

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ КОСМОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И АЭРОНОМИИ  
ИМ. Ю. Г. ШАФЕРА  
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

САБУРОВ Артем Владимирович

**Пространственное распределение частиц ШАЛ с энергией выше  $10^{17}$  эВ по  
данным Якутской установки**

Специальность 01.04.16

Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., с.н.с.

Глушков А. В.

Якутск – 2017

# Содержание

<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1 Якутская комплексная установка широких атмосферных ливней</b> . . . . .	<b>15</b>
1.1 Общие сведения об установке . . . . .	15
1.2 Измерение плотности частиц . . . . .	18
1.2.1 Единицы измерения сцинтилляционного счетчика и его разрешение . . . . .	20
1.2.2 Калибровка сцинтилляционных детекторов . . . . .	21
1.3 Геометрическая реконструкция ШАЛ . . . . .	24
1.3.1 Определение направления прихода . . . . .	25
1.3.2 Определение координат оси ливня и его классификационных параметров . . . . .	26
1.4 Оценка первичной энергии . . . . .	29
<b>2 Обзор программного пакета CORSIKA</b> . . . . .	<b>41</b>
2.1 Электромагнитные взаимодействия . . . . .	42
2.2 Адронные взаимодействия . . . . .	42
2.2.1 Семейство моделей QGSJet . . . . .	43
2.2.2 SIBYLL . . . . .	44
2.2.3 Влияние выбора модели на измеряемые параметры ШАЛ . . . . .	44
2.2.4 EPOS . . . . .	45
2.2.5 Данные БАК и обновления к адронным моделям . . . . .	48
<b>3 Оценка отклика сцинтилляционных детекторов Якутской установки ШАЛ</b> . . . . .	<b>53</b>
3.1 Постановка задачи . . . . .	53
3.2 Процедура моделирования . . . . .	54
3.2.1 Параметры статистического прореживания . . . . .	54
3.2.2 Модель атмосферы . . . . .	56
3.3 Измеряемые характеристики ШАЛ . . . . .	57
3.3.1 Частицы ШАЛ на уровне наблюдения . . . . .	57
3.3.2 Параметры пространственного распределения частиц ШАЛ . . . . .	61

3.3.3	Параметры продольного развития ШАЛ . . . . .	64
3.4	Расчет отклика наземного сцинтилляционного детектора . . . . .	64
3.4.1	Отклик заряженных частиц . . . . .	67
3.4.2	Отклик электронной компоненты . . . . .	67
3.4.3	Отклик гамма-квантов . . . . .	70
3.4.4	Суммарный отклик . . . . .	72
3.4.5	Аппроксимация ФПР откликов наземного детектора . . . . .	73
3.4.6	Аппроксимация ФПР мюонов с энергией $\geq 0.5$ ГэВ . . . . .	74
3.4.7	Зенитно-угловая зависимость ФПР сигнала наземных детекторов . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Характеристики КЛ в области <math>E_0 \geq 10^{17}</math> эВ по данным ЯКУ ШАЛ . . . . .</b>	<b>87</b>
4.1	Массовый состав КЛ с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным наземных детекторов Якутской установки . . . . .	88
4.2	Глубина максимума каскадной кривой ШАЛ, определенная по данным мюонных детекторов Якутской установки . . . . .	94
4.3	Энергетический баланс компонент ШАЛ . . . . .	98
4.4	Энергетический спектр КЛ в области $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным Якутской установки и современных моделей адронных взаимодействий . . . . .	105
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>111</b>
	<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>113</b>
	<b>Список иллюстраций . . . . .</b>	<b>131</b>
	<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>135</b>
	<b>Приложение А Структурная схема базы данных для событий ШАЛ . . . . .</b>	<b>136</b>

# Введение

Энергия космических лучей (КЛ), непрерывно бомбардирующих земную атмосферу, занимает довольно широкий энергетический диапазон, начиная с нескольких ГэВ до энергий свыше  $\sim 10^{20}$  эВ. Интенсивность потока КЛ с ростом энергии резко уменьшается и, начиная с энергии первичных частиц  $E_0 \gtrsim 10^{15}$  эВ, прямая регистрация КЛ становится затруднительной; а при  $E_0 \gtrsim 10^{16}$  эВ — попросту невозможной. Единственным доступным методом наблюдения КЛ таких энергий является метод широких атмосферных ливней (ШАЛ). С одной стороны, изучение широких атмосферных ливней позволяет исследовать ядерные взаимодействия, протекающие при сверхвысоких энергиях, недостижимых на данный момент на земной ускорительной технике. С другой стороны, метод ШАЛ служит базой для получения важнейших характеристик первичного космического излучения — энергетического спектра, распределения направлений прихода ПКЛ на небесной сфере, а также массового состава частиц КЛ. Эти характеристики важны для выяснения происхождения КЛ, т.е. выявления их астрофизических источников, механизмов ускорения и распространения во Вселенной.

Существует несколько способов регистрации ШАЛ, все они основаны на детектировании ливневых (вторичных) частиц, генерируемого ими излучения в различных диапазонах, а также на оценке энергопотерь этих частиц по мере их продвижения вглубь атмосферы. Классическим инструментом для регистрации КЛ таких энергий является установка ШАЛ наземного типа, представляющая собой сеть детекторов элементарных частиц, распределенных по определенной площади. Ливневые частицы формируют диск перпендикулярно оси ливня, поэтому при его приходе на уровень наблюдения под зенитным углом  $\theta$ , детекторы наземной установки будут срабатывать с некоторой задержкой друг относительно друга. Величина этой задержки зависит от зенитного угла, поэтому измерив относительное время срабатывания каждого детектора можно восстановить направление прихода первичной частицы. Первоначально в качестве детекторов в таких установках использовались счетчики Гейгера-Мюллера; однако временного разрешения таких счетчиков было недостаточно для точного определения направления прихода ливня [1], поэтому во второй половине прошлого века вместо них стали применяться сцинтилляционные детекторы [2].

Важнейшей характеристикой такой установки является ее светосила, то есть способность регистрировать максимальное количество событий КЛ в заданном диапазоне энергий, приходящих из данного телесного угла на единицу площади за единицу времени. Исходя из такого определения понятно, что единственные параметры установки, которые может контролировать исследователь — это ее площадь и способность выделять события ШАЛ на общем фоне. Эти условия и определили ход эволюции установок ШАЛ.

Такие установки, как станция Джорджа Агассиза [3] (США) и высотная обсерватория Чакалтая (Боливия) [4], позволили расширить энергетическую шкалу ПКЛ до энергий, превышающих  $10^{17}$  эВ. Затем в 1959 году в Нью-Мексико, США, начала работу обсерватория Волкано Рэнч (Volcano Ranch) [5]. Эта установка состояла из 19 сцинтилляционных детекторов, покрывающих площадь  $8 \text{ км}^2$  с раздвижением 884 м. На этой установке впервые было зарегистрировано событие ШАЛ с первичной энергией, оцененной в  $10^{20}$  эВ [6, 7]; это открытие подогрело всеобщий интерес к поиску предела энергий КЛ, недостижимых на ускорителях. Нужно отметить, что ПКЛ с такой энергией регистрируются крайне редко: одна такая частица попадает на поверхность Земли площадью в  $1 \text{ км}^2$  приблизительно раз в сто лет.

В 1956 г. заработала установка ШАЛ, созданная физическим факультетом МГУ и предназначенная для исследования КЛ с энергиями  $10^{15} - 10^{17}$  эВ. Установка ШАЛ МГУ состояла из 41 детектора электромагнитной компоненты и покрывала площадь около  $7 \text{ км}^2$ . Также в ее состав входили подземный мюонный детектор с порогом около 10 ГэВ и нейтронный монитор, благодаря чему она могла одновременно регистрировать электромагнитную, мюонную и адронную компоненты ливней. В 1958 г. исследователи из этой группы Георгий Борисович Христиансен и Герман Викторович Куликов обнаружили, что энергетический спектр КЛ имеет сложную форму, которую нельзя описать простым степенным законом. При энергии  $\sim 3 \times 10^{15}$  эВ в спектре наблюдается резкий излом — колено космического излучения [8]. Данные ускорителей и эксперименты по регистрации ШАЛ опровергли первоначальное предположение об изменении характера ядерных взаимодействий при таких энергиях. Позже, после анализа многолетних данных по мюонной компоненте, был сделан вывод об утяжелении химического состава ПКЛ в области колена [9]. В настоящее время основными сценариями формирования колена считается суперпозиция разных галактических источников и изменение массового состава КЛ вследствие убегания КЛ из Галактики [10–13], а также изменение диффузионных свойств заряженных КЛ [14]. Также выдвинута гипотеза о формировании излома спектра аномальной диффузией КЛ, возникающей из-за фрактальной структуры галактических магнитных полей [15]. Несомненно, все эффекты наблюдаемые в этой области энергий имеют галактическое происхождение.

В 1965 году инженерами Bell Labs Арно Пензиасом и Робертом Уилсоном был открыт космический микроволновый фон с температурой  $\sim 2.7$  К (реликтовое излучение Вселенной) [16]. Год спустя Георгий Зацепин и Вадим Кузьмин [17] и — независимо от них — Кеннет Грейзен [18] предположили, что космические протоны сверхвысоких энергий должны рассеиваться на фотонах реликтового излучения, порождая протоны более низких энергий, пионы и электрон-позитронные пары. Дальнейшие исследования с помощью методов математического моделирования показали [19], что сходные процессы будут происходить и с более тяжелыми ядрами, приводя к образованию ядер меньшей массы, нуклонов и генерации пар. В случае же наличия в составе ПКЛ высокоэнергичных гамма-квантов, их взаимодействие с фотонами реликтового излучения опять-таки будут приводить к образованию электрон-позитронных пар [20]. Все эти процессы должны приводить к тому, что в области энергий  $\sim 6 \times 10^{19}$  эВ в наблюдаемом энергетическом спектре КЛ будет наблюдаться резкое понижение интенсивности, которое было названо обрезанием Грейзена-Зацепина-Кузьмина, или реликтовым обрезанием спектра КЛ. По сути это означало, что Вселенная может быть непрозрачной для ПКЛ: значительная часть частиц с энергией выше  $10^{19}$  эВ просто не доживет до наблюдения.

Предсказанное ГЗК-обрезание послужило толчком к дальнейшему развитию экспериментальных методов исследования КЛСВЭ. Так как интенсивность потока КЛ при  $E_0 \gtrsim 10^{19}$  эВ драматически спадает, а для подтверждения (или опровержения) эффекта необходимо было набрать значительную статистику как раз в этой области энергий, появилась необходимость строительства установок ШАЛ большой площади.

В 1967 году в Великобритании заработала установка Хавера Парк (Haverah Park), площадью  $12 \text{ км}^2$  [21]. Ее особенностью было то, что в качестве наземных детекторов заряженных частиц использовались детекторы черенковского излучения на основе водяных баков, позволявшие эффективно отрезать низкоэнергичную электромагнитную компоненту. Также ее отличала более сложная топология: из-за ограниченного доступа к земле, вся установка представляла собой несколько отдельных детекторных кластеров; в каждом кластере раздвижение между детекторами было индивидуальным (от 50 до 500 м), а расстояние между отдельными кластерами достигало 2 км.

В 1968 была запущена установка Сиднейского университета SUGAR (Sidney University Giant Air shower Recorder) (Австралия), площадью  $60 \text{ км}^2$  [22], которая состояла из 54 независимых станций наблюдения с раздвижением около 1.61 км. Каждая станция содержала два  $6\text{-м}^2$  сцинтилляционных детектора. Так как на установке предполагалось регистрировать мюоны с пороговой энергией  $0.75 \text{ ГэВ} \times \sec \theta$ , детекторы были размещены под слоем грунта. К сожалению, многочисленные технические трудности не позволяли этому инструменту достоверно определять поток и энергию ПКЛ [1, 23], однако на нем были получены важные сведения по анизотропии КЛСВЭ в

южном полушарии: анализ направлений прихода ШАЛ с энергией выше  $10^{19}$  эВ не выявил отклонений от изотропного потока в плоскости сверхгалактики [24, 25].

Наконец, в 1970 году была запущена комплексная установка, созданная НИИЯФ МГУ и Институтом космофизических исследований и аэронауки (ИКФИА) Сибирского Отделения АН СССР. Якутская комплексная установка ШАЛ (ЯКУ ШАЛ) позволяет регистрировать несколько компонент ШАЛ (заряженную, мюонную и черенковскую), и до недавнего времени она являлась крупнейшим инструментом, позволявшим регистрировать КЛ с энергией до  $10^{20}$  эВ.

В 1990 году заработала установка ШАЛ в Акено (Япония) — AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), с площадью  $100 \text{ км}^2$  и позволявшая регистрировать ШАЛ, порожденные КЛ с энергией свыше  $10^{20}$  эВ [26]. Из-за сложного рельефа местности, детекторы были расположены неоднородно, в среднем, раздвигание между ними было около 1 км. Электроника станций наблюдения была выполнена на основе микропроцессора и обеспечивала регистрацию, контроль за работой станции и временную синхронизацию. Также на установке были установлены мюонные детекторы с порогом срабатывания 0.5 ГэВ. Вместе установки SUGAR и AGASA послужили полигоном для обкатки новых методик регистрации, накопления и обработки данных ШАЛ, многие из которых значительно позже нашли применение в гигантских установках нового поколения.

Несмотря на то, что широкие атмосферные ливни богаты черенковскими фотонами, генерируемыми релятивистскими заряженными частицами в атмосфере [27, 28], узкий угол их испускания не позволяет регистрировать поток черенковского излучения (ЧИ) на больших расстояниях от оси. Однако, это не единственный вид излучения ШАЛ в оптическом диапазоне. Проходя через воздух, частицы ШАЛ возбуждают атомы азота, которые при последующей релаксации испускают оптические фотоны. Таким образом, ШАЛ порождает ионизационное свечение атмосферы (ИС), или флюоресцентное излучение. В отличие от узконаправленного ЧИ, ионизационное свечение испускается изотропно, а наибольший выход приходится на область длин волн 300 — 400 нм, что позволяет эффективно регистрировать ИС с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) на больших расстояниях от оси, т.е. наблюдать ливень со стороны [29, 30]. Преимущество такого метода регистрации ШАЛ состоит в том, что он позволяет непосредственно наблюдать продольное развитие ливня.

На регистрации ИС ШАЛ была основана работа установки Fly's Eye в штате Юта, США, проработавшей с 1982 по 1992 гг [31, 32]. Установка состояла из двух детекторов, Fly's Eye I и Fly's Eye II. Первый состоял из 67 сферических зеркал диаметром 1.5 м, второй — из 36 таких же зеркал и был удален от первого на 3.3 км. В фокусе каждого зеркала была смонтирована мозаика из ФЭУ; при этом каждый ФЭУ наблюдал участок неба размером  $5^\circ \times 5^\circ$ . Установка работала в двух режимах: одиночном, когда срабатывал один детектор, и стерео, когда от одного события срабатывали

оба детектора. Этот инструмент мог обозревать огромный объем воздуха, что позволяло добиться невиданной ранее светосилы в области энергий  $10^{20}$  эВ (в одиночном режиме).

