и наземные установки детекторов, и использоваться для кросс-калибровки различных методов оценки массы.

В целом, результаты главы формируют методологическую базу для нового класса инструментов в физике космических лучей, обеспечивающих надёжную идентификацию массы первичных частиц в условиях ограниченной априорной информации о механизмах взаимодействия на сверхвысоких энергиях.

Выводы по главе 3

В настоящей главе предложен и обоснован новый метод оценки массы первичной космической частицы в ШАЛ, основанный на анализе формы углового распределения мюонов. Метод опирается на интегральные признаки, получаемые путём численного интегрирования плотности углового распределения мюонов $F(\alpha,\varphi)$, в фиксированных интервалах углов, и

предполагает построение классифицирующих критериев вида $k_{ij} = S_i/S_j$, где S_i — значение интеграла в i-м угловом диапазоне.

1. Показана принципиальная возможность классификации событий ШАЛ по массе первичной частицы с разделением на три массовые группы: лёгкие (p), средние (N) и тяжёлые ядра (Fe). При оптимальном выборе признаков и параметров конфигурации детектора достигнута вероятность правильной классификации событий в парных группах (p–N и N–Fe) на уровне 65–70%, что существенно превосходит уровень случайной классификации и ранее известные методы, основанные на числе мюонов или глубине максимума развития каскада.

2. Доказана эффективность признаков, построенных на основе формы углового фронта мюонов. Величины оптимальных угловых интервалов (ширин бинов) изменяются в зависимости от расстояния R от мюонного трекера до оси ливня, а также от энергии первичной частицы. Подбор ширин бинов осуществлялся по критерию минимизации вероятности ошибочной классификации P_{err}, значения которой представлены в таблицах 3.1 - 3.3 для различных пар частиц и моделей взаимодействий.

3. Установлена слабая зависимость эффективности классификации от выбора модели адронных взаимодействий. Критерии, построенные на основе модели QGSJET-01, показали сопоставимые значения P_{err} при применении к данным, сгенерированным моделью QGSJET-II-04. Расхождения между моделями не превышают 3–5 %, что укладывается в пределы статистической погрешности и свидетельствует о высокой устойчивости метода к теоретическим неопределённостям.

4. Разработаны универсальные признаки, пригодные для одновременной классификации обеих пар (p–N и N–Fe) при одной и той же системе угловых интервалов. В частности, подобраны значения ширин бинов,

одинаково эффективные для обеих групп, без потери точности по сравнению с модельно-оптимизированными признаками (рис. 3.11-3.12, таблица 3.2). Это существенно упрощает практическое применение метода в условиях реального эксперимента.

5. Определены требования к параметрам мюонного трекера, обеспечивающим реализацию разработанного метода:
   – угловое разрешение не хуже 0.2° (эквивалентно 0.0035 рад),
   – эффективная площадь регистрации не менее 400 м²,
   – оптимальное размещение на расстоянии 100–200 м от оси ливня.
   Соблюдение этих условий позволяет регистрировать форму мюонного фронта с необходимой статистической и угловой точностью, достаточной для расчёта интегральных признаков S_i.

6. Метод органично интегрируется в архитектуру комбинированной установки, включающей мюонные трекеры и сеть сцинтилляционных или черенковских детекторов. Последние используются для реконструкции геометрии каскада и оценки энергии первичной частицы E_0, а предложенный метод – для определения массы. Это обеспечивает возможность комплексной реконструкции основных характеристик каждого события ШАЛ.

7. Сформулировано положение о физической интерпретируемости метода: угловая структура мюонного фронта сохраняет информацию о массе первичной частицы, слабо зависящую от конкретных параметров модели взаимодействий. Это делает метод не только эффективным, но и физически обоснованным. Интегральные характеристики S_i, как меры плотности мюонного потока в различных секторах, непосредственно отражают глубину развития каскада и относительный вклад различных компонент, зависящих от массы первичного ядра.

Заключние

В настоящей диссертационной работе рассмотрены теоретические и прикладные аспекты регистрации и анализа ШАЛ с целью восстановления параметров ПКЧ в условиях высокогорных установок. Особое внимание уделено разработке и обоснованию новых методов, направленных на повышение точности оценки энергии, направления и массы первичных частиц при регистрации ШАЛ в диапазоне энергий 1 ПэВ – 1 ЭэВ.

Работа опирается на актуальные задачи современной астрофизики высоких энергий и продолжающиеся международные исследования по изучению состава и происхождения космических лучей сверхвысоких энергий. Основное внимание сосредоточено на двух взаимосвязанных задачах:

- оптимизации параметров регистрации событий ШАЛ с использованием сетки детекторов заряженных частиц;
- разработке метода классификации первичных частиц по массе на основе анализа углового распределения мюонов.

На основе моделирования и анализа большого объёма данных (несколько тысяч смоделированных событий) получены следующие основные научные результаты:

1. Разработана методика восстановления энергии и направления ШАЛ на основе параметризации ФПР и ВФ заряженных частиц. Проведена оценка неопределённостей метода в условиях реальной установки (высота 4250 м), показано, что точность определения энергии может достигать ≈15%, направления — до 1° [1-А, 2-А, 4-А, 5-А, 7-А, 8-А].
2. Впервые предложен метод классификации ПКЧ по массе на основе анализа формы углового распределения мюонов, зарегистрированных мюонным трекером. Установлено, что интегральные признаки углового распределения (отношения S_2/S_4 и др.) позволяют разделять протоны,

азот и железо с вероятностью правильной классификации ~65–70% [3-А, 5-А, 6-А, 9-А].