В 1997 году на том же самом месте заработала флюоресцентная установка следующего поколения — High Resolution Fly’s Eye, или просто HiRes [33, 34]. На этот раз каждый ФЭУ в “глазу” обозревал участок неба размером  $1^\circ \times 1^\circ$ , а раздвижение между детекторами составило около 12 км. Два детектора работали независимо друг от друга, что позволяло анализировать данные как в одиночном, так и в стерео режимах. Установка вела регистрацию КЛСВЭ до 2006 г., и итогом ее работы стало первое экспериментальное подтверждение наличия ГЗК-эффекта [35, 36]. В тот период данные установки AGASA послужили причиной множества споров и спекуляций, так как полученный на ней энергетический спектр противоречил ГЗК-обрезанию [37–41]. Позже выяснилось, что причиной тому была особенность методики обработки экспериментальных данных, приводившая к систематическому завышению оценки энергии для наклонных ливней [42, 43]. Противоречивые данные о потоке КЛ в области экстремальных энергий подогрели интерес к исследованиям ШАЛ со стороны физиков-теоретиков, которые начали выдвигать гипотезы об изменении характера ядерных взаимодействий при таких энергиях, нарушении фундаментальных симметрий и проявлении экзотических процессов и частиц (см. [1]). В то же время это ускорило процесс создания новых гигантских установок.

Гигантские установки нового поколения используют совмещенный (гибридный) метод регистрации ШАЛ. В них детекторы флюоресцентного свечения дополняют работу наземных установок, станции которых покрывают до несколько тысяч квадратных километров. Таким образом, эти эксперименты позволяют изучать свойства КЛСВЭ с невиданными ранее точностью и статистической значимостью.

Обсерватория имени Пьера Ожэ (The Pierre Auger Observatory, PAO), или просто установка Auger [44–46], была создана силами международной коллаборации институтов из 17 стран. Эксперимент был размещен в Аргентине. Установка состоит из 1600 детекторов заряженной компоненты на основе водяных баков, обозреваемых ФЭУ. Детекторы размещены на площади  $3000 \text{ км}^2$  с раздвижением 1.5 км. Пространство над установкой просматривается 4 детекторами ИС атмосферы. Характеристики ШАЛ восстанавливаются по измерениям распределения заряженных частиц на поверхности земли и по измерениям продольного развития ливня в атмосфере. Строительство началось в 2000 г., в 2005 г. появились предварительные данные, а в 2007 г. были опубликованы результаты анализа направлений прихода 27 самых высокоэнергичных событий ШАЛ, выявившего сильную корреляцию с активными ядрами галактик (АЯГ) [47, 48]. Позже, анализ данных Якутской установки для событий с  $E_0 \gtrsim 10^{19}$  эВ, также выявил корреляцию с угловым распределением АЯГ [49].



Недавно начала работу новая установка, использующая гибридный метод регистрации ШАЛ. Telescope Array (TA), расположенный в штате Юта (США), был создан международной коллаборацией 21 университета [50, 51]. Наземные детекторы на основе тонких 3 м<sup>2</sup> сцинтилляторов покрывают площадь в 762 км<sup>2</sup> с раздвижением 1.2 км [52]. Атмосфера над установкой обзревается тремя детекторами флуоресцентного света, образующими треугольник со стороной 35 км. Эта установка вступила в строй и начала наблюдения в 2008 г.

В 2014 г. были опубликованы результаты совместного анализа данных установок РАО и ТА, выявившего анизотропии в распределении направлений прихода КЛ с энергией выше 10<sup>19</sup> эВ [53]: с увеличением статистики в этой области энергий, корреляция с АЯГ, описанная в работе [47], пропала<sup>1</sup>. Тогда же установка ТА обнаружила т.н. “горячее пятно” — область, содержащую 19 событий ПКЛ с энергиями выше 5.7 × 10<sup>19</sup> эВ [55]. Эта область расположена вблизи плоскости сверх-галактики, однако источники этих КЛ пока не определены.

Недавно при анализе данных ЯКУ ШАЛ было замечено, что в течение одних суток (22 января 2009 г.) установкой были зарегистрированы два события с энергиями выше 3 × 10<sup>19</sup> эВ, причем расстояние между направлениями их прихода на небесной сфере не превышает 11°. При этом, по данным установки ТА [55], в тот же день на ней был зарегистрирован ливень с энергией 5.8 × 10<sup>19</sup> эВ и направлением прихода, близким к двум ливням Якутской установки. С учетом экспозиций обоих инструментов и разной систематики при оценке энергии, вероятность случайной регистрации такого триплета в течение 12 часов была оценена в 4.3 × 10<sup>-7</sup> [56]. Исходя из всех вышеупомянутых наблюдательных фактов, авторами была выдвинута гипотеза о том, что наличие такого пространственно-временного совпадения в узком интервале энергий связано с пучком первичных КЛСВЭ высокой интенсивности. Очевидно, что в области КЛ экстремальных энергий по-прежнему остается множество загадок, для разрешения которых необходимо дальше увеличивать статистику наблюдений.

На сегодняшний день одними из злободневных проблем в физике КЛ являются форма спектра и массовый состав в области энергий 10<sup>15</sup> – 10<sup>19</sup> эВ. При  $E_0 \sim 10^{18}$  эВ присутствует еще один излом, после которого спектр становится положе; эта его особенность получила название лодыжка. Так как КЛ более низких энергий генерируются и эффективно удерживаются в Галактике, наиболее правдоподобное объяснение такой формы спектра — начало доминирования КЛ внегалактического происхождения [57–59]. В настоящее время наиболее проработанной является гипотеза о том, что наблюдаемые особенности спектра в области энергий 10<sup>17</sup> – 10<sup>19</sup> эВ обусловлены переходом между КЛ, генерируемыми в нашей Галактике (галактической компонентой КЛ), и КЛ

---

<sup>1</sup>более того, согласно данным рентгеновского телескопа Chandra, лишь одна из 27 галактик в первоначальном наборе РАО обладает активным ядром, способным ускорять частицы до таких энергий [54]

внегалактического происхождения (внегалактической компонентой КЛ) [60, 61]. И хотя было разработано довольно много теоретических моделей, хорошо согласующихся с экспериментальными данными [62–64], точное определение этого перехода на энергетической шкале до сих пор остается актуальной задачей современной физики; многие компактные установки и установки среднего размера создавались с целью решения именно этой задачи.

В 1996 г. в долине р. Рейн (Германия) начала сбор данных установка, созданная на базе Технологического Института Карлсруэ и нацеленная на исследование КЛ в области колена энергетического спектра и выше — KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DETector) [65]. Инструмент состоит из сцинтилляционных детекторов, регистрирующих электромагнитную компоненту ШАЛ и трековых мюонных детекторов. Сцинтилляционные детекторы были установлены в 252 наблюдательных станциях с раздвижением 13 м, покрывающих площадь  $200 \times 200 \text{ м}^2$ . Еще на стадии проектирования установки была поставлена задача эффективной регистрации частиц на малых расстояниях от оси в ливнях с первичными энергиями вплоть до  $10^{17}$  эВ, поэтому многие ее параметры, такие как дизайн детекторов и управляющей электроники, а также конфигурацию их размещения выбирали с привлечением методов компьютерного моделирования. Позже, для расширения контролируемого диапазона энергий до  $10^{18}$  эВ, площадь установки была расширена до  $0.5 \text{ км}^2$  за счет добавления 37 детекторных станций со средним раздвижением 137 м (KASCADE-Grande) [66–68].

В 1990-х гг в Тункинской долине (Бурятия, Россия) силами НИИЯФ МГУ и Иркутского государственного университета началось создание установки, регистрирующей ШАЛ с помощью детекторов черенковского излучения. Этот инструмент создавался для решения задачи происхождения КЛ в области колена спектра [69–72]. К 1990 г. был запущен прототип из 25 детекторов (Тунка-25), а в 2008 г. было завершено строительство установки из 133 детекторов площадью  $1 \text{ км}^2$  (Тунка-133), способной контролировать область энергий  $\sim 10^{18}$  эВ и, благодаря дифференциальным детекторам, регистрирующим временную развертку сигнала, позволяющей эффективно определять параметры продольного развития ШАЛ [73, 74]. В настоящее время ведутся работы по ее расширению: были добавлены дополнительные кластеры черенковских детекторов, начался монтаж детекторов мюонной компоненты. В перспективе площадь планируется расширить до  $100 \text{ км}^2$  (проект Tunka-HiSCORE) [75].

Гигантские гибридные установки нового поколения характеризуются высоким энергетическим порогом срабатывания, поэтому на них также стартовали проекты по регистрации КЛ в переходной области. Так, на установке ТА введен в строй кластер TALE (TA Low Energy Extension) [76, 77]. Он состоит из 103 наземных детекторов, покрывающих площадь  $70 \text{ км}^2$ , работу которых дополняют 10 детекторов флуоресцентного излучения ШАЛ [78]. Запущено расширение

для установки РАО — AMIGA (Auger Muon and Infill for the Ground Array), предназначенная для регистрации мюонной компоненты ШАЛ с энергиями выше  $\sim 10^{16.5}$  эВ. Это расширение состоит из подземных детекторов, заполняющих пространство между детекторами наземной части основной установки, и занимает площадь в  $23.5 \text{ км}^2$  [79]. Там же строится система HEAT (High Elevation Auger Telescope), состоящая из трех детекторов флюоресцентного излучения и предназначенная для регистрации ШАЛ с энергиями от  $\sim 10^{17}$  эВ [80]. Все эти инструменты нацелены на получение единообразных данных по ПКЛ в широком энергетическом диапазоне.

**Целью** данной работы является исследование функции пространственного распределения (ФПР) частиц широких атмосферных ливней по данным ЯКУ ШАЛ. ФПР является важной характеристикой широких атмосферных ливней, позволяющей реконструировать многие их параметры, а значит — отражающей основные характеристики ПКЛ: от первичной энергии до массового состава.

Для достижения поставленной цели были поставлены и решены следующие задачи:

1. в рамках общепринятых теоретических моделей адронных взаимодействий получить оценку откликов от заряженной и мюонной компонент ШАЛ в детекторах Якутской установки и найти параметризацию их ФПР, которая бы наилучшим образом описывала экспериментальные данные;
2. на основе ФПР рассчитанных откликов и проверки энергетического баланса компонент ШАЛ уточнить оценку энергии ПКЛ, зарегистрированных Якутской установкой;
3. в рамках выполненных расчетов получить оценку глубины максимума развития ливней ( $X_{\text{max}}$ ), зарегистрированных Якутской установкой;
4. получить оценку массового состава КЛ в области  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ из параметров ФПР и оценок  $X_{\text{max}}$ .

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Получена оценка отклика (энерговыведения) сцинтилляционных детекторов Якутской установки в широких атмосферных ливнях с энергиями  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ от вторичных ливневых частиц в рамках четырех моделей адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.
2. Получена оценка массового состава первичных космических лучей с энергиями  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ, рассчитанная с помощью функции пространственного распределения откликов наземных сцинтилляционных детекторов. Согласно этой оценке, в этой области энергий происходит быстрое облегчение состава с ростом энергии.

3. Получена средняя глубина максимума каскадной кривой широких атмосферных ливней из функции пространственного распределения мюонов с порогом  $1 \times \sec \theta$  ГэВ в диапазоне энергий  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ.
4. На основе интерпретации результатов моделирования в рамках четырех наиболее широко используемых моделей адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях получена новая оценка первичной энергии широких атмосферных ливней, которая в  $\sim 1.4$  раза ниже по сравнению со значениями, полученными ранее.

#### **Научная новизна:**

1. Впервые с помощью четырех широко используемых моделей адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях получена оценка откликов сцинтилляционных детекторов Якутской установки от электронов, позитронов, гамма-квантов и мюонов в широких атмосферных ливнях, вызванных первичными протонами и ядрами железа в космических лучах с энергиями  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ.
2. Впервые вычислены функции пространственного распределения откликов наземных и подземных сцинтилляционных детекторов Якутской установки в рамках четырех моделей адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях и подобраны их аналитические аппроксимации.
3. Впервые из анализа формы функции пространственного распределения откликов наземных сцинтилляционных детекторов Якутской установки была получена оценка массового состава космических лучей с энергиями выше  $10^{17}$  эВ в рамках четырех моделей развития широких атмосферных ливней.
4. Впервые из экспериментальной и расчетной функции пространственного распределения мюонов Якутской установки найдена средняя глубина максимума каскадной кривой в диапазоне энергий выше  $10^{17}$  эВ.
5. Представлена новая интерпретация данных Якутской установки, полученная с помощью модельных расчетов с использованием 4 моделей адронных взаимодействий, которая дала два метода оценки первичной энергии широких атмосферных ливней. Первый основан на функции пространственного распределения откликов наземных сцинтилляционных детекторов, второй является результатом ревизии калориметрического метода, принятого на установке.

**Практическая значимость:** Построена быстрая модель сцинтилляционного детектора Якутской установки. Проведена ревизия калориметрического метода определения первичной энергии широких атмосферных ливней, принятого в эксперименте. Полученные при этом результаты позволили уточнить оценку энергии космических лучей, зарегистрированных якутским экспериментом. Уточненный энергетический спектр и оценка массового состава, выполненные единой методикой в широком диапазоне энергий, позволят сделать обоснованное заключение об основных источниках космических лучей сверхвысоких энергий, а также о положении на энергетической шкале переходной области между галактическими и внегалактическими космическими лучами.

**Апробация работы.** Результаты исследований докладывались на симпозиумах и конференциях: 32-й Международной конференции по космическим лучам (Пекин, Китай, 2011), Международном симпозиуме по космическим лучам сверхвысоких энергий (Женева, Швейцария, 2012) и 33-й Всероссийской конференции по космическим лучам (Дубна, 2014).

**Личный вклад.** Все представленные в диссертации результаты получены автором самостоятельно, либо при его непосредственном участии. Автор активно участвовал в постановке научных задач, принимал прямое участие в обработке, научном анализе и интерпретации результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных. При участии автора была разработана зарегистрирована в Роспатенте база экспериментальных данных Якутской установки ШАЛ (свидетельство государственной регистрации № 2012620884 [81]).

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 13 печатных изданиях, 10 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [82–91], 3 — в тезисах докладов [92–94].

Отдельные аспекты работы, положенные в основу диссертации, прошли независимую экспертизу и были поддержаны программой Президиума РАН “Фундаментальные свойства материи и астрофизика” (2012), грантами РФФИ № 13-02-12036-офи-м (2013), а также грантом президента Республики Саха (Якутия) для молодых ученых, специалистов и студентов (2014).

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Во введении приведен обзор научной литературы по теме исследования, дано обоснование актуальности исследования, проведенного в рамках данной диссертационной работы, ставятся задачи, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы. В первой главе дается описание Якутской комплексной установки ШАЛ, описывается методика калибровки, регистрации событий КЛСВЭ и их последующей обработки. Во второй главе приводится обзор программного комплекса и теоретических моделей развития ШАЛ, применявшихся для интерпретации данных Якутской установки. В третьей главе описывается процедура моделирования и приводится методика оценки отклика наземных сцинтилляционных детекторов Якутской установки. В четвертой главе приводится анализ данных ЯКУ ШАЛ и физическая интерпретация особен-

ностей ФПР откликов наземных сцинтилляционных детекторов и мюонов с учетом результатов теоретических расчетов, а также делается вывод по спектру и массовому составу ПКЛ в области энергий  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ. Полный объем диссертации занимает 146 страниц с 58 рисунками и 3 таблицами. Список литературы содержит 200 наименований.

# Глава 1

## Якутская комплексная установка широких атмосферных ливней

### 1.1. Общие сведения об установке

Якутская комплексная установка ШАЛ представляет собой стационарный научно-исследовательский полигон ИКФИА СО РАН, расположенный в долине реки Лены в 55 км южнее г. Якутска (61.7 N, 129.4° E, ~ 100 м над уровнем моря, глубина атмосферы — 1020 г/см<sup>2</sup>). Строительство установки, ее поэтапный ввод в действие были начаты в 1966 году. Прототип из 13 станций, расположенных в круге радиусом 1 км, начал регистрацию ШАЛ в декабре 1970 г. В дальнейшем эти станции составили центральное ядро, вокруг которого шло расширение установки. С 1973 г. первая очередь установки приступила к запланированной программе наблюдений [95, 96]. На этот момент 35 станций, участвующих в отборе ливней, занимали площадь более 17 км<sup>2</sup>. С самого начала Якутская установка создавалась как комплексный детектор широких атмосферных ливней. Впервые в мире на Якутской установке реализовано систематическое исследование потока черенковского излучения ШАЛ с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ. Оно ведется с самого начала работы прототипа и значительно расширилось с запуском первой очереди. С 1976 г. проводятся регулярные измерения мюонной компоненты ШАЛ [97].

Основу Якутской установки составляют отдельные станции наблюдения, в которых установлено по 2 сцинтилляционных счетчика площадью 2 м<sup>2</sup> каждый и приемник черенковского излучения на основе одного или нескольких ФЭУ-49 (диаметр фотокатода 15 см). Одновременное срабатывание обоих детекторов заряженных частиц является локальным триггером для обработки информации на станции. При этом производится преобразование сигналов от детекторов в цифровой код и запоминание в буферной памяти. В этот же момент по линии связи в центральное регистри-

рующее устройство посылается сигнал для отбора ливней. Разрешающее время схемы совпадения равно 2 мкс. Для получения цифрового кода в электронных каналах для счетчиков частиц используются логарифмические  $RC$ -преобразователи [98]. Интегрирование заряда с ФЭУ на входной  $RC$  цепочке (постоянная времени 11 – 14 мкс) производится в течении 2 мкс, после чего вход закрывается. Динамический диапазон такого преобразователя  $10^4$ , что обеспечивает измерение плотности заряженных частиц до  $10^3 \text{ м}^{-3}$ , так как порог значительно меньше среднего отклика на одну частицу. Точность измерения заряда со счетчика около 10% по всему диапазону. В каналах для приемников черенковского излучения используются логарифмические преобразователи на основе  $LC$ -контура со временем интегрирования около 0.5 мкс. Остальные характеристики такие же, как и у  $RC$ -преобразователей.

Для определения направления прихода первичной частицы в каждой станции с точностью 100 нс измеряется отрезок времени с момента регистрации первой частицы из всех прошедших через счетчики до очередного синхроимпульса установки. Синхронизирующие сигналы непрерывно подаются установленным в центре радиопередатчиком с периодом в 100 мкс. На станциях имеются приемники этих сигналов.

Отбор ливневых событий производится в центре при одновременном срабатывании трех смежных станций [99, 100]. На рис. 1.1 показан план размещения станций и подземных пунктов Якутской установки<sup>1</sup>. В процессе развития и модернизации установки количество станций и их расположение менялось. В 1973 г. триггерная система включала 35 станций. 29 из них расположены так, чтобы образовывалась сетка из правильных треугольников со стороной 1000 м. 40 таких треугольников на площади более 17 км<sup>2</sup> составляли, так называемый *триггер-1000*. Такой триггер эффективно начинает отбирать события с  $E_0 \simeq (2 - 3) \times 10^{18}$  эВ. Остальные 6 станций расположены на расстоянии 500 м от центральной, вместе с которой образовывали отдельный *триггер-500* с порогом  $E_0 \sim 10^{17}$  эВ. В 1979 г. были добавлены 6 станций на расстоянии 1 км от центра, в результате чего общая площадь для малого триггера-500 достигла 3 км<sup>2</sup>.

При реконструкции 1990-1992 гг. из-за демонтажа самых удаленных станций наблюдения общая площадь их размещения уменьшилась до 11 км<sup>2</sup>, но их количество возросло почти в 1.5 раза. Сейчас 49 станций, участвующих в отборе событий, расположены в круге радиусом 2 км. На большей части площади (7.2 км<sup>2</sup>) расстояние между соседними станциями равно 500 м. Они составляют 63 треугольника, которые теперь образуют триггер-500 Якутской установки. Триггер-1000 включает в себя оставшиеся 19 станций первой очереди и также независимо отбирает события, хотя на большей части площади его дублирует триггер-500.

---

<sup>1</sup>три нижние станции первой очереди были уничтожены в результате паводка весной 2008 г.



В центральном круге с радиусом 250 м в различных пунктах установлены еще 9 сцинтилляционных счетчиков по 2 м<sup>2</sup>, которые не участвуют в отборе ливней, а используются для измерения плотности заряженных частиц.

Размещение детекторов черенковского излучения также менялось со временем. Сейчас они установлены на 19 станциях в круге радиусом 1 км, и еще 12 дополнительных детекторов расположены в самом центре.

Измерение в ливнях потока мюонов с пороговой энергией 1 ГэВ на Якутской установке начались на одном детекторе площадью 8 м<sup>2</sup> одновременно с запуском первой очереди установки [97]. В 1976 г. были созданы 3 подземных пункта площадью 36 м<sup>2</sup> каждый [101]. Сейчас работает 5 подземных пунктов, размещенных в центральном круге с радиусом 1 км. В них установлены такие же или подобные сцинтилляционные счетчики. Общая площадь регистрирующих детекторов в каждом таком пункте составляет  $\sim 20$  м<sup>2</sup>.

В последние годы создан и запущен в эксплуатацию мюонный детектор большой площади [102–104]. В нем установлено 90 стандартных двухметровых сцинтилляционных счетчиков. Пороговая энергия для мюонов 0.5 ГэВ. В большом мюонном детекторе (БМД) для каждого счетчика производится измерение амплитуды сигнала и времени срабатывания относительно синхроимпульса основной установки с точностью 5 – 7 нс. Измерение с хорошей точностью времени прихода отдельных мюонов позволяет получать информацию о их временном распределении во фронте ливня на больших расстояниях от оси. Кроме проведения измерений в качестве отдельного детектора для событий, отбираемых основной установкой, электроника БМД имеет собственную триггерную систему, позволяющую регистрировать локальные ливни в области  $\sim 10^{15}$  эВ.

До начала 1990 г. совместно с НИИЯФ МГУ проводилось изучение формы импульса черенковского излучения для исследования продольного развития ШАЛ. Этот метод предложили в 1971 г. Г. Б. Христиансен и Ю. А. Фомин. Для этих исследований использовались ФЭУ с хорошим временным разрешением. Первые годы сигнал с детекторов выводился на осциллограф и фотографировался, затем стали применяться электронные анализаторы формы импульса, выполненные в стандарте КАМАК. Черенковские детекторы формы импульса располагались в центральной части установки. Чтобы получить данные при энергиях меньше, чем  $10^{17}$  эВ, в этом эксперименте был создан независимый триггер, отбирающий события с энергией  $10^{15} - 10^{16}$  эВ по совпадению сигналов от интегральных черенковских детекторов. С помощью такого триггера, кроме данных о развитии ШАЛ, был определен энергетический спектр в интервале  $3 \times 10^{15} - 10^{17}$  эВ.

До 1987 г. в составе Якутской установки функционировал нейтронный монитор NM-64. Он работал в обычном режиме для получения данных по вариациям космических лучей. Кроме этого специальные электронные каналы регистрирующей системы позволяли измерять отклик мо-

нитора на ядерно-активные частицы в ливневых событиях. Благодаря этому был измерен поток низкоэнергичных адронов на больших расстояниях от оси ШАЛ.

Кроме перечисленных регулярных измерений различных компонент ливня на Якутской установке ШАЛ проводились также поисковые эксперименты, в том числе измерялось радиоизлучение от ливней с  $E_0 > 10^{17}$  эВ.

В последние годы черенковские и сцинтилляционные детекторы в центральном круге с радиусом 250 м вновь объединены в отдельную независимую установку, отбирающую события с энергией  $10^{15} - 10^{16}$  эВ по совпадению сигналов с 3 соседних детекторов черенковского излучения. Триггерная система формируется из треугольников, в которых расстояние между соседними детекторами колеблется от 50 м до 200 м. Таким образом, центральные детекторы Якутской установки составляют независимую малую установку, в которой ливни отбираются по потоку черенковского излучения, а с помощью сцинтилляционных детекторов возможно измерение потока заряженных частиц.

В 2012 году, для оптимизации работ и получения выборок событий ШАЛ для различных задач, возникающих при анализе данных, была создана реляционная база данных под управлением СУБД PostgreSQL [105]. Она предназначена для хранения, обновления и предоставления данных по событиям ШАЛ, зарегистрированным установкой и обеспечивает стандартизированный, оперативный и централизованный доступ к экспериментальным данным ЯКУ ШАЛ [81]. Подробное описание базы данных дано в Приложении А.

## 1.2. Измерение плотности частиц

Для измерения плотности частиц ШАЛ на многих установках применяются детекторы на основе органических (пластиковых) сцинтилляторов. Частицы ливня, проходя через вещество сцинтиллятора в ходе различных физических процессов теряют энергию и вызывают короткую вспышку света. Количество порожденных фотонов пропорционально сумме всех потерь частиц, попавших в детектор. Световой импульс преобразуется ФЭУ в импульс тока. Полный заряд пропорционален числу фотоэлектронов и, тем самым, числу фотонов, попадающих на фотокатод. Таким образом, сцинтилляционный детектор измеряет энергопотери всех частиц в слое рабочего вещества (сцинтиллятора). Релятивистская частица теряет около 2 МэВ на пути  $1 \text{ г/см}^2$  в среде из атомов с небольшим зарядом (воздух, пластмасса, вода). За счет нескольких эффектов (флуктуации ионизационных потерь, неоднородность светосбора с разных участков счетчика, флуктуации числа фотоэлектронов) даже для одной релятивистской частицы сигнал на аноде будет иметь некоторое распределение, которое зависит от свойств счетчика и ФЭУ.

Основу Якутской установки составляют стандартные сцинтилляционные счетчики площадью  $2 \text{ м}^2$ . Пластмассовые сцинтилляторы (ПС) на основе полистирола с люминесцирующими добавками используются в виде блоков размером  $500 \times 500 \times 50 \text{ мм}^3$ . Восемь таких блоков располагаются по периметру на платформе светогерметичного контейнера, в центре ее крепится фотоумножитель, типа ФЭУ-49. Свет, образующийся в сцинтилляционных блоках при прохождении сквозь них заряженных частиц, попадает на ФЭУ за счет диффузионного отражения от внутренней поверхности крышки контейнера, которая покрыта специальной белой краской.

На рис. 1.2 показан общий вид счетчика. Крышка контейнера изготовлена из листового дюрала толщиной 1.5 мм. Максимум высвечивания используемого сцинтиллятора находится в области  $\sim 440 \text{ нм}$ , что хорошо согласуется со спектральной характеристикой ФЭУ-49 и отражательной способностью окрашенной поверхности контейнера счётчика. Бока и низ каждого блока также окрашены белой краской для повышения светосбора на фотоумножителе. Время высвечивания сцинтиллятора составляет  $\sim 2 \times 10^{-9}$  сек.

В период проектирования и создания мюонных детекторов был разработан счетчик площадью  $2.25 \text{ м}^2$  в виде пирамиды, вверху которой располагался ФЭУ, а 9 блоков ПС располагались на дне (рис. 1.3). В такой конструкции основная доля света, попадающая на фотоумножитель, приходит от места прохождения частицы. Для увеличения световыхода ФЭУ все поверхности ПС, кроме верхней, окрашены белой краской, с той же целью внутренние стенки контейнера покрыты такой же краской. Такие счетчики установлены в двух подземных пунктах, в дальнейшем новые станции и мюонные подвалы оснащались сцинтилляционными детекторами стандартной конструкции.

Кроме того, в отдельных экспериментах использовались сцинтилляционные детекторы небольшой площади. Например, для исследования пространственного распределения частиц вблизи оси ливня в центральной части установки было установлено 15 небольших пирамидальных счетчиков площадью  $0.25 \text{ м}^2$  каждый, в которых вверху помещался один стандартный блок ПС, а внизу крепился фотоумножитель.

Для оценки качества конструкции и разрешающей способности счетчика используется фоновый поток вторичных космических частиц, который на уровне моря состоит в основном из одиночных мюонов достаточно высокой энергии и с определенным распределением по зенитному углу. На счетчик площадью в  $2 \text{ м}^2$  на уровне моря попадает около 400 событий в секунду. На рис. 1.4 показан типичный спектр отклика для неуправляемого счетчика Якутской установки от такого фона.

Круто падающая ветвь при малых амплитудах — это шумы, которые образуются как в самом ФЭУ, так и от слабых вспышек из-за низкоэнергичных заряженных частиц из атмосферы и от радиоактивных примесей, если они присутствуют в материале сцинтиллятора и конструкции. Та-

кой шум может значительно усиливаться из-за проникающего света при неполной герметичности контейнера. На рис. 1.5 показан какой будет вид спектра от неуправляемого сцинтилляционного счетчика при разных соотношениях шумов и отклика от одной частицы. Кривая 1 получалась бы, если поток состоял только из релятивистских мюонов и при полном отсутствии шумов. В начале строительства Якутской установки для использования в счетчиках отбирались такие ФЭУ-49, в которых пик от одной космической частицы хорошо выделялся из фона. Качество выделения сигнала от одной частицы для счетчика часто характеризуют отношением частоты в пике распределения к частоте в долине — отношение пик/долина (рис. 1.5).

### 1.2.1. Единицы измерения сцинтилляционного счетчика и его разрешение

Как упоминалось выше, сцинтилляционный счетчик измеряет общие энергопотери всех заряженных частиц в рабочем слое. Вертикальная релятивистская частица расходует на ионизацию в сцинтилляторе нашего счетчика около 10 МэВ, частица под углом теряет больше в соответствии с удлинением ее трека в веществе. При анализе ливней за единицу отклика удобно принять такую величину энергии, которая будет выражаться числом близким к числу заряженных частиц, реально попавших в счетчик, и достаточно просто определяется с хорошей точностью. Для этих целей хорошо подходят средние потери релятивистского вертикального мюона, которые присутствуют в фоновом излучении в достаточном количестве [101]. Распределение отклика стандартного счетчика от одиночного вертикального мюона было получено в специальном эксперименте, схема которого показана на рис. 1.6. В данном эксперименте отбирались частицы с максимальным отклонением от вертикали  $\simeq 11^\circ$ , которые вызывали одновременное срабатывание как основного детектора, так и специального управляющего счетчика площадью  $0.04 \text{ м}^2$  (телескоп), показанного в нижней части рисунка. Слой свинца над управляющим счетчиком поглощал мягкие частицы и гарантировал срабатывание системы только от релятивистских мюонов. Средняя скорость совпадений равна  $0.5 \text{ с}^{-1}$ .

На рис. 1.7 и рис. 1.8 (см. гистограмма *b*) показаны полученные распределения отклика для стандартных счетчиков от вертикального мюона. За единицу отклика на рисунках принято значение  $U_m$ , которое соответствует медиане этого распределения. Выбор медианы объясняется, тем что в спектре вертикального мюона присутствуют ливневые события, дающие большие амплитуды из-за попадания сразу нескольких частиц, вклад которых завышает среднее значение, определяемое по всему распределению, а на медиану они не оказывают существенного влияния. С другой стороны, экспериментальное распределение таково, что медиана и среднее отличаются друг от друга не более чем на 5 — 10%. Именно эта характеристика — значение амплитуды, соответствующее

медиане распределения от вертикального мюона, стала использоваться для измерения величины отклика в ливнях и получила название *уровня одной частицы*.

Для сравнения на рис. 1.8 гистограммой показан спектр от неуправляемого счетчика, который значительно шире из-за углового распределения одиночных мюонов и более существенного вклада от ливневых событий. Можно отметить, что максимум неуправляемого спектра практически совпадает с выбранной единицей по спектру вертикального мюона.