3. Доказана устойчивость метода к выбору модели адронного взаимодействия. Признаки, полученные на модели QGSJET01, оказались эффективными и при использовании QGSJET-II-04. Варьирование модели приводило к изменению вероятности классификации не более чем на 3–5%, что указывает на универсальность предложенного подхода [3-А, 5-А, 6-А, 9-А].
4. Найдены универсальные (модельно-независимые) и геометрически стабильные критерии классификации, применимые в широком диапазоне расстояний от оси (100–200 м). Это особенно важно для реальных установок, в которых не всегда известна точная геометрия ливня [3-А, 5-А, 6-А, 9-А].
5. Предложена оптимальная конфигурация сетки СЦД и мюонного трекера для реализации комплексной установки в условиях высогорья. Определены требования к угловому разрешению (не хуже 0.2°) и площади мюонного детектора (~400 м²) для достижения приемлемой точности массового анализа [3-А, 5-А, 6-А, 9-А].

Рекомендации по практическому использованию результатов исследования

1. Разработанные критерии классификации первичных частиц, основанные на интегральных характеристиках углового распределения мюонов, целесообразно использовать в качестве базовых при проектировании новых высокогорных экспериментальных комплексов.

2. Разработанные алгоритмы могут быть интегрированы в программное обеспечение анализа событий ШАЛ. Предлагается внедрение универсальных признаков, инвариантных к нормировке, таких как отношение интегралов по угловым интервалам ($k_{ij} = S_i / S_j$), что обеспечивает интерпретируемость результатов и позволяет осуществлять классификацию ядер на лёгкие, средние и тяжёлые без необходимости привязки к конкретной модели взаимодействия или конфигурации детекторов.

3. Материалы диссертации могут быть использованы при создании учебных курсов и лабораторных практикумов, посвящённых методам Монте-Карло, анализу данных и реконструкции параметров событий в физике космических лучей.

4. Предлагаемые методы могут быть реализованы в составе многоуровневых детекторных систем нового поколения. Комбинирование регистрации фронта заряженных частиц с мюонными трекерами и оптическими средствами (флуоресцентными и черенковскими детекторами) позволит существенно повысить точность реконструкции параметров ПКЛ. Настоящее исследование закладывает основу для методического сопровождения таких платформ, включая установку «Памир-XXI».

Список литературы

1. Aab, A., et al. Depth of maximum of air-shower profiles at the Pierre Auger Observatory: Measurements at energies above 10^17.2 eV // Phys. Rev. D, Vol. 90, 2014. P. 122005.

2. Abbasi R.U., et al. (Telescope Array Collaboration). Mass Composition of Ultra-High-Energy Cosmic Rays with Telescope Array Surface Detector Data // Astroparticle Physics, Vol. 64, 2015. pp. 49-62.

3. Borisov A.S. and Galkin V.I. // J. Phys.: Conf. Ser, Vol. 409, No. 1, 2013. P. 012089.

4. Tamada, M.; Inoue, N.; Misaki, A.; Ohsawa, A.. Detection of high energy electromagnetic and hadron components of air-shower cores in the new hybrid experiment "Pamir-XXI" // EPJ Web of Conferences, Vol. 145. P. 15001.

5. A. Aab et al. (Pierre Auger Collaboration). Measurement of the cosmic ray spectrum above 4x10^18 eV using inclined events detected by the Pierre Auger Observatory // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics (JCAP), Vol. 8, 2015. P. 049.

6. Abbasi R.U., et al.. Cosmic Ray Energy Spectrum and Composition from TALE and TA Combined Fit // Proceedings of Science (PoS) ICRC2017, Vol. 562, 2018.

7. Apel W.D., et al.. Cosmic ray mass composition in the 10^15–10^17 eV energy range obtained with KASCADE-Grande // Astroparticle Physics, Vol. 36, 2012. P. 183.

8. Pravdin, M.I., et al. (Yakutsk Array). Energy spectrum of cosmic rays with $E_0 \geq 10^{17}$ eV by Yakutsk array data // JETP Letters, Vol. 96, 2012. P. 789.

9. S. O. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model // EPJ Web of Conferences, Vol. 52, 2013. P. 02001.

10. Kampert K.-H., Unger M. Measurements of the Cosmic Ray Composition with Air Shower Experiments // Astroparticle Physics, Vol. 35, 2012. P. 660.

11. Apel, W.D., et al. Lateral distribution of electrons in air showers measured with KASCADE // Astroparticle Physics, Vol. 29, 2008. pp. 412–419.

12. Bertaina, M., et al.. Development of cosmic ray detection techniques: contributions from KASCADE-Grande and other experiments // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A., Vol. 845, 2017. pp. 196–199.

13. Grieder P.K.F. Extensive Air Showers. New York: Springer Heidelberg Dordrecht, 2010.

14. Hess V. Uber Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten // Phys. Zeitsch, No. 13, 1912. pp. 1084-1091.

15. Rossi B. Misure sulla distribuzione angolare di intensita della radiazione penetrante all' Asmara // Supplemento a la Ricerca Scientifica, No. 1, 1934. P. 579.

16. P.Auger, et all. Extensive Cosmic Ray Showers // Rev. Mod. Phys., No. 11, 1939. P. 288.

17. Skobeltzyn D., Zatsepin G., Miller V. The Lateral Extension of Auger Showers // Phys. Rev., No. 71, 1947. P. 315.

18. Зацепин Г. Ядерно-каскадный процесс и его роль в развитии широких атмосферных ливней // Докл. эксперим. и теор.физ., No. 19, 1949. P. 1104.