Само распределение вертикального мюона имеет заметную асимметрию — отношение средней амплитуды к амплитуде, соответствующей моде (наиболее вероятное значение), равно 1.2. Дисперсия равна 0.2, что соответствует среднеквадратичному отклонению 0.45. Достаточно широкое распределение объясняется свойствами самого счетчика, так как флуктуации ионизационных потерь для релятивистских вертикальных мюонов не превышают 10%. Значительный вклад в дисперсию вносят относительные флуктуации числа фотоэлектронов в ФЭУ счетчика. Это показывает эксперимент с распределением отклика от светодиода со стандартной вспышкой.

Гистограмма на рис. 1.8 показывает распределение отклика счетчика от светодиода, перед которым установлен поглощающий фильтр, чтобы максимум спектра от светодиода совпадал с максимумом спектра от одной частицы. Среднеквадратичная ширина его равна 0.3. Справа на рисунке в области больших значений показан спектр светодиода без фильтра, среднеквадратичная ширина которого меньше 10%. Этот эксперимент показывает, что от одной частицы в среднем в ФЭУ образуется около 10 фотоэлектронов, флуктуации по закону Пуассона которых дадут 30% ширину. Ширину распределения отклика вертикального мюона необходимо учитывать при оценке ошибки определения плотности частиц в реальных ливнях.

### **1.2.2. Калибровка сцинтилляционных детекторов**

Для регулярной калибровки и контроля всех сцинтилляционных детекторов установки измерять спектр вертикального мюона с помощью телескопа невозможно. Но для этих целей хорошо подходят спектры фоновых событий. Электроника станций наблюдения отбирает совпадения между двумя счетчиками и только для таких событий производится запись цифрового значения амплитуды сигналов с детекторов в память.

Система централизованного управления установки позволяет получать информацию о таких событиях с любой станции и накапливать спектр от двойных совпадений в центральной регистрирующей системе (на начальном этапе для этого использовался прибор на основе амплитудного анализатора со специальной приставкой, сейчас компьютер). Частота двойных совпадений  $\sim 2 - 3$  Гц. Распределение амплитуды каждого счетчика в этом случае отражает, так называемый,

спектр плотностей от ШАЛ небольших энергий. В интегральном виде спектр описывается степенной функцией  $U^{-k}$  с показателем  $k \simeq 1.5$  в достаточно широком диапазоне плотностей. Но, кроме того, в спектр двойных совпадений при малых плотностях вносит вклад распределение отклика одиночных частиц от случайных совпадений.

При разрешающем времени схемы отбора  $\tau = 2$  мкс и темпе счета  $N \simeq 400 \text{ с}^{-1}$  в каждом счетчике случайных событий окажется достаточно много ( $2 \cdot \tau \cdot N_1 \cdot N_2 \simeq 0.6 - 0.7 \text{ с}^{-1}$ ) и они увеличивают крутизну реального распределения в рабочем диапазоне плотностей приблизительно от 2 до 20 частиц на детектор. Экспериментально измеренный наклон спектра в этой области составляет  $k = 1.7 \div 1.8$ .

На рис. 1.9 показан интегральный спектр от двойных совпадений для одного из сцинтилляционных счетчиков (кривая и точки, обозначенные цифрой 2). Для того, чтобы использовать такой спектр для регулярной калибровки работающих счетчиков, был проведен эксперимент, в котором для стандартного счетчика одновременно измерялись как спектр от вертикального мюона при отборе событий с помощью телескопа, так и спектр двойных совпадений с установленным рядом (как на станциях) вторым таким же счетчиком. В спектре двойных совпадений была выбрана фиксированная интенсивность  $F_c = 200$  событий/час и по спектру вертикального мюона было определено отношение соответствующей амплитуды  $U_c$  (уровень калибровки) к уровню одной частицы. Такое соотношение было измерено для нескольких сцинтилляционных счетчиков и для всех них получилось хорошее совпадение ( $\log(U_c/U_m) = 0.81$ ).

На станциях сгущения в центральной части установки и мюонных пунктах нет двойных совпадений между счетчиками. Поэтому для калибровки здесь используется интегральный спектр событий от неуправляемого детектора, частота которых значительно выше. В диапазоне амплитуд от 1 – 2 до 10 частиц такой спектр тоже хорошо аппроксимируется степенным законом, но имеет значительно большую крутизну ( $k \simeq 3.1$ ). Наклон главным образом формируется за счет углового распределения одиночных мюонов. За базовую фиксированную интенсивность для такого спектра принято значение  $F_c = 5000$  событий/час (рис. 1.9). Отношение амплитуды  $U_c$  (уровень калибровки), соответствующей частоте  $F_c$ , к уровню одной также определено в эксперименте с телескопом. Оно получилось  $\log(U_c/U_m) = 0.77$  для наземных детекторов и  $\log(U_c/U_m) = 0.725$  для счетчиков, установленных в мюонных пунктах. Данные соотношения справедливы для детектора площадью  $2 \text{ м}^2$ , поэтому для детектора любой площади интенсивность спектра необходимо нормировать на  $2 \text{ м}^2$ .

На аноде ФЭУ вспышка света генерирует аналоговый сигнал. Для исследования ШАЛ необходимо измерить число частиц, попавших на всю площадь детектора, то есть полный заряд, выделяемый на аноде ФЭУ. Так как плотность частиц меняется в широких пределах (на несколько

порядков), измерения должны проводиться в широком динамический диапазоне. Для прототипа Якутской установки был разработан преобразователь на основе  $LC$ -контура с логарифмическим линейным динамическим диапазоном  $10^4$  (1 мВ – 10 В по входному напряжению). При запуске основной установки в наземных детекторах применялся  $RC$ -преобразователь, разработанный в НИИЯФ МГУ с таким же диапазоном. Изначально преобразователи обоих типов были выполнены на транзисторах, в конце 1980-х гг. был совершен переход на интегральные микросхемы.

На рис. 1.10 показана упрощенная схема логарифмического преобразования. В случае  $RC$ -преобразования индуктивность  $L$  отсутствует и анод ФЭУ подключается непосредственно в  $RC$ -цепочку. От сигнала ФЭУ емкость  $C$  заряжается до определенного напряжения и разряжается по экспоненте. На рис. 1.11 показан принцип преобразования. Сигнал после предусиления поступает на дискриминатор-формирователь, который генерирует прямоугольный импульс с длительностью, определяемой временем разряда до порогового напряжения (порог отпускания  $U_0$ ). Напряжение на  $RC$  от времени меняется по закону  $U = \exp(-t/\tau); \tau = RC (R = R_1 + R_2)$ . Время разряда от начального напряжения  $U$  до уровня  $U_0$  составит  $t = \log(U/U_0) \cdot \tau$ , поэтому на выходе дискриминатора сформируется импульс длительностью  $t$ . Для перевода длительности сигнала  $RC$ -преобразователя в цифровой код используется тактовый генератор с частотой 1 МГц.

На рис. 1.12 показан принцип  $LC$ -преобразования. В такой схеме непосредственно анод ФЭУ нагружен на дополнительное сопротивление  $R_A$ , а сигнал на резонансный контур передается через небольшую емкость  $C_P$ . При возникновении сигнала на аноде резонансный контур возбуждается и начинает звенеть с затуханием амплитуды по экспоненте. Резонансная частота его около 500 КГц, а сопротивление  $R$  в контуре определяет декремент затухания. Дискриминатор формирует пачку стандартных импульсов, амплитуда в которых по абсолютной величине превышает пороговое значение. Число пичков в пачке пропорционально логарифму входной амплитуды.

Для определения числа частиц, попавших в детектор, помимо уровня одной частицы и цифрового кода на выходе логарифмического преобразователя, необходимо знать зависимость значения этого кода от амплитуды на входе. Такая зависимость называется *амплитудной характеристикой преобразователя*, которая также относится к первичным данным установки. На рис. 1.13 приведены характеристики двух  $RC$ -преобразователей. При обработке данных станций наблюдения основным параметром является наклон прямой в логарифмическом масштабе по  $U$ , который характеризуется величиной, показывающей на сколько увеличится число пичков в выходной пачке при увеличении сигнала в 10 раз (*шагом на декаду*). При настройке преобразователя необходимо, чтобы эта характеристика была линейной и отклонение кода в точках замера не превышало бы 1 пичка от усредненной прямой; тогда преобразователь имеет 10% точность измерения входной амплитуды по всему рабочему диапазону.



Для получения полной амплитудной характеристики преобразователей производятся измерения кода на выходе для 12 стандартных значений входной амплитуды, приблизительно равномерно распределенных по логарифмической шкале: 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1000, 2000, 5000, 10000 мВ. После этого методом наименьших квадратов подбирается линейная функция, наилучшим образом описывающая зависимость выходного кода преобразователя от логарифма входной амплитуды  $U$ . Наклон этой прямой отражает шаг преобразователя.

Зная уровень одной частицы  $U_1$ , аппаратный код преобразователя  $U_d$  и шаг на декаду преобразователя  $s_d$ , можно вычислить логарифм полного числа частиц  $n_s$ , попавших в детектор:

$$\lg n_s = \frac{U_d - U_1}{s_d}. \quad (1.1)$$

### 1.3. Геометрическая реконструкция ШАЛ

Методика обработки данных на Якутской установке была подробно изложена в работе [106]. С момента внедрения эти методы практически не менялись и до сих пор используются в эксперименте для реконструкции ливневых событий.

Поскольку метод ШАЛ является непрямым, измерение параметров КЛ с помощью установки наземного типа сводится к восстановлению картины развития ливня по показаниям детекторов установки. Процедура *геометрической реконструкции* включает в себя два этапа: определение направления прихода частицы и поиск точки пересечения оси ливня с плоскостью установки (поиск или лоцирование оси). Последний этап является более комплексной задачей, ее успешное решение дает общую картину развития ливня и возможность оценить некоторые параметры первичной частицы.

Каждая установка, регистрирующая ПКЛ, характеризуется некоторой физической величиной, позволяющей классифицировать ливни и формировать выборки для определения первичной энергии. Для компактных установок — это полное число электронов на уровне наблюдения  $N_e(x_0)$ . Установки же, регистрирующие КЛ с энергий выше  $10^{18}$  эВ, занимают большую площадь и характеризуются более широким раздвижением между детекторами (повышенным порогом регистрации). Как следствие, основную информацию о событии несут плотности частиц на некотором удалении от оси, на которых вклад в полное число частиц незначителен. Поэтому в случае больших установок в качестве классификационного параметра следует выбирать реально измеряемую плотность на некотором расстоянии от оси. Каждая установка характеризуется своим рабочим диапазоном расстояний, в котором частицы регистрируются наиболее эффективно, т.е. с одной



стороны плотности достаточно велики, а с другой — нет насыщения детекторов. Этот диапазон обусловлен геометрией установки.

Широкая область первичных энергий ЯКУ ШАЛ обеспечена двумя порогами регистрации — триггером-500 (расстояние между детекторами 500 м) и триггером-1000 (расстояние 1000 м). Для первого рабочим диапазоном расстояний является  $\sim (150 - 350)$  м, для второго —  $\sim (400 - 800)$  м. Проведенный ранее анализ [106, 107] показал, что наиболее подходящим классификационным параметром для триггера-500 является плотность частиц на расстояниях 300 м ( $\rho_s(300)$ ), а для триггера-1000 — на расстоянии 600 м ( $\rho_s(600)$ )<sup>2</sup>.

### 1.3.1. Определение направления прихода

Направление прихода ливня, зенитный угол  $\theta$  и азимут  $\varphi$ , определяется по величине относительной задержки срабатывания детекторов. При этом используются данные как минимум трех детекторов, не лежащих на одной прямой. Процедура производится в приближении плоского фронта, т.е. ливневые частицы на всех расстояниях от оси лежат в плоскости, перпендикулярной оси, движущейся со скоростью света. Из этих условий следует, что время пересечения ливнем точки на плоскости установки с радиус-вектором  $\vec{R}_i$ , где расположена станция равно:

$$t_i = \vec{n} \cdot \vec{R}_i + t_0, \quad (1.2)$$

где  $\vec{n}$  — единичный вектор направления движения ливня,  $t_0$  — момент прохождения ливня через начало координат. Таким образом, реконструкция направления прихода ливня сводится к определению компонент вектора  $\vec{n}$ . Рельефом местности, на которой расположена установка можно пренебречь и считать, что все станции находятся в одной плоскости (учитываются только координаты  $x_i$  и  $y_i$ ). Это дает возможность определить  $\vec{n}_{xy}$ , проекцию вектора  $\vec{n}$  на плоскость установки (его модуль равен единице).

Определить компоненты  $\vec{n}$  можно методом наименьших квадратов, минимизировав функционал:

$$\chi^2 = \sum_i w_i \cdot (t_i - \tau_i)^2, \quad (1.3)$$

где  $w_i$  — вес станции, равный обратному квадрату ошибки измерения времени  $\sigma(\tau_i)$ ,  $\tau_i$  — время на станции по данным временного канала. Принято, что ошибка измерения времени не зависит от плотности частиц и равна аппаратурной — 100 нс, поэтому вес берется равным единице для всех

<sup>2</sup>здесь и далее: меткой “ $\rho_s$ ” обозначены данные, полученные с помощью наземных (*surface*) детекторов установки

станций, участвующих в определении направления. Время измеряется в 100 нс квантах времени (тиках) и в ходе вычислений расстояние нужно измерять в единицах 30 м (расстояние, которое свет проходит за 100 нс).

Минимизация функционала (1.3) производится решением системы уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{n}_{xy}} = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial t_0} = 0. \end{cases} \quad (1.4)$$

Из этих условий получается система трех линейных уравнений относительно трех неизвестных  $n_x$  и  $n_y$  (компоненты вектора  $\vec{n}_{xy}$ ) и  $t_0$ . Обращение в ноль определителя этой системы означает, что пункты лежат на одной прямой и направление невозможно определить. Если определитель не равен 0, всегда существует решение, но может оказаться, что  $|\vec{n}_{xy}|$  больше 1. Это означает, что ливень движется со скоростью большей, чем скорость света, и может быть вызвано только сбоем временного канала одной или нескольких станций. В нормальном случае  $|\vec{n}_{xy}|$  меньше 1 и тогда определяются зенитный угол  $\theta$  и азимут  $\varphi$ .

### 1.3.2. Определение координат оси ливня и его классификационных параметров

Характер спада плотности частиц  $\rho$  с расстоянием от оси  $r$  (пространственное распределение) дает количественную и качественную картину развития ШАЛ и описывается ФПР:

$$\rho(r) = M_s \cdot f_s(r), \quad (1.5)$$

где  $M_s$  — масштабный параметр, связанный с размером ливня (полным числом частиц), а  $f_s(r)$  — структурная функция. ФПР используется для нахождения точки пересечения оси ливня с плоскостью установки. Для этого задается начальное положение оси, а затем в области этого начального положения производится поиск точки, в которой наблюдается наилучшее согласие между экспериментальными и ожидаемыми значениями, которые вычисляются согласно заданной аппроксимации. При этом поиск ведется в плоскости ливня, т.е. положения всех станций преобразуются в систему координат ливня:

$$x'_i = \cos \theta \cdot (x_i \cdot \cos \varphi + y_i \cdot \sin \varphi),$$

$$y'_i = y_i \cdot \cos \varphi - x_i \cdot \sin \varphi.$$

В работе [108] Дж. Нишимура и К. Камата предложили параметризацию ФПР электронов, разработанную в рамках электромагнитной каскадной теории. Позже К. Грейзен адаптировал ее для сцинтилляционных детекторов [109] (*НКГ-аппроксимация*); впервые она была применена для обработки данных ШАЛ в эксперименте Volcano Ranch [110] в следующем виде (*аппроксимация Грейзена-Линсли*):

$$\rho(r) = M_s \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{-\alpha_s} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{-(\beta_s - \alpha_s)}. \quad (1.6)$$

Здесь  $r_M$  — Мольеровский радиус, а  $\alpha_s$  и  $\beta_s$  — структурные параметры, задающие крутизну спада профиля плотности в разных диапазонах расстояний. Впоследствии для описания пространственного распределения частиц для наземных установок ШАЛ бралась функция на основе этой параметризации, в которую вносились изменения, учитывающие особенности того или иного эксперимента.