19. Heitler W. The Quantum Theory of Radiation // Oxford: Clarendon Press. 1944. P. 432.

20. Matthews J. A Heitler model of extensive air showers // Astroparticle Physics, Vol. 22, 2005. pp. 387–397.

21. Леонидовна И.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ УСТАНОВКИ TUNKA-GRANDE ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1016 ÷ 1018 ЭВ , Иркутск, 2015.

22. Александрович И.А. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, Якутск, 2005.

23. Kampert K.H. Methods of Determination of the Energy and Mass of Primary Cosmic Ray Particles at Extensive Air Shower Energies // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, No. 27, 2001. pp. 1663-1674.

24. Heck, D., Knapp, J., Capdevielle, J.N., Schatz, G., Thouw, T. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Karlsruhe. Germany: Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 1998.

25. Bergmann, T., Engel, R., Heck, D., et al. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation // Astroparticle Physics, Vol. 26, 2007. P. 420.

26. Sciutto S.J. AIRES: A system for air shower simulation // Auger Technical Note GAP-97-029. 1997.

27. Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Arce, P., Asai, M., Aso, T., Bagli, E., Bagulya, A., Banerjee, S., Barrand, G., et al.. Recent developments in Geant4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators,

Spectrometers, Detectors and Associated Equipment., Vol. 835, 2016. pp. 186–225.

28. Kalmykov, N.N., Ostapchenko, S. Comparison of characteristics of the nucleus-nucleus interaction in the model of quark-gluon strings and in the superposition model // Soviet Journal of Nuclear Physics, Vol. 50, No. 2, 1989. P. 315.

29. Ostapchenko, S. On the re-summation of enhanced Pomeron diagrams // Physics Letters B., Vol. 636, 2006. P. 40.

30. Ostapchenko S. QGSJET-II: physics, recent improvements, and results for air showers // EPJ Web of Conferences, Vol. 52, 2013. P. 02001.

31. Fletcher, R.S., Gaisser, T.K., Lipari, P., Stanev, T.. SIBYLL: An event generator for simulation of high-energy cosmic ray cascades // Physical Review D, Vol. 50, 1994. P. 5710.

32. S. O. NEXUS model for high-energy hadronic interactions // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements., Vol. 151, 2006. pp. 143–146.

33. Werner, K., Liu, F. M., & Pierog, T. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at RHIC // Physical Review C, Vol. 74, No. 4, 2006. P. 044902.

34. Pierog, T., & Werner, K.. EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements., Vol. 196, 2009. pp. 102–105.

35. Pierog T. LHC data and extensive air showers // EPJ Web of Conferences, Vol. 52, 2013. P. 03001.

36. Lipari P. Cosmic rays and hadronic interactions // Comptes Rendus Physique., Vol. 15, 2014. pp. 357–366.

37. Riehn, F., Engel, R., Fedynitch, A., Gaisser, T.K., Stanev, T.. Hadronic interaction model Sibyll 2.3d and extensive air showers // Physical Review D., Vol. 102, 2020. P. 063002.

38. Aglietta, M., et al.. Detection techniques for extensive air showers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. , Vol. 336, 1993. P. 310.

39. Clark, G., et al. Extensive air showers in cosmic rays // Nature (London), Vol. 180, 1957. P. 353.

40. Clark, G.W., et al. Study of extensive air showers // Physical Review, Vol. 122, 1961. P. 637.

41. Kakimoto, F., et al.. Measurement of the atmospheric fluorescence yield // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A., Vol. 373, 1996. P. 282.

42. Tennent R.M. Cosmic ray studies // Canadian Journal of Physics, Vol. 46, 1968. P. S1.

43. Antoni, T., et al. (KASCADE Collaboration).. Muon density measurements with the KASCADE central detector // Astroparticle Physics, Vol. 14, 2001. pp. 245–260.

44. Glasmacher, M.A.K., et al.. Cosmic ray studies with air shower measurements // Astroparticle Physics., Vol. 12, 2000. pp. 1–17.

45. Linsley J. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10^20 eV // Physical Review Letters, Vol. 10, 1963. P. 146.

46. M. Takeda et.all. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment // Astroparticle Physics, Vol. 19, 2003. P. 447.

47. T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration). Energy Spectrum of Ultra-High Energy Cosmic Rays Observed with the Telescope Array Using a Large Monocular Air-Shower Fluorescence Detector // Astrophysical Journal Letters, Vol. 768, 2013. P. L1.

48. Abbasi R.U., et al. (Telescope Array Collaboration). Measurement of the cosmic-ray energy spectrum with the Telescope Array // Astroparticle Physics, Vol. 80, 2016. P. 131.

49. R. M. Baltrusaitis et al. (Fly's Eye Collaboration). Total Relativistic Energy and Primary Mass Limits from the Utah Fly's Eye Detector // Physical Review Letters, Vol. 52, 1984. P. 1380.

50. P. Abreu et al. (Pierre Auger Collaboration). The Pierre Auger Observatory I: The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements // Journal of Instrumentation, Vol. 7, 2012. P. P10011.

51. T. Abu-Zayyad et al. (Telescope Array Collaboration). The Energy Spectrum of Ultra-High-Energy Cosmic Rays Measured by the Telescope Array FADC Fluorescence Detectors in Monocular Mode // Astroparticle Physics, Vol. 48, 2013. P. 16.

52. T. K. Gaisser, R. Engel, E. Resconi. Cosmic Rays and Particle Physics, 2nd Edition. Cambridge University Press, 2016.

53. R. U. Abbasi et al. (HiRes Collaboration). First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression // Astroparticle Physics, Vol. 32, 2009. P. 53.

54. V. V. Prosin et al. (Tunka Collaboration). Tunka-133: A New Experiment for the Study of Ultra-High Energy Cosmic Rays // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 756, 2014. P. 94.

55. B. N. Afanasiev et al. (Yakutsk Collaboration). Yakutsk array data on the signal from the Cherenkov light induced by the EAS of cosmic rays of energies E > 10^18 eV // Physics of Atomic Nuclei, Vol. 67, 2004. P. 2067.

56. Buitink, S. et al. A large light-mass component of cosmic rays at 10^17 - 10^17.5 eV from radio observations // Nature, Vol. 531, 2016. pp. 70-73.

57. Bezyazeekov, P. A. et al. Measurement of cosmic-ray air showers with the Tunka Radio Extension (Tunka-Rex) // Nucl. Instrum. Meth. A, Vol. 802, 2015. pp. 89-96.

58. Huege T. Radio detection of cosmic rays: present and future // Physics Reports, Vol. 620, 2016. pp. 1–52.

59. Nagano, M., Watson, A. A. Extensive air showers and ultrahigh-energy cosmic rays // Rev. Mod. Phys., Vol. 72, 2000. pp. 689–732.

60. Teshima, M., et al. The air shower array AGASA // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), Vol. 28B, 1992. pp. 169–180.

61. The Pierre Auger Collaboration. Reconstruction of inclined extensive air showers // Astropart. Phys., Vol. 72, 2015. pp. 44–54.

62. Климов П.А., Климов Д.А., Пилипенко Н.В.. Методы и средства регистрации широких атмосферных ливней космических лучей // Известия РАН. Серия физическая, Vol. 81, No. 5, 2017. pp. 538-541.

63. Хренов Б.А., Черняков С.Б. Широкие атмосферные ливни и методы их регистрации. Москва: Физматлит, 2013. 256 pp.

64. Antoni, T., et al. The cosmic-ray experiment KASCADE // Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 513, 2003. pp. 490–510.

65. Glushkov, A.V., et al.. Features of the primary cosmic radiation energy spectrum in the region of 1015−1018 eV // JETP Letters, Vol. 79, 2004. pp. 240–244.

66. Nagano M., Watson A.A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays // Reviews of Modern Physics, Vol. 72, No. 3, 2000. pp. 689–732.

67. Сулейманов В.П. Методы и результаты измерения прихода ШАЛ на Московской установке МГУ–СКЛ // Труды ФИАН, Vol. 96, 1977. pp. 5-12.

68. Глушков А. В., Правдин М. И. Определение направления падения ШАЛ на Якутской установке // Письма в ЖЭТФ, Vol. 71, 2000. pp. 97-100.

69. Antoni T. et al. KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems // Astroparticle Physics, Vol. 24, 2005. pp. 1-25.

70. Aab A. et al. Aab A. et al., The Pierre Auger Observatory: Contributions to the 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019) // Proceedings of Science (ICRC2019), 2019.

71. Amenomori, M., et al.. Observations of the cosmic ray anisotropy and the corotation of the galactic magnetic field // Science, Vol. 314, 2006. pp. 439–443.

72. Aartsen, M.G., et al.. Observation of cosmic-ray anisotropy with the IceCube detector // The Astrophysical Journal, Vol. 826, 2016. P. 220.

73. Bartoli B. et al. Medium-scale anisotropy in the TeV cosmic ray flux observed by ARGO-YBJ // Physical Review D, Vol. 88, 2013. P. 082001.

74. Abraham, J., et al. Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei // Astroparticle Physics, Vol. 29, 2008. pp. 188-204.

75. The Pierre Auger Collaboration. Update on the correlation of ultra-high energy cosmic rays with active galactic nuclei // Astrophys. J. Lett., Vol. 853, 2017. P. L29.

76. Berezinsky, V., et al.. Transition from galactic to extragalactic cosmic rays // Phys. Rev. D., Vol. 74, 2006. P. 043005.

77. T. Abu-Zayyad et al. Search for Anisotropy of Ultra-High Energy Cosmic Rays with the Telescope Array Experiment // The Astrophysical Journal Letters, Vol. 790, No. 2, 2014. P. L21.

78. Aab, A. et al. Evidence for a mixed mass composition at the 'ankle' in the cosmic-ray spectrum // Physics Letters B, Vol. 762, 2016. pp. 288–295.

79. Baltrusaitis, R.M., et al.. The Utah Fly's Eye Project: The cosmic ray energy spectrum, composition, and arrival directions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 240, 1985. pp. 410–428.

80. Arteaga–Velazquez J.C., et al. // Journal of Physics: Conference Series, Vol. 651, 2015. P. 012001.

81. Apel W., et al. (KASCADE–Grande Collaboration). Energy spectrum and mass composition of cosmic rays between 10^{16} and 10^{18} eV // Astroparticle Physics, Vol. 36, 2012. pp. 183-194.

82. Cantoni E., et al. (KASCADE Collaboration). Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC) // Results from KASCADE-Grande on the energy spectrum and mass composition of cosmic rays. Beijing, China. 2012. Vol. 11. P. P259.

83. Apel W.D., et al. (KASCADE–Grande Collaboration). KASCADE-Grande measurements of cosmic-ray iron group and light primaries between 10^{16} and 10^{18} eV // Physical Review Letters, Vol. 107, 2011. P. 171104.