Группой Лагутина был предложен скейлинговый подход к описанию ФПР электронов ШАЛ [111, 112], в котором был сделан переход от мольеровского радиуса  $r_M$  к среднеквадратичному радиусу электронов  $r_{m.s.}$  [113]. В явном виде эта функция имеет вид:

$$\rho_e(r) = N_e \frac{0.28}{r_{m.s.}^2} R^{-1.2} (1 + R)^{-3.33} \left(1 + \frac{R^2}{100}\right)^{-0.6}, \quad (1.7)$$

где  $R = r/r_{m.s.}$ . ФПР, выраженная в единицах масштабной переменной  $R$ , определяется единственным параметром  $r_{m.s.}$  и не зависит от первичной энергии ливня и возраста электромагнитного каскада. Следует учесть, что  $r_{m.s.}$  не измеряется в эксперименте непосредственно и требует точного определения плотностей электронной компоненты ШАЛ в широком диапазоне расстояний от оси. Вследствие этого, скейлинговый подход малоприменим для первичной геометрической реконструкции ливня, однако он точно описывает форму ФПР, измеренную наземными установками [114].

Для описания пространственного распределения заряженных частиц на Якутской установке была выбрана функция вида Грейзена-Линсли (1.6), структурные параметры которой были определены экспериментально [115]:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_s &= 1 \\ \beta_s(\theta, \rho_s(600)) &= 1.38 + 2.16 \cdot \cos \theta + 0.15 \cdot \lg \rho_s(600) \end{aligned} \right\}, \quad (1.8)$$

где  $\rho_s(600)$  — плотность частиц, регистрируемых наземными детекторами на расстоянии 600 м от оси. Мольеровский радиус зависит от температуры ( $t$  °С) и давления ( $p$ , мб) [107, 115], которые измеряются в каждом ливневом событии (среднегодовое значение  $r_M$  приблизительно равно 70 м):

$$r_M(\text{м}) \simeq \frac{7.5 \times 10^4}{p} \cdot \frac{t + 273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C}}. \quad (1.9)$$

Отбор сработавших станций для геометрической реконструкции производится по значению плотности. Для мастерных станций плотность должна лежать в диапазоне  $\rho \in [1.5, 500] \text{ м}^{-2}$ , а для станций сгущения  $\rho \in [2.0, 1000] \text{ м}^{-2}$ . Ограничение сверху обусловлено насыщением RC-преобразователей при больших плотностях, а ограничение снизу было введено для обеспечения высокой вероятности срабатывания станции.

Для нахождения оси, ФПР (1.6) выражается через классификационный параметр:  $\rho_s(600)$  — в случае срабатывания большого мастера (триггера-1000),  $\rho_s(300)$  — в случае срабатывания малого мастера (триггера-500). Практически алгоритм поиска сводится к минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_i w_i \cdot (\rho_i - \rho'_i)^2, \quad (1.10)$$

где  $\rho_i$  — плотность, измеренная  $i$ -той станцией,  $\rho'_i$  — плотность, ожидаемая в этой точке согласно функции (1.6) для текущих координат оси и значения классификационного параметра;  $w_i = 1/\sigma^2(\rho_i)$  — статистический вес  $i$ -й станции, определяемый ошибкой измерения плотности  $\sigma(\rho_i)$ . Значение  $\sigma^2(\rho_i)$  вычисляется из экспериментально измеренных плотностей [101, 106, 116]:

$$\sigma^2(\rho_i) = \rho_i^2 \cdot \left( 0.025 + \frac{1.2}{s_i \cdot \rho_i \cdot \cos \theta} \right), \quad (1.11)$$

где  $s_i$  — суммарная площадь детекторов станции. Здесь первое слагаемое отражает аппаратную точность измерения откликов на станциях (15 – 16%), а второе — определяется флуктуациями плотности частиц по закону Пуассона и распределением отклика отдельных частиц со среднеквадратичным отклонением по спектру для вертикального мюона (см. раздел 1.2.1).

Для минимизации функционала (1.10) используются численные методы: метод последовательных приближений по классификационному параметру с последующим градиентным спуском по пространственным координатам оси  $(x_0, y_0)$  с последовательно уменьшающимся шагом. В окрестности экстремума после трех итераций функция  $\chi^2$  аппроксимируется квадратичной формой от координат с помощью матрицы  $||K||$ , составленной из вторых производных, по которой можно контролировать добротность найденной оси. Поиск прекращается при обращении в 0 всех (или почти всех) компонент градиента; в редких случаях счет прекращается после продолжительного поиска с малым шагом. При этом матрица  $||K||$  определяет кривую второго порядка от координат оси. В истинном локальном минимуме это замкнутая кривая, главные полуоси которой имеют смысл ошибок определения точки минимума  $\sigma_1, \sigma_2$  — ошибок определения минимума вдоль главных осей квадратичной формы. Было показано [115], что среднее значение большей ошибки ( $\sigma_2$ )

совпадает со среднеквадратичным отклонением найденных координат от среднего значения в случае использования правильной аппроксимации ФПР.

Позже, для лучшего описания ливней с энергией выше  $10^{19}$  эВ, была предложена модификация аппроксимации Грейзена-Линсли [117, 118]:

$$\rho(r) = M_s \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{\alpha_s} \cdot \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{-(\beta_s - \alpha_s)} \cdot \left(1 + \frac{r}{2000}\right)^{\gamma_s}, \quad (1.12)$$

где  $\alpha_s = -1.3$ ,  $\gamma_s = -3.5$ . Здесь последний множитель с показателем степени  $\gamma_s$  был введен для лучшего описания пространственного распределения частиц на больших ( $r > 1000$  м) расстояниях от оси и учета несработавших станций. С помощью этой ФПР были уточнены характеристики ПКЛ в области экстремальных энергий [119], однако в дежурной первичной обработке ШАЛ продолжает применяться аппроксимация (1.6).

## 1.4. Оценка первичной энергии

Важной компонентой широких атмосферных ливней является излучение Вавилова-Черенкова, или *черенковское излучение* (ЧИ), вызываемое поляризацией атомов воздуха при прохождении релятивистских заряженных частиц со скоростью, превышающей фазовую скорость света в воздухе. Так как черенковское излучение непрерывно генерируется релятивистскими частицами вдоль всего трека, число излученных фотонов на несколько порядков превышает число заряженных частиц в ливне. Черенковские фотоны, в отличие от генерирующих их частиц, хорошо переживают продвижение вглубь атмосферы — длина их пробега до рассеяния составляет несколько километров. Кроме того, черенковские фотоны испускаются в очень узком конусе (угол испускания не превышает  $1.5^\circ$ ), поэтому поток ЧИ несет важную информацию об электронах по всей глубине атмосферы и отражает их совокупный трек, и тем самым, пропорционален общим ионизационным потерям ливня над уровнем наблюдения ( $E_i$ ) и содержит до 80% первичной энергии, рассеянной в атмосфере.

Так как на Якутской установке измерения потоков черенковского излучения производятся на регулярной основе [120–122], это позволило реализовать оценку первичной энергии КЛ *методом калориметрирования*, практически независимым от модельных расчетов [121, 123–126]. В этом методе  $E_0$  определится как сумма энергий всех компонент ШАЛ и связывает ее с экспериментально измеряемой величиной  $\rho_s(600)$ :

$$\left. \begin{aligned} E_0 &= E_i + E_{\text{el.}} + E_\mu + \Delta E \\ E_i &= E_\gamma + E_{\text{ion.}} \end{aligned} \right\}, \quad (1.13)$$

где  $E_i$  — энергия, рассеянная над уровнем наблюдения электромагнитной компонентой, включая ионизационные потери электронов/позитронов  $E_{\text{ion.}}$  и энергию фотонов  $E_\gamma$ ;  $E_{\text{el.}}$  — доля первичной энергии, пронесимая электронно-позитронной компонентой ниже уровня наблюдения;  $E_\mu$  — энергия мюонов над уровнем наблюдения. Остаток  $\Delta E$  включает в себя энергию нейтрино, энергию, переданную ядрам в различных реакциях, а также ионизационные потери мюонов и адронов в атмосфере; эта величина не контролируется экспериментом.

Впервые этот метод был использован для энергий  $\sim 10^{15}$  эВ [127]. В Якутском эксперименте он был применен для анализа событий ШАЛ с  $E_0 \simeq (1.0 - 100) \times 10^{17}$  эВ и зенитными углами  $\theta \leq 45^\circ$  [121, 124] и привел к появлению следующей аппроксимации для оценки первичной энергии:

$$E_0 = (4.1 \pm 1.4) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{0.97 \pm 0.04} \text{ (эВ)}, \quad (1.14)$$

$$\rho_s(600, 0^\circ) = \rho_s(600, \theta) \times \exp\left(\frac{(\sec \theta - 1) \cdot x_0}{\lambda_p}\right), \quad (1.15)$$

$$\lambda_p = 400 \pm 45 \text{ (г/см}^2\text{)}, \quad (1.16)$$

где  $x_0 = 1020$  г/см<sup>2</sup> (глубина над уровнем моря Якутской установки),  $\rho_s(600, \theta)$  — плотность заряженных частиц, измеренная наземными сцинтилляционными детекторами (НСД) на расстоянии  $r = 600$  м от оси,  $\lambda_p$  — пробег поглощения. Позже, соотношения (1.14) и (1.16) были слегка изменены [125, 126, 128]:

$$E_0 = (4.8 \pm 1.6) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.0 \pm 0.02}, \quad (1.17)$$

$$\lambda_p = (450 \pm 44) + (32 \pm 15) \cdot \lg \rho_s(600, 0^\circ). \quad (1.18)$$

Интенсивность энергетического спектра КЛ, оцененная по формуле (1.17), оказалась значительно выше мировых данных (см. [129]). Действительно, в данных разных экспериментов по регистрации КЛСВЭ наблюдается некий разброс [130–134]; хотя все они подтверждают существование таких особенностей спектра, как колено и лодыжка, по абсолютному значению интенсивность отличается почти в 2 раза [93, 135]. В общей картине данные, полученные на Якутской установке, занимают верхнее положение по интенсивности спектра, в то время как данные установки Auger — ниже.

Такая ситуация в значительной степени обусловлена тем, что метод ШАЛ является непрямым и разные эксперименты, основанные на нем, применяют различные методики регистрации и, следовательно, разные способы оценки энергии первичных частиц. Следовательно, при изучении КЛ-СВЭ нельзя обойтись без теоретических представлений о развитии ШАЛ. Далее в этой работе приводится анализ метода оценки энергии, принятого на ЯКУ ШАЛ, который основан на современном коде CORSIKA [136].



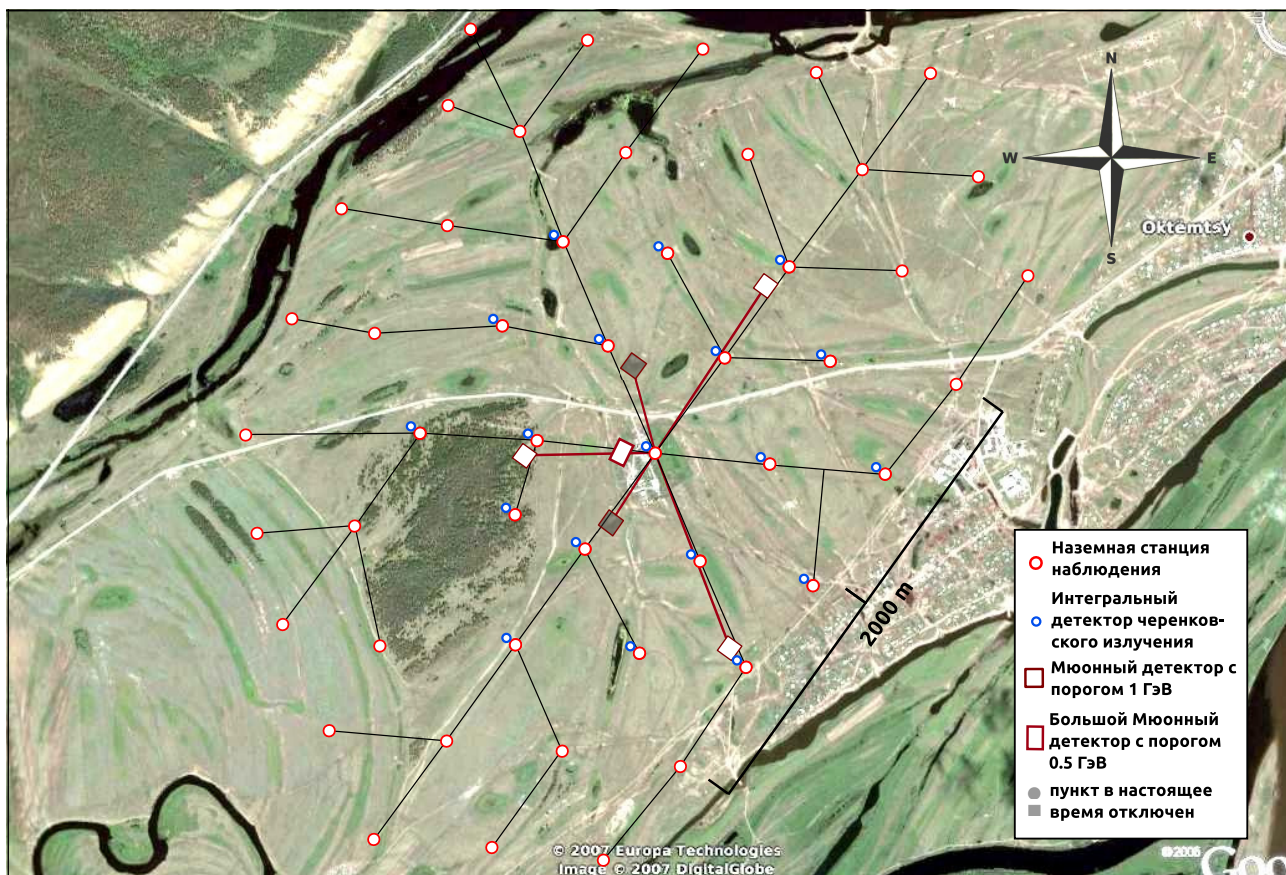


Рисунок 1.1: План расположения станций наблюдения и детекторов на Якутской установке ШАЛ.



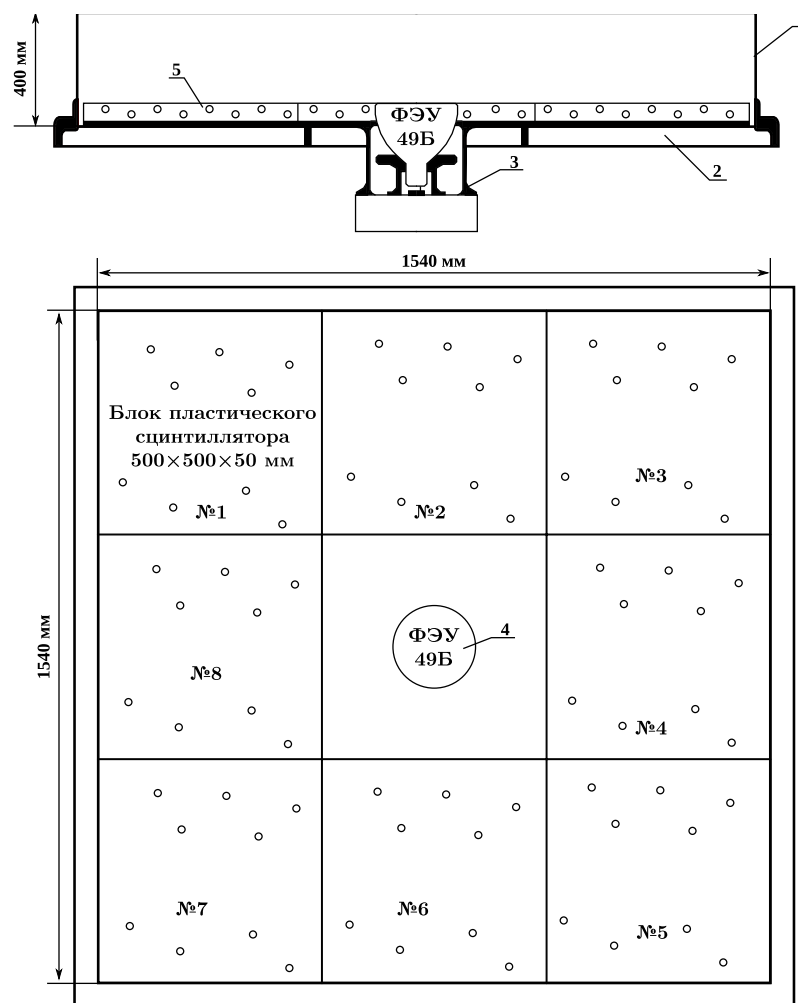


Рисунок 1.2: Конструкция сцинтиляционного детектора Якутской установки: 1 — крышка-контейнер; 2 — платформа-контейнер; 3 — крепёж ФЭУ-49; 4 — ФЭУ-49 (вид сверху); 5 — пластиковый сцинтиллятор.

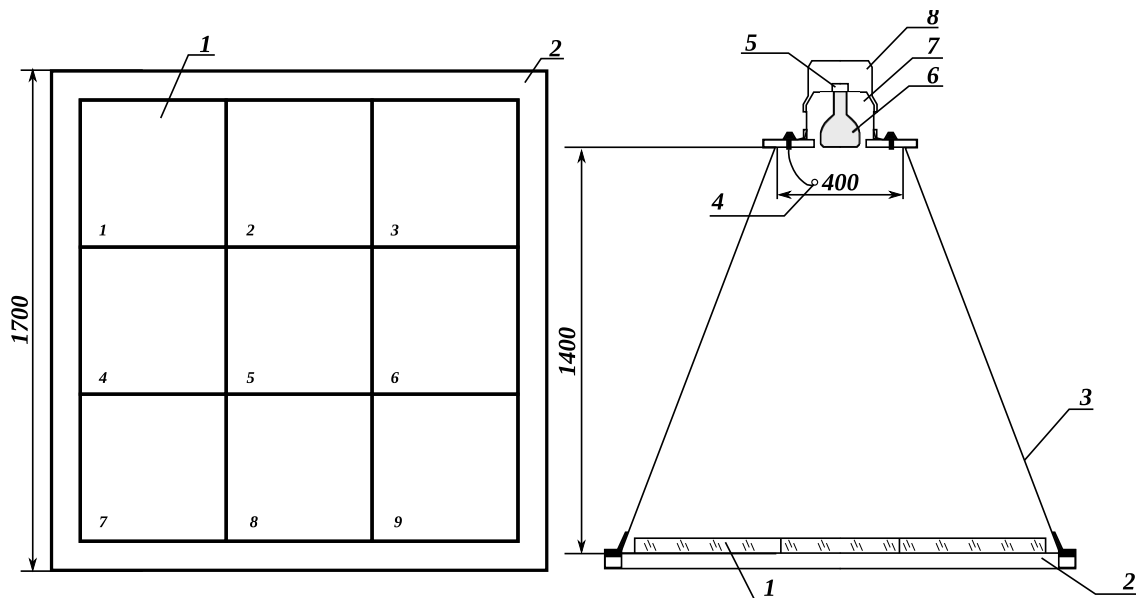


Рисунок 1.3: Сцинтиляционный счетчик площадью  $2.25 \text{ м}^2$  пирамидальной конструкции: 1 — Блоки ПС, 2 — основание контейнера, 3 — контейнер, 4 — светодиод, 5 — делитель ФЭУ, 6 — ФЭУ, 7 — кожух для крепления ФЭУ, 8 — крышка.

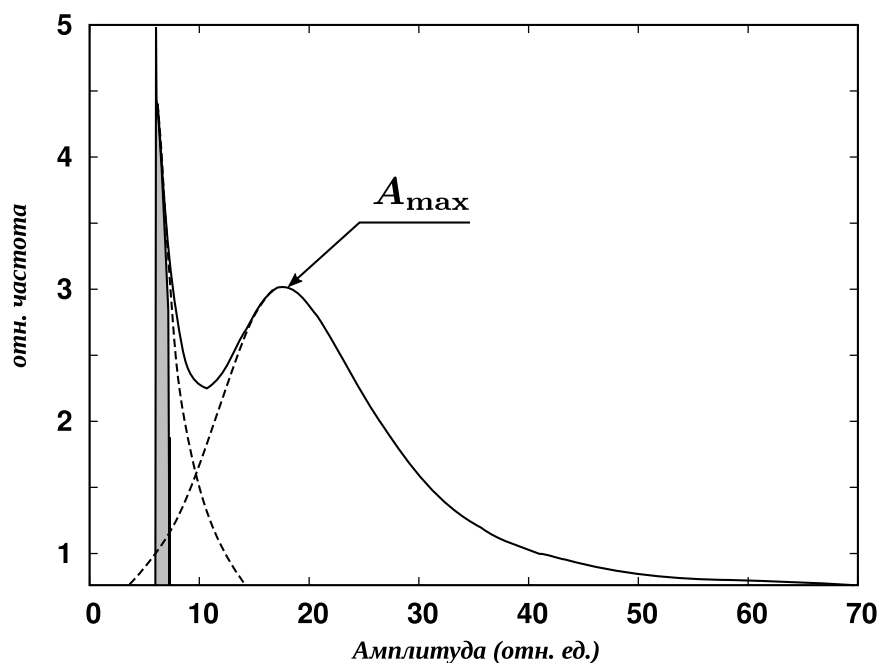


Рисунок 1.4: Дифференциальный спектр отклика сцинтиляционного счётчика площадью  $2 \text{ м}^2$  от фона космических лучей.

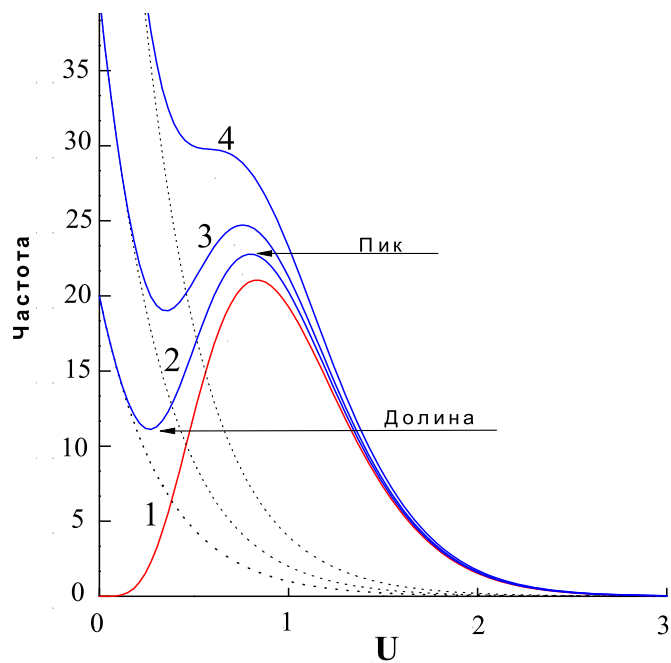


Рисунок 1.5: Изменение вида спектра отклика для неуправляемого сцинтилляционного счётчика при различных уровнях шума.

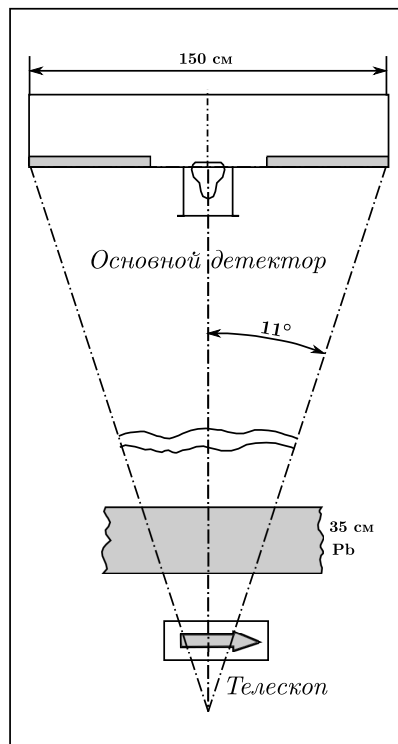


Рисунок 1.6: Измерение отклика сцинтилляционного счетчика от вертикального релятивистского мюона.

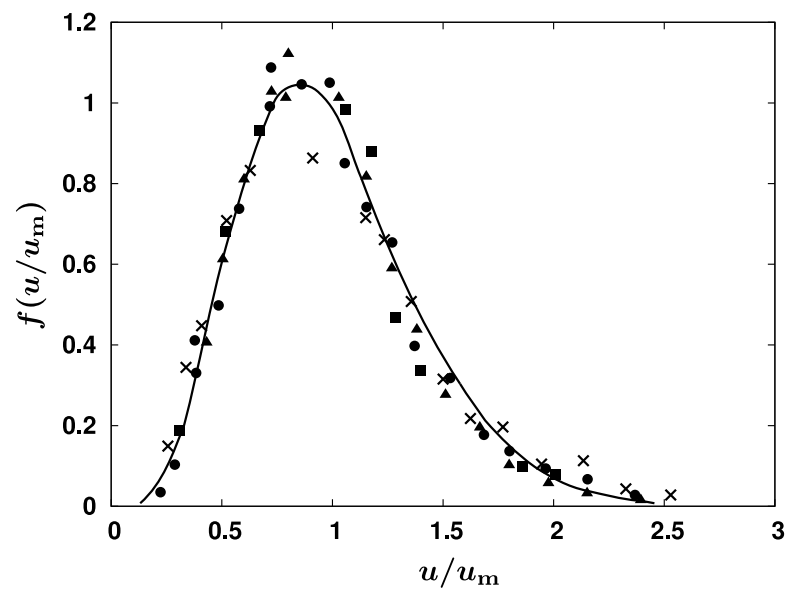


Рисунок 1.7: Дифференциальное распределение отклика сцинтилляционного счетчика площадью  $2 \text{ м}^2$  от вертикального мюона. Разные значки соответствуют разным детекторам.

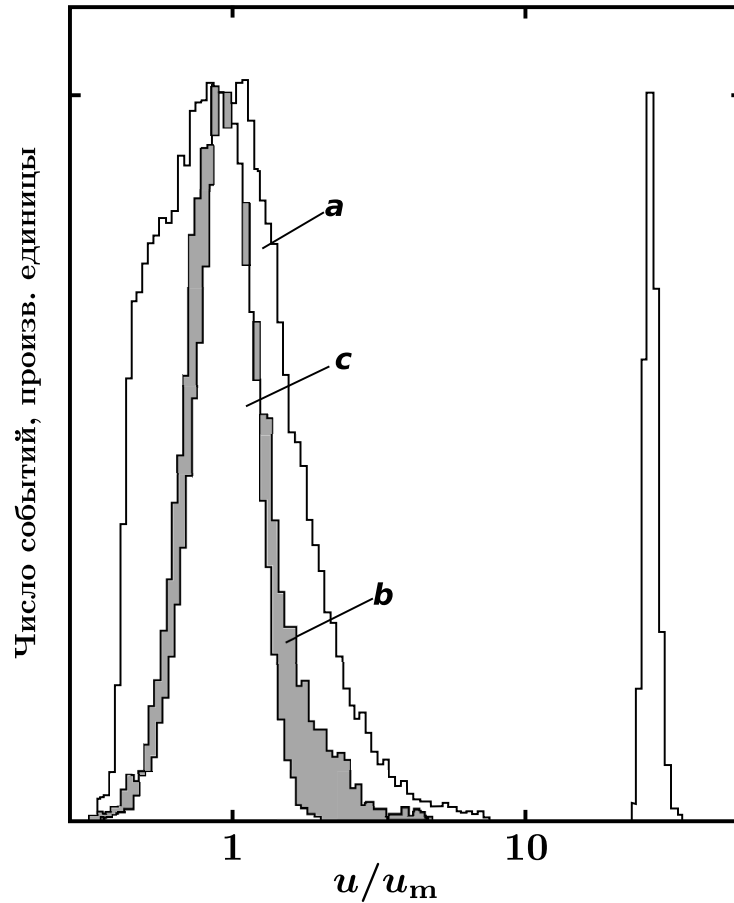


Рисунок 1.8: Дифференциальные спектры амплитудных распределений от сцинтиляционного счётчика площадью  $2 \text{ м}^2$ : *a* — спектр детектора без управления; *b* — спектр вертикальных мюонов; *c* — спектр от светодиода с поглощающим фильтром, а при  $U/U_m > 10$  без него;  $U_m$  — амплитуда, соответствующая медиане в спектре *b*. Отношение  $U/U_m$  отложено в логарифмическом масштабе.

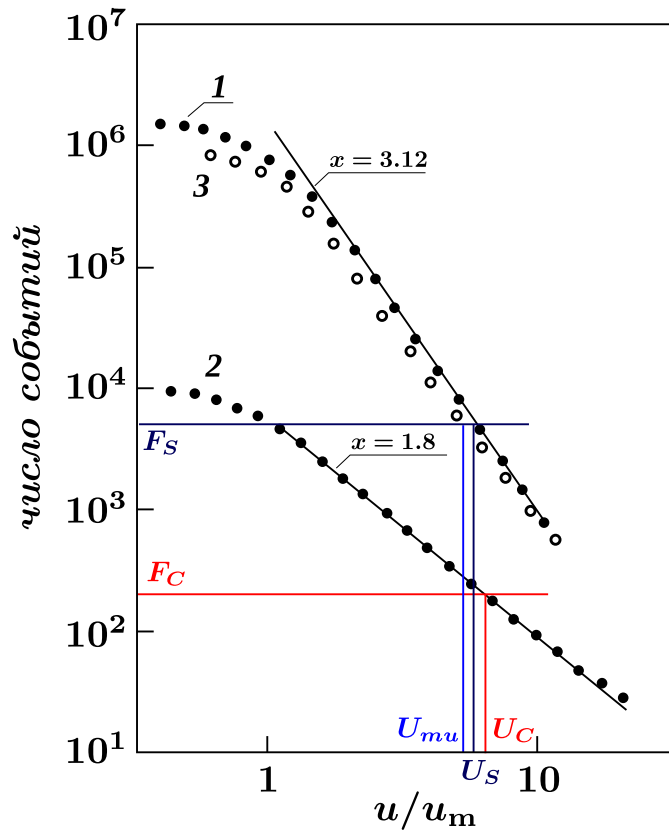


Рисунок 1.9: Интегральные спектры отклика сцинтилляционного счетчика от фона космических лучей в разных условиях. 1 — спектр от неуправляемого счетчика для наземных станций; 2 — спектр двойных совпадений; 3 — спектр от неуправляемого счетчика, установленного в мюонном пункте.