84. Fuhrmann D. Study of the cosmic ray energy spectrum and mass composition with KASCADE-Grande, University of Wuppertal, Wuppertal, PhD thesis 175, 2012.

85. G D. A Multidimensional unfolding method based on Bayes' theorem // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 362, 1995. pp. 487-498.

86. Aglietta M., et al. (EAS–TOP Collaboration). The EAS–TOP array at E(0) = 10^14–10^16 eV: Primary composition and energy spectrum // Astroparticle Physics, Vol. 20, 2004. pp. 641-652.

87. Antoni T., et al. The cosmic ray composition around the knee measured with the KASCADE experiment // Astroparticle Physics, Vol. 16, 2002. pp. 245-263.

88. Kampert K.-H., et al.. Cosmic ray measurements with KASCADE // Nuclear Physics B (Proceedings Supplements), Vol. 136, 2004. pp. 273-281.

89. Arteaga-Velazquez J.C., et al.. Results from KASCADE-Grande on the energy spectrum and mass composition of cosmic rays // Journal of Physics: Conference Series, 651 2015. P. 012001.

90. Haungs A., et al.. KASCADE-Grande results and perspectives // EPJ Web of Conferences, Vol. 145, 2017. P. 13001.

91. Kamata, K., Nishimura, J. On the lateral spread of extensive air showers due to electron cascades in the air // Progress of Theoretical Physics Supplement, 1958.

92. Greisen K. Cosmic ray showers // Annual Review of Nuclear Science, Vol. 10, 1960. pp. 63–108.

93. Nagano, M., Watson, A.A. Observations and implications of high-energy cosmic rays // Reviews of Modern Physics, Vol. 72, 2000. pp. 689–732.

94. Letessier-Selvon, A., Stanev, T.. Ultrahigh energy cosmic rays // Reviews of Modern Physics, Vol. 83, 2011. pp. 907–942.

95. Letessier-Selvon, A. and Stanev, T. Ultrahigh energy cosmic rays. // Reviews of Modern Physics, Vol. 83, 2011. pp. 907–942.

96. Галкин, А. Е., Джатдоев, Т. А. Разделение групп ядер ПКЛ с энергиями 10^{15}–10^{16} эВ с помощью пространственно-углового распределения черенковского света ШАЛ // Известия РАН, Серия физическая. , Vol. 75, No. 3, 2011. pp. 338–341.

97. Kalashev, O., Kharuk, I., Kuznetsov, M., Rubtsov, G., Sako, T., Tsunesada, Y., Zhezher, Ya. Deep learning method for identifying mass composition of ultra-high-energy cosmic rays // Journal of Instrumentation, Vol. 17, No. 5, 2022. P. P05008.

98. Engel, R., Heck, D., Pierog, T. Extensive air showers and hadronic interactions at high energy // Annual Review of Nuclear and Particle Science, Vol. 61, 2011. pp. 467–489.

99. Stanev T. Cosmogenic neutrinos and gamma rays // Comptes Rendus Physique, Vol. 4, No. 15, 2014. pp. 349-356.

100. Sciascio G.D. Detection of Cosmic Rays from ground: an Introduction // J. Phys. Conf. Ser, 2019. P. 1263.

101. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц // ЖЭТФ, Vol. 35, No. 4(10), 1958. pp. 635-640.

102. Fukui S., Hasegava H., Matano T., et all. A study on the structure of the extensive air shower // Progr. Theor. Phys., Vol. 6, 1960. P. 1.

103. Bradt H., Clark M. et all. The primary energy spectrum from 8- 10^15-4-lO^16 eV // Proc. of 9* ICRC, London, Vol. 3, 1965. pp. 715-717.

104. M. Aglietta et al. (EAS-TOP Collaboration). The EAS size spectrum and the cosmic ray energy spectrum in the region 10 ^15 - 10^16 eV // Astropart.Phys, No. 10, 1999. P. 1.

105. A.P. Garyaka, R.M. Martirosov, S.V. Ter-Antonyan, et all. Rigidity-dependent cosmic ray energy spectra in the knee region obtained with the GAMMA experiment // Astropart. Phys., No. 28, 2007. P. 1695.

106. Буднев М., Васильев Р.В., Вишневский Р.И. и др. Энергетический спектр и массовый состав первичных космических лучей по данным черенковской установки ШАЛ Тунка // Изв. РАН. Сер.физич., Vol. 69, No. 3, 2005. P. 343.

107. Amenomori, M.; Bi, X.J.; Chen, D.; Cui, S.W.; Danzengluobu; Ding, L.K.; Ding, X.H.; Fan, C.; Feng, C.F.; Fenget, Z.; et al. Cosmic-ray energy spectrum around the knee obtained by the Tibet experiment and future prospects // Adv. Space Res., No. 47, 2011. P. 629.

108. Di Sciascio. Main physics results of the ARGO-YBJ experiment // Int. J. Mod. Phys. D, No. 23, 2014. P. 1430019.

109. Ogio, S.; Kakimoto, F.; Kurashina, Y.; Burgoa, O.; Harada, D.; Tokuno, H.; Yoshii, H.; Morizawa, A.; Gotoh, E.; Nakatani, H.; et al. The energy spectrum and the chemical composition of primary cosmic rays with energies from 10^14 to 10^16 eV. // ApJ , Vol. 612, 2004. P. 268.

110. Aglietta, M.; Alessandro, B.; Antonioli, P.; Arneodo, F.; Bergamasco, L.; Bertaina, M.; Castagnoli, C.; Castellina, A.; Chiavassa, A.; EAS-TOP Collaboration.. The cosmic ray primary composition in the “knee” region through the EAS electromagnetic and muon measurements at EAS-TOP // Astropart. Phys., Vol. 21, 2004. P. 583.