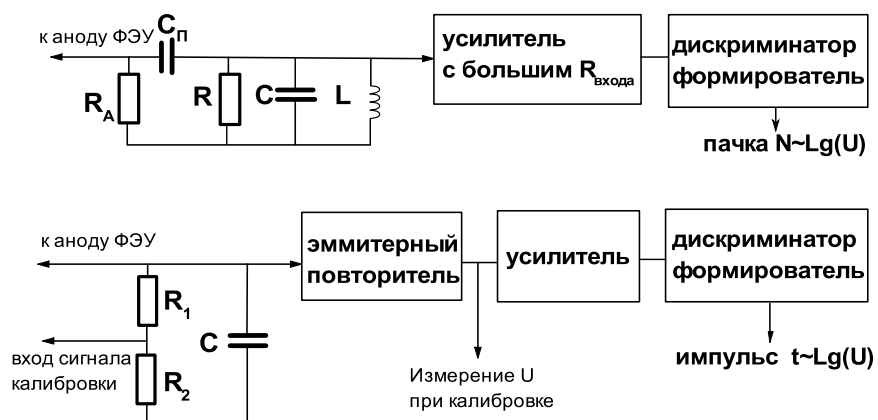


Рисунок 1.10: Функциональная схема преобразователей и подключения их к аноду ФЭУ. Вверху — схема LC, внизу — схема RC.

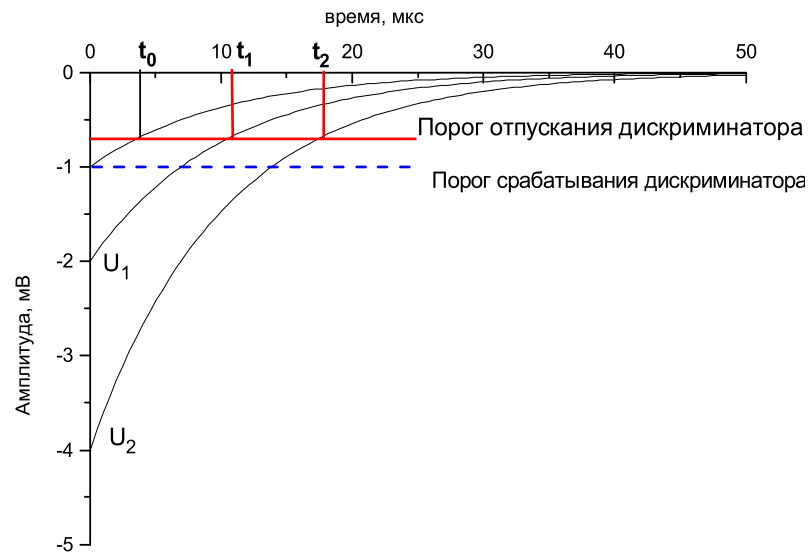


Рисунок 1.11: Преобразование амплитуды в длительность на основе разряда  $RC$ -цепи.

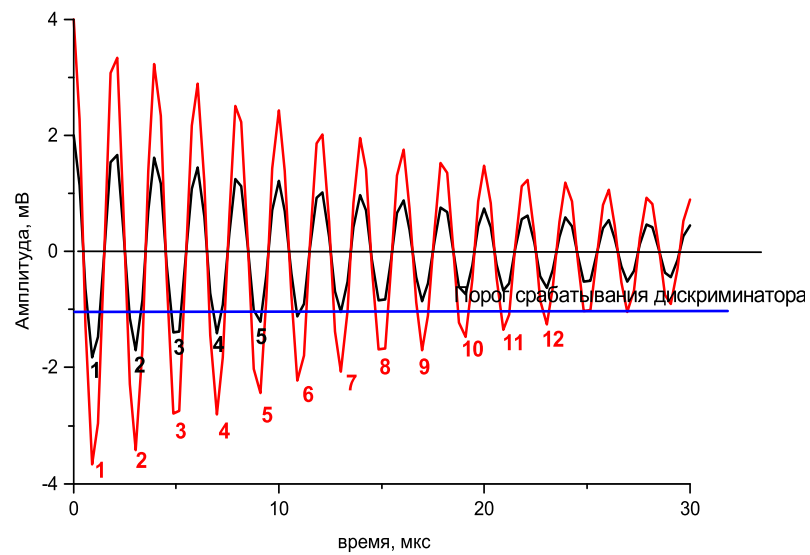


Рисунок 1.12: Преобразование амплитуда в число пиков на основе  $LC$ -контура.

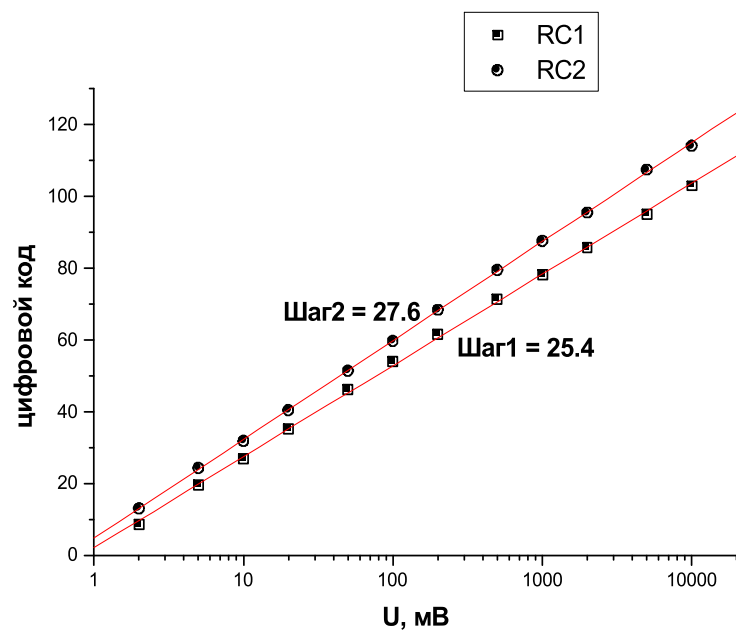


Рисунок 1.13: Примеры амплитудных характеристик RC-преобразователей.



## Глава 2

# Обзор программного пакета CORSIKA

В данной работе был использован программный пакет CORSIKA (COsmic Ray Simulation for KASCADE), предназначенный для полного моделирования развития широких атмосферных ливней, вызванных высокоэнергичными гамма-квантами, протонами, ядрами и другими элементарными частицами [136]. Изначально разработанный для нужд установки KASCADE [65, 137], в настоящее время он является стандартным инструментом в области физики КЛ сверхвысоких энергий и широко применяется исследовательскими группами для теоретических предсказаний и интерпретации экспериментальных данных.

Основная цель разработчиков CORSIKA — корректное предсказание средних значений экспериментально измеряемых параметров ШАЛ, а также точное воспроизведение их флуктуаций около средних величин. Для достижения этих целей был создан программный пакет, способный рассчитывать весь процесс развития ШАЛ с точностью до одной частицы. Так как развитие ШАЛ — стохастический случайный процесс, не поддающийся в полной мере аналитическому описанию, для принятия решений о событиях типа “перенос/взаимодействие/распад” применяются методы Монте-Карло. В CORSIKA первичная частица отслеживается до первого взаимодействия с ядром воздуха (или распада, в случае нестабильной частицы). После этого программа отслеживает судьбу всех вторичных частиц в атмосфере, регистрируя их распад, пробег, взаимодействие и рождение новых частиц. При достижении выжившими и новообразованными частицами уровня наблюдения их параметры — импульс  $\vec{p}$ , координаты  $(x, y)$  и время с момента первого взаимодействия  $t$  — записываются в устройство постоянного хранения (в файл).

Для моделирования взаимодействий частиц разных видов CORSIKA использует соответствующие коды генераторов таких взаимодействий.

## 2.1. Электромагнитные взаимодействия

Электромагнитные взаимодействия рассчитываются включенным в программу пакетом EGS4 (Electron Gamma Shower system version 4) [138]. При выборе опции EGS4, CORSIKA производит полный расчет электромагнитной компоненты методом Монте-Карло. Модуль EGS4 моделирует электрон-позитронную аннигиляцию, мольеровское и множественное рассеяние. Гамма-кванты могут испытывать комптоновское рассеяние, рождение электрон-позитронных пар и фотоэлектрические реакции. Также пакет моделирует рождение  $\mu^{+/-}$ -пар и фотоядерные реакции на протонах, нейтронах и ядрах воздуха, так как, несмотря на малые сечения, эти процессы играют важную роль в образовании мюонной компоненты ливней, вызванных гамма-квантами сверхвысоких энергий. В качестве альтернативы EGS4, CORSIKA также содержит более быстрый алгоритм расчета электромагнитных взаимодействий, основанный на аналитическом приближении Нишимуры-Каматы-Грейзена [139]. Несмотря на преимущество в скорости, этот код дает менее точные результаты и предсказывает лишь средние плотности электронов на указанных точках плоскости детектора. EGS4 дает более подробную информацию о частицах на уровне наблюдения (все вышеуказанные параметры); а вызов его процедур, управляемый с помощью стохастических методов, позволяет корректно учитывать флуктуации развития ливня.

## 2.2. Адронные взаимодействия

Если природа электрослабых взаимодействий в настоящее время достаточно хорошо изучена, то моделирование ядерных процессов при сверхвысоких энергиях до сих пор остается актуальной задачей современной физики элементарных частиц. Основной проблемой при описании развития ШАЛ является экстраполяция хорошо изученных адронных взаимодействий в область первичных энергий КЛ  $E_0 > 10^{18}$  эВ, недостижимых на существующей ускорительной технике. Прямые экспериментальные данные, необходимые для полностью достоверного описания процессов, происходящих в первых актах развития ливня, отсутствуют; а простая экстраполяция известных параметров в данном случае неприемлема, так как при таких энергиях изменяется характер взаимодействий.

В современном представлении адронные столкновения описываются в виде множественных партонных (кварк-глюонных) каскадов. При энергиях, характерных для ШАЛ, эти каскады невозможно описать в рамках стандартной теории возмущений в квантовой хромодинамике [140, 141] и предсказания моделей, разработанных для ускорительных экспериментов, начинают давать значительное расхождение с данными по КЛ. В отсутствие самодостаточной теории, способной фор-

мализовать такие процессы из первых принципов, современные модели для КЛ используют совмещенный подход: они создаются опираясь на экстраполяцию ускорительных данных и основываются на численных методах Монте Карло [140, 142].

К тому же, сама задача по созданию максимально строгого описания фундаментальных ядерных взаимодействий весьма нетривиальна. И, поскольку каждая модель несет свою собственную систематику, для её контроля и взаимной калибровки с экспериментальными данными, авторы включили в CORSIKA несколько таких моделей. Выбор среди них предоставлен широкий, однако в физике КЛСВЭ широко используются лишь те модели, которые были созданы специально для изучения свойств ШАЛ: QGSJet01 [143, 144], QGSJet II [145] и SIBYLL [146]. Относительно недавно стала широко использоваться модель EPOS [147], представляющая класс чисто ускорительных моделей, адаптированная для сверхвысоких энергий.

Так как характер адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях отличается от от взаимодействий при меньших энергиях, для обработки низкоэнергичной компоненты ШАЛ необходимо использовать другие модели. Для этого в CORSIKA включены пакеты GHEISHA [148] и UrQMD [149]. Кроме того, имеется возможность подключения стороннего пакета FLUKA [150–152]. Эти модели основаны на хорошо изученных свойствах ядерных взаимодействий и учитывают обширный материал ускорительных данных. В CORSIKA такой низкоэнергичный режим включается для частиц с энергией  $\epsilon_{\text{lab.}} \leq 80$  ГэВ (в лабораторной системе координат).

Ниже рассмотрены некоторые модели высокоэнергичных адронных взаимодействий, выбор которых для данной работы был основан, главным образом, на их распространенности в области физики ШАЛ.

### 2.2.1. Семейство моделей QGSJet

На протяжении нескольких лет модель QGSJet01 (Quark-Gluon Strings with Jets) [143, 144] успешно применялась в области физики КЛ сверхвысоких энергий. Модель была разработана в рамках феноменологической теории Редже-Грибова, описывающей множественные процессы рассеяния как суперпозицию микроскопических партонных каскадов, представленных как обмен виртуальными частицами — померонами. Взаимодействие между адронами и ядрами рассчитывается в рамках приближения Грибова-Глаубера. Процессы фрагментации и адронизации описываются с помощью кварк-глюонных струн, при разрыве которых возникают кварк-антикварковые пары, приводя к рождению новых адронов, при этом энергия струны распределяется между массой и импульсом. В этой модели рост полного сечения  $\sigma_{\text{tot.}} = \sigma_{\text{el.}} + \sigma_{\text{inel.}}$  с энергией обусловлен обменом померонами.

В модели QGSJet II [145] были учтены нелинейные эффекты, возникающие при сверхвысоких энергиях, когда множественные партонные каскады сливаются и начинают взаимодействовать между собой, а параметры модели были перекалиброваны в соответствии с новейшими ускорительными данными. Тем самым было уточнено распределение партонного импульса в адронах и получено более точное описание сечений адронных взаимодействий по сравнению с QGSJet01 [153] и была достигнута более точная экстраполяция в область сверхвысоких энергий. Кроме того, в модели была использована уточненная параметризация ядерной плотности для индивидуального ядра, а все параметры модели были перекалиброваны с использованием расширенного набора ускорительных данных.

### 2.2.2. SIBYLL

Модель SIBYLL была разработана специально для симуляции КЛСВЭ. Мягкие адронные процессы в ней рассчитываются в рамках модели сдвоенных партонов (DPM), жесткие — с помощью мини-струй [146]. Для расчета сечений взаимодействий адронов с ядрами используется Глауберовское приближение и квази-суперпозиция. Рост  $\sigma_{\text{tot}}$  с энергией в этой модели обусловлен генерацией мини-струй.

В дальнейшем оказалось, что предсказания модели SIBYLL для сечения взаимодействий  $p - p$  и множественности рождения заряженных частиц расходятся с экспериментальными данными, поэтому в 1999 г. была представлена ее новая версия — SIBYLL-2.1 [154]. Как и в моделях семейства QGSJet, мягкие процессы множественного рассеяния в SIBYLL-2.1 описываются с помощью теории Редже-Грибова, жесткие адронные процессы рассматриваются в приближении мини-струй. Фрагментация и адронизация описываются с помощью кварк-глюонных струн. Подход к описанию адронно-ядерных процессов остался прежним. Несмотря на то, что модель пренебрегает нелинейными эффектами при рассмотрении мягких процессов рассеяния, она адекватно описывает довольно большой набор экспериментальных данных [155].

### 2.2.3. Влияние выбора модели на измеряемые параметры ШАЛ

Одна из наиболее важных характеристик ШАЛ, высота максимума развития  $x_{\text{max}}$ , определяется сечением неупругого взаимодействия адрон-воздух и коэффициентами неупругости взаимодействия. Число электронов  $N_e$  коррелирует с  $x_{\text{max}}$ , но для числа мюонов  $N_\mu$  эта корреляция слабее, а при высоких порогах регистрации мюонов начинает наблюдаться обратная зависимость. С другой стороны, число мюонов довольно чувствительно к множественности элементарных взаимодействий.

На рис. 2.1 показано сравнение сечений неупругих взаимодействий  $\sigma_{h\text{-air}}^{\text{inel.}}$  адронвоздух, коэффициентам неупругости  $K_{h\text{-air}}^{\text{inel.}}$  и множественности заряженных частиц  $N_{h\text{-air}}^{\text{ch}}$ , предсказанных моделями QGSJet01, QGSJet II и SIBYLL.