111. Glasmacher, M.A.K.; Catanese, M.A.; Chantell M.C.; Covault, C.E.; Cronin, J.W.; Fick, B.E.; Fortson, L.F.; Fowler, J.W.; Green, K.D.; Kieda, D.B.; et al.

CASA-MIA Collaboration. The cosmic ray composition between 10^14 and 10^16 eV. // Astropart. Phys. , Vol. 12, 1999. P. 1.

112. Apel, W.D.; Arteaga, J.C.; Badea, A.F.; Bekk, K.; Blümer J.;Bozdog, H.; Brancus, I.M.; Brüggemann, M.; Buchholz, P.; Cossavella, F.; et al.. KASCADE Collaboration. Energy spectra of elemental groups of cosmic rays: Update on the KASCADE unfolding analysis. // Astropart. Phys. , Vol. 31, 2009. P. 86.

113. Apel, W.D.; Arteaga-Velázquez, J.C.; Bekk, K.; Bertaina, M.; Blümer, J.; Bozdog, H.; Brancus, I.M.; Cantoni, E.; Chiavassa, A.; Cossavella, F.; et al.. KASCADE-Grande measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays. // Astropart. Phys. , Vol. 47, 2013. P. 54.

114. Aartsen, M.G.; Ackermann, M.; Adams, J.; Aguilar J.A.; Ahlers, M.; Ahrens, M.; Alispach, C.; Andeen, K.; Anderson, T.; Ansseau, I.; et al. ICETOP Collaboration. Cosmic ray spectrum and composition from PeV to EeV using 3 years of data from IceTop and IceCube. // Phys. Rev. D, Vol. 100, 2019. P. 082002.

115. Prosin, V.V.; Berezhnev, S.F.; Budnev, N.M.; Brückner, M.; Chiavassa, A.; Chvalaev, O.A.; Dyachok, A.V.; Epimakhov, S.N.; Gafarov, A.V.; Gress, O.A.; et al. TUNKA Collaboration.. Results from Tunka-133 (5 years observation) and from the Tunka-HiSCORE prototype. // In Proceedings of the 5th Roma International Conference on Astro-Particle physics (RICAP 14), Sicily, Italy, 30 September–3 October, 2014.

116. Nagano M., et al. Energy spectrum of cosmic rays from extensive air shower data // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Vol. 18, 1992. P. 423.

117. Bergman D.R., Belz J.W. Review of ultra-high-energy cosmic ray experiments // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, Vol. 34, 2007. P. 359.

118. Abu-Zayyad T., et al. Updated analysis of the cosmic-ray energy spectrum from TALE, 2018.

119. Aartsen M.G., et al. (IceCube Collaboration).. Measurement of the cosmic ray energy spectrum and composition using IceTop and IceCube // Physical Review D., Vol. 88, No. 4, 2013. P. 042004.

120. Abbasi R.U., et al. Observation of ultra-high-energy cosmic rays with the HiRes detector // Physical Review Letters, Vol. 100, 2008. P. 101101.

121. Berezhnev S.F., Besson D., Budnev N.M., et al. (Tunka-133 Collaboration). Study of ultra-high-energy cosmic rays using the Tunka-133 detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Vol. 296, 2012. pp. 98–105.

122. Правдин М.И., Глушков А.В., Дьячковский Н.А., и др. Энергетический спектр космических лучей выше 10^{17} эВ по данным Якутской установки ШАЛ // Известия РАН. Серия физическая., Vol. 73, No. 5, 2009. P. 578.

123. Valiño I. (for the Pierre Auger Collaboration). Cosmic ray spectrum measured using Pierre Auger Observatory // Proceedings of Science (PoS), ICRC 2015. 2016. P. 271.

124. Berezinsky, V., Zatsepin, G. T. Cosmic Rays at Ultra-High Energies (Neutrino?) // Physics Letters B, Vol. 28, 1969. P. 423.

125. K. G. End to the cosmic-ray spectrum? // Physical Review Letters, Vol. 16, 1966. P. 748.

126. Zatsepin G.T., Kuzmin V.A. On the upper limit of the cosmic ray spectrum // JETP Letters, Vol. 4, 1966. P. 114.

127. Aguilar, M. et al. (AMS Collaboration). Precision Measurement of the Proton Flux in Primary Cosmic Rays from Rigidity 1 GV to 1.8 TV with the Alpha

Magnetic Spectrometer on the International Space Station // Physical Review Letters, Vol. 114, 2015. P. 171103.

128. Adriani, O., et al. (PAMELA Collaboration). PAMELA results on cosmic-ray electrons and positrons // Physics Reports, Vol. 544, 2014. pp. 323–370.

129. Torii, S., et al. (CALET Collaboration). The CALorimetric Electron Telescope (CALET) for high-energy astroparticle physics on the International Space Station // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 831, 2016. pp. 335–338.

130. Strong, A. W., Moskalenko, I. V. Propagation of cosmic-ray nucleons in the Galaxy // The Astrophysical Journal, Vol. 509, 1998. pp. 212–228.

131. Apel W.D., et al. The KASCADE-Grande experiment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Vol. 620, No. 2-3, 2010. pp. 202-216.

132. G. Di Sciascio. Measurement of Energy Spectrum and Elemental Composition of PeV Cosmic Rays: Open Problems and Prospects // Applied Sciences, Vol. 12, No. 7, 2022. P. 705.

133. Amenomori M., et al. The all-particle spectrum and light component spectrum of cosmic rays observed with the Tibet-III air-shower array // Astrophysical Journal Letters, Vol. 678, No. 2, 2008. P. 109.

134. Bartoli B., et al. Knee-like structure in the spectrum of the light component of cosmic rays observed with the ARGO-YBJ experiment // Physical Review D, Vol. 92, No. 9, 2015. P. 092005.

135. M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration*). Cosmic ray spectrum and composition from // Physical Review D, Vol. 100, No. 8, 2019. P. 082002.

136. Apel W.D., et al. Reconstruction of the energy spectrum of primary cosmic rays at energies from 10^16 to 10^18 eV with the KASCADE-Grande experiment // Astroparticle Physics, Vol. 36, No. 4, 2012. pp. 183-194.

137. Aartsen M.G., et al. The cosmic ray energy spectrum observed with IceTop // Astroparticle Physics, Vol. 102, 2018. pp. 41-57.

138. Unger M., Farrar G.R., Anchordoqui L.A. Origin of the ankle in the ultra high energy cosmic ray spectrum, and implications for the extragalactic proton fraction // Physical Review D., Vol. 92, No. 12, 2015. P. 123001.

139. Knurenko S.P., Sabourov A. Mass composition of cosmic rays with energies 10^{17} – 10^{18} eV by Yakutsk array data // Journal of Physics: Conference Series, Vol. 409, 2014. P. 012090.

140. Abu-Zayyad T., et al. Measurement of the Cosmic Ray Energy Spectrum and Composition from 10^{17} to $10^{18.3}$ eV Using a Hybrid Fluorescence Technique // Astrophysical Journal, Vol. 557, 2000. P. 686.

141. Unger M., Engel R., Schüssler F., Ulrich R. Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC) // Highlighting the Importance of the Measurement of the Proton-Air Cross Section at Ultra-High Energies. 2008.

142. Aab A., et al.(Pierre Auger Collaboration). Inferences on Mass Composition and Tests of Hadronic Interactions from 0.3 to 100 EeV using the Pierre Auger Observatory // Physical Review D, Vol. 96, 2017. P. 122003.

143. Hanlon W., et al. Proceedings of Science (PoS) ICRC2019 // Telescope Array – Recent Results and Future Plans. 2019. P. 318.

144. Haungs, Andreas ; Rebel, Heinigerd ; Roth, Markus. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays // Reports on Progress in Physics, Vol. 66, No. 7, 2003. pp. 1145-1206.

145. Powell, C.F., Occhialini, G., Lattes, C.M.G.. Observation of the Meson Predicted by Yukawa // Nature , Vol. 160, No. 4057, 1947. pp. 453–456.

146. Ivanenko, I.P., et al. Centauro Events as Possible Manifestations of a New Hadronic Phase // Journal of Physics G: Nuclear Physics, Vol. 7, No. 10, 1981. pp. 139–1147.

147. Kulikov, G.V., Khristiansen, G.B. On the Size Spectrum of Extensive Air Showers // JETP, Vol. 35, 1959. pp. 441–444.

148. И.Б. Б. История эксперимента «Памир». Душанбе: Дониш, 2008.

149. И.Б. Б. История исследования взаимодействий космических лучей с ядрами на Памире. Душанбе. 2010.

150. И.Б. Б. Физика космических лучей и эксперимент «Памир». Ламберт. 2014.

151. Borisov A.S., Pamir Collaboration. Observation of a high-energy cosmic-ray family caused by a Centauro-type nuclear interaction in the joint emulsion chamber experiment at the Pamirs // Physics Letters B, Vol. 190, 1987. pp. 226–232.

152. Bobodzhanov I.B. et al. ICRR, University of Tokyo // Super-high energy cosmic-ray interactions observed in emulsion chambers at Pamir and Mt. Chacaltaya. Tokyo. 1986. Vol. ICR-Report-146. P. 86.

153. Pamir Collaboration. Test of high-energy interaction models with data of the emulsion chamber experiment Pamir // Nuclear Physics B – Proceedings Supplements, No. 97, 2001. pp. 185–188.

154. Bakhtigereev, S. E. ; Eremenko, Yu. A. ; Madigozhin, D. T. Comparison of hadron chamber data from the PAMIR experiment with model calculations for different chemical compositions of primary cosmic rays // Rossijskaya

Akademiya Nauk, Izvestiya, Seriya Fizicheskaya, Vol. 57, No. 4, 1993. pp. 53-55.

155. Lattes C.M.G., Fujimoto Y., Hasegawa S.. Centauro events in cosmic-ray showers // Phys. Rep., Vol. 65, 1980. pp. 151–202.

156. Yakovlev V.I. Gamma-families and anti-Centauro events // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), Vol. 122, 2003. pp. 327–330.

157. Kopenkin, V., Fujimoto, Y., & Sinzi, T. Solution to the Centauro puzzle // Physical Review. D Particles Fields, Vol. 68, No. 5, 2003. pp. 052007–052007.

158. Kopenkin V.V., Fujimoto Y. Fluctuations and selection bias in gamma-family events // Astropart. Phys., Vol. 25, 2006. pp. 357–364.

159. A.S. Borisov et al. Recent results and modern status of the PAMIR experiment // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Vol. 17-176, 2008. pp. 143-148.

160. Cao, Z., et al. (LHAASO Collab.). Ultrahigh-energy photons up to 1.4 petaelectronvolts from 12 γ-ray Galactic sources // Nature, Vol. 594, 2021. pp. 33–36.

161. Cao, Z., et al. (LHAASO Collab.). Measurements of the Cosmic Ray Energy Spectrum from 0.3 to 30 PeV with LHAASO // Phys. Rev. Lett., Vol. 132, 2024. P. 131002.

162. В. И. Галкин, А.С. Борисов, Р. Бахромзод, В. В. Батраев, С.З. Латипова, А.Р. Мукумов. Метод определения параметров первичной частицы широкого атмосферного ливня высокогорной установкой // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия..

163. V.I. Galkin, A.S. Borisov, R. Bakhromzod, V.V. Batraev, S. Latipova and A. Muqumov. // EPJ Web of Conferences, Vol. 145, 2017. P. 15004.

164. В. В. Батраев, В. И. Галкин.. Разделение атмосферных ливней по массам первичных частиц на основании измеренных угловых распределений черенковского света на уровне гор // УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА , No. 3, 2018. P. 1830202.

165. Bakhromzod R., Galkin V.I. The search and analysis of optimal criteria for the selection of extensive air showers from γ-quanta by Cherenkov telescopes // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 1081, 2021.

166. Бободжанов И.Б. История эксперимента «Памир». Душанбе: Дониш, 2008.

167. Бободжанов И.Б. История исследования взаимодействий космических лучей с ядрами на Памире. Душанбе. 2010.

168. Бободжанов И.Б. Физика космических лучей и эксперимент «Памир». Ламберт. 2014.

169. Tomaszewski A. Experimental results obtained from Pamir emulsion chamber by the Lodz University Group // AIP Conf. Proc., Vol. 276, 1993. pp. 66-80.

170. Aab, A., et al. (Pierre Auger Collaboration).. Measurement of the cosmic ray spectrum above 2.5 × 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory // Physical Review D., Vol. 96, 2017. P. 122003.

Публикации по теме диссертации

I. Статьи в журналах, индексируемые в международной базе данных (*Web of Science* и *Scopus* и иностранные издания)

[1-A] **Muqumov A.R.** Designing of a comprehensive high altitude EAS array for primary particle determination within the PAMIR-XXI project / Topchiev N.P., Borisov A.S., Galkin V.I., Bakhromzod R., Batraev V.V., Latipova S.Z., **Muqumov A.R.** // Proceedings of Science. 2018. Vol. 301. P. 475. DOI: 10.22323/1.301.0475.

[2-A] **A.R. Muqumov**. A Method for Estimation of the Parameters of the Primary Particle of an Extensive Air Shower by a High-Altitude Detector / V.I. Galkin, A.S. Borisov, R. Bakhromzod, V.V. Batraev, S.Z. Latipova, **A.R. Muqumov** // *Moscow University Physics Bulletin*. – New York, N.Y., United States: Allerton Press, 2018. – Vol. 73, No. 2. – P. 179–186.

II. Статьи, опубликованные в других изданиях, рекомендуемых ВАК при Президенте Республики Таджикистан

[**3**-А] **Мукумов, А.Р.** Разделение широких атмосферных ливней по массам в диапазоне энергий 10^{17} эВ - 10^{18} эВ с использованием мюонного трекера в условиях высокогорий/ **Мукумов, А.Р.** // Доклады НАНТ. – 2025. – Т., № 1 – С.52-57.

[**4**-А] **Мукумов, А.Р.** Способ определения энергии первичных космических лучей для высокогорных установок / **Мукумов, А.Р.** // Известия НАНТ. – 2025. –№1. – С.62-68.

[5-А] **Мукумов, А.Р.** Оценка первичных параметров широкого атмосферного ливня по данным детекторов частиц высокогорных установок / **А.Р. Мукумов**, В.И. Галкин // *Ученые записки физического факультета Московского Университета*. – 2018. – № 3. – С. 1830801-1–1830801-7.

III. Список работ в материалах международных конференций

[6-А] **Мукумов, А.Р.** Разделение атмосферных ливней по массам с помощью мюонного треккера на высокогорной установке / **Мукумов, А.Р.** // Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2018» / Отв. ред. И.А. Алешковский, А.В. Андриянов, Е.А. Антипов. [Электронный ресурс]. – М.: МАКС Пресс, 2018. – ISBN 978-5-317-05800-5.

[7-А] **Мукумов, А.Р.** Оценки параметров первичных протонов широкого атмосферного ливня для высокогорной установки с помощью детекторов заряженных частиц / **Мукумов, А.Р.** // Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2017» / Отв. ред. И.А. Алешковский, А.В. Андриянов, Е.А. Антипов. [Электронный ресурс]. – М.: МАКС Пресс, 2017. – ISBN 978-5-317-05504-2.

IV. Список работ в материалах республиканских конференций

[8-А] **Мукумов, А.Р.** Способ определения энергии первичных космических лучей для высокогорных установок / **Мукумов, А.Р.** // Материалы Республиканской научно-практической конференции «Развитие и достижения физической науки в годы независимости», посвященной 32-летию Государственной независимости Республики Таджикистан, Душанбе, Таджикистан, 25–26 августа 2023 г. – Душанбе, 2023. – С 203-205.

[9-А] **Мукумов, А.Р.** Разделение атмосферных ливней по массам в диапазоне энергий 100 ПэВ–1 ЭэВ с помощью мюонного треккера для высокогорных условий / **Мукумов, А.Р.** // Материалы Республиканской научно-практической конференции «Развитие и достижения физической науки в годы независимости», посвященной 32-летию Государственной независимости Республики Таджикистан, Душанбе, Таджикистан, 25–26 августа 2023 г. – Душанбе, 2023. – С 218-221.