На рис. 2.2 показано среднее положение  $x_{\text{max}}$  в моделях QGSJet01, QGSJet II и SIBYLL. Видно, что вследствие значительно меньших коэффициентов неупругости по сравнению с оригинальной версией, QGSJet II предсказывает более глубокий максимум. Соответствующий сдвиг в  $x_{\text{max}}$  меняется с энергией: для протонов — от  $\sim 20$  г/см<sup>2</sup> при  $10^{14}$  эВ до  $\sim 10$  г/см<sup>2</sup> при  $10^{20}$  эВ; для ядер железа — от  $15$  г/см<sup>2</sup> до  $\sim 20$  г/см<sup>2</sup>. В последнем случае возрастание связано усилением нелинейных эффектов в столкновениях ядро-ядро вследствие их суперпозиции. Что касается модели SIBYLL-2.1, то по сравнению с предыдущими версиями, вследствие увеличившихся сечений возросшей множественности рождения, ливни развиваются намного быстрее, что приводит к уменьшению средних значений  $x_{\text{max}}$  и до энергий  $E_0 \sim 10^{18}$  эВ ее предсказания близки к QGSJet II.

На рис. 2.3 показана относительная разность в числе мюонов между разными моделями. Модель QGSJet II предсказывает значительно меньшее число мюонов, при максимальных энергиях — на 30% меньше. Это связано с заметным уменьшением множественности взаимодействия, особенно для реакций пион-ядро.

Таким образом, нелинейность эффектов, учтенная в модели QGSJet II приводит к существенно уменьшению множественности и неупругости взаимодействий адронядро. Это, в свою очередь, приводит к сдвигу предсказываемого положения максимума ливня вглубь атмосферы и к большему числу электронов и к меньшему числу мюонов на уровне наблюдения.

## 2.2.4. EPOS

Модель EPOS (Energy conserving quantum mechanical multi-scattering approach, based on Partons, Off-shell remnants and Splitting parton ladders) является, пожалуй, единственным широко распространенным представителем переходного класса генераторов адронных взаимодействий: в отличие от QGSJet и SIBYLL, изначально создававшихся для интерпретации данных по КЛ, EPOS является развитием модели NEXUS [157, 158], которая была разработана для ускорительных экспериментов. Модель EPOS была создана на основе экстраполяции данных Релятивистского коллайдера тяжелых ионов (RHIC) [159] [147]. В ней реализован последовательный квантово-механический подход ко множественному рассеянию, учитывающий консервацию энергии при расчете сечений и рождении частиц. Особое внимание уделяется точной обработке остатков налетающей частицы и мишени, в результате чего достигается корректное описание рождения барионов и антибарионов.

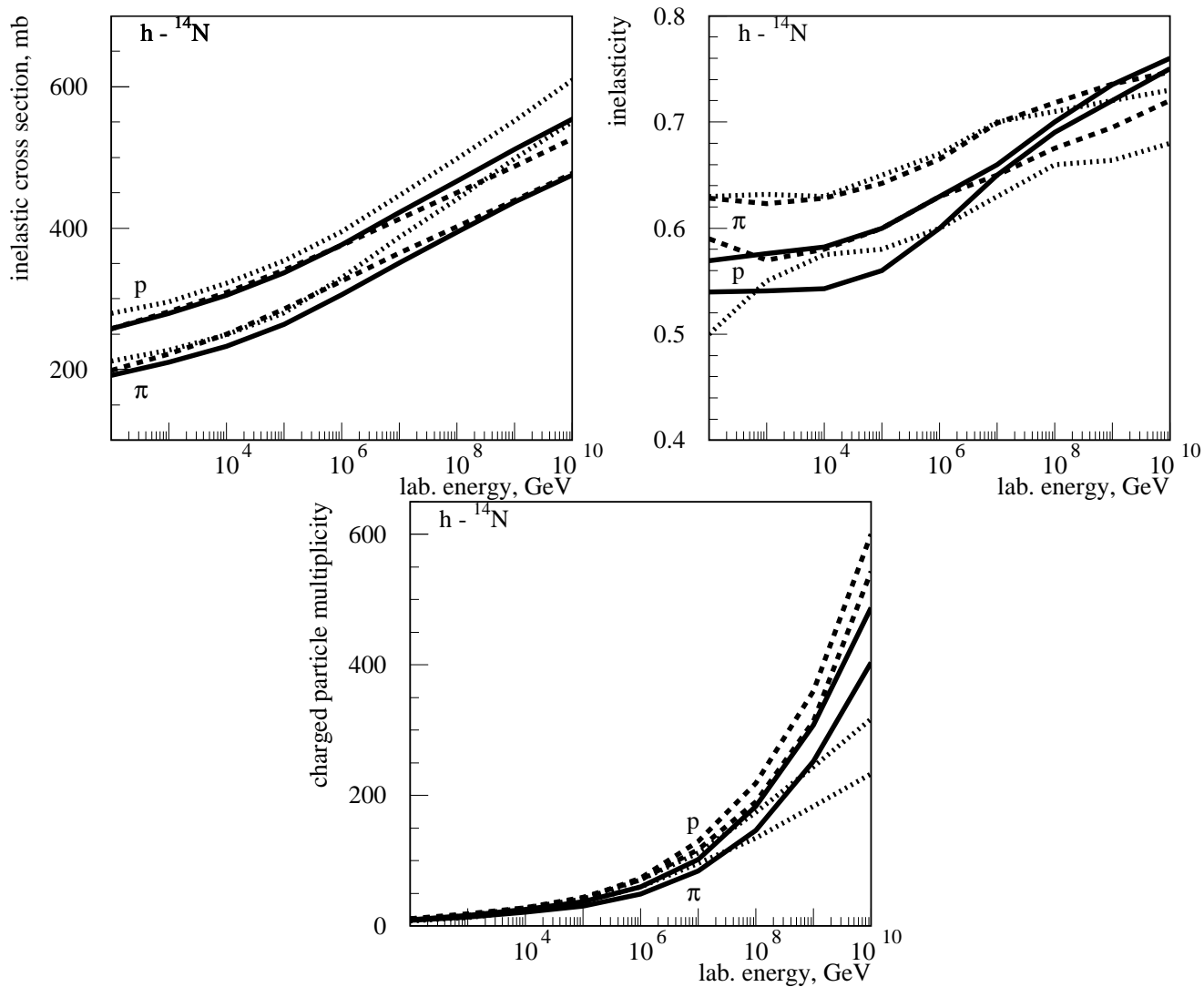


Рисунок 2.1: Сравнение параметров неупругого взаимодействия согласно моделей QGSJet II (сплошная линия), QGSJet01 (штриховая) и SIBYLL-2.1 (пунктир). **Вверху слева:** сечение неупругого взаимодействия адрон-воздух. **Вверху справа:** Неупругость взаимодействия адрон-воздух. **Внизу:** множественность рождения заряженных частиц во взаимодействиях адрон-воздух (Ostapchenko, 2006 [153].)

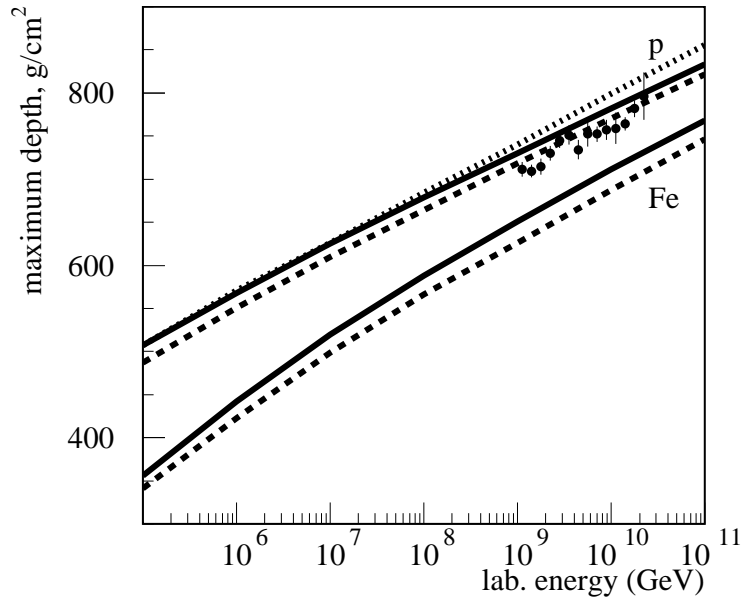


Рисунок 2.2: Средние положения максимумов в ливнях, вызванных протонами и ядрами железа согласно моделям QGSJet II (сплошная линия), QGSJet01 (штриховая) и SIBYLL-2.1 (пунктир). Точки — экспериментальные данные HiRes [156] (Ostapchenko, 2006 [153]).

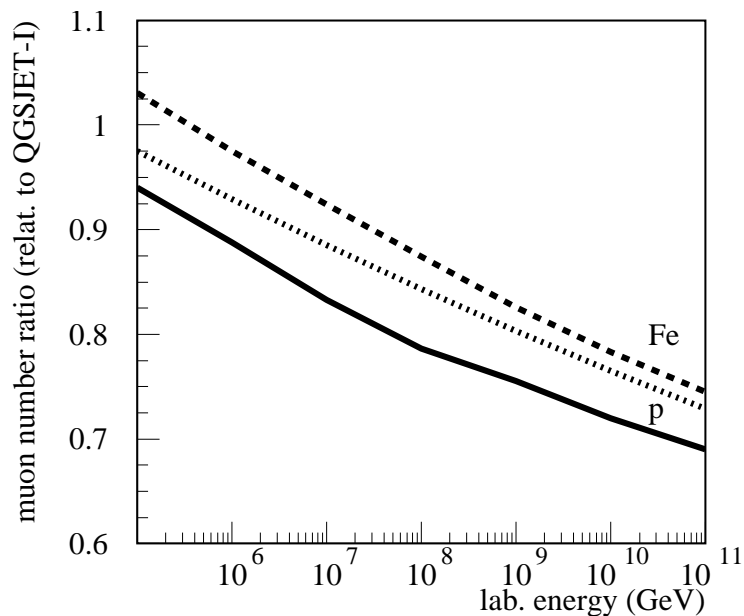


Рисунок 2.3: Отношение  $N_\mu$  ( $\epsilon_\mu > 10$  ГэВ) на уровне моря в моделях QGSJet II и QGSJet01 для протонов (сплошная линия) и ядер железа (штриховая линия). Пунктир — разность между SIBYLL-2.1 и QGSJet01 для протона (Ostapchenko, 2006 [153]).

На рис. 2.4 показано сравнение результатов моделирования ШАЛ с помощью моделей EPOS-1.6 и QGSJet II. Хотя ранняя версия модели (EPOS-1.6) корректно предсказывала характеристики продольного развития ШАЛ ( $x_{\max}$ ), а число заряженных частиц на уровне наблюдения хорошо согласовалось с предсказаниями других моделей, поток мюонов был значительно выше, особенно в области сверхвысоких энергий: при энергии  $E_0 = 10^{20}$  эВ в ливнях, инициированных протонами, EPOS давал поток мюонов на 40% превышающий значение, предсказываемое моделью QGSJet II для ядер железа [142, 160, 161].

Во время развития адронного ливня энергия распределяется между нейтральными пионами и заряженными адронами, поддерживающими адронный каскад, производящий мюоны. Отношение между этими величинами и является количественной характеристикой выхода мюонов. У EPOS-1.6 этот коэффициент был значительно ниже в сравнении с другими моделями, особенно в реакциях  $\pi^0$ -воздух, что приводило к повышенному числу мюонов (см. рис. 2.5). Более того, это отношение также уменьшается из-за повышенного выхода барионов, что ведет к большему числу возникающих дочерних барионных ливней.

Для улучшения предсказательной силы модели в ней было пересмотрено распределение импульса и энергии для адронных каскадов, было внесено новое описание нелинейных эффектов, которое было согласовано с новыми данными RHIC [162]. В результате была создана новая версия, EPOS-1.99, которая вошла в состав пакета CORSIKA-6.900. На рис. 2.6 показано сравнение сечений неупругого взаимодействия  $p$ -воздух согласно моделям EPOS-1.61, EPOS-1.99, QGSJet II и SIBYLL-2.1. По сравнению с предыдущей версией, сечения EPOS-1.99 были существенно уменьшены.

### 2.2.5. Данные БАК и обновления к адронным моделям

В марте 2010 г. Большой адронный коллайдер (БАК) достиг энергии встречных пучков 7 ТэВ в системе центра масс (СЦМ), что эквивалентно энергии КЛ  $E_0 \gtrsim 2 \times 10^{16}$  эВ. Таким образом, впервые были получены прямые экспериментальные данные об адронных взаимодействиях в области энергий выше колена спектра КЛ. Предварительные результаты полученные на детекторах ALICE и CMS позволили окончательно отбросить гипотезу о том, что происхождение колена обусловлено изменением характера ядерных взаимодействий при таких энергиях [163]; но кроме того, появилась возможность пересмотреть некоторые параметры генераторов адронных взаимодействий, ранее получаемые лишь с помощью экстраполяции.

После того, как были получены предварительные данные по сечениям  $p - p$  столкновений в эксперименте TOTEM [164], были представлены обновленные версии двух моделей: QGSJet II-03 была обновлена до QGSJet II-04 [165], а EPOS-1.99 — до EPOS-LHC [166]. Принципиально эти модели



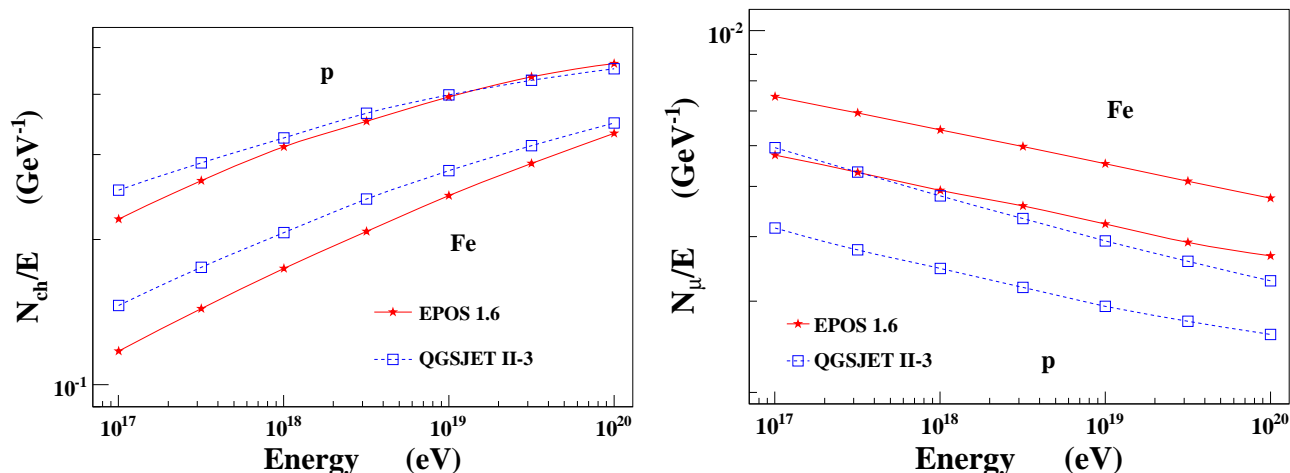


Рисунок 2.4: Сравнение предсказаний моделей EPOS-1.6 с QGSJet II-03. **Слева:** полное число заряженных частиц на уровне наблюдения, нормированное на первичную энергию в ливнях, вызванных протонами и ядрами железа. **Справа:** полное число мюонов на уровне наблюдения, нормированное на первичную энергию в ливнях, вызванных протонами и ядрами железа (Werner&Pierog, 2007 [160]).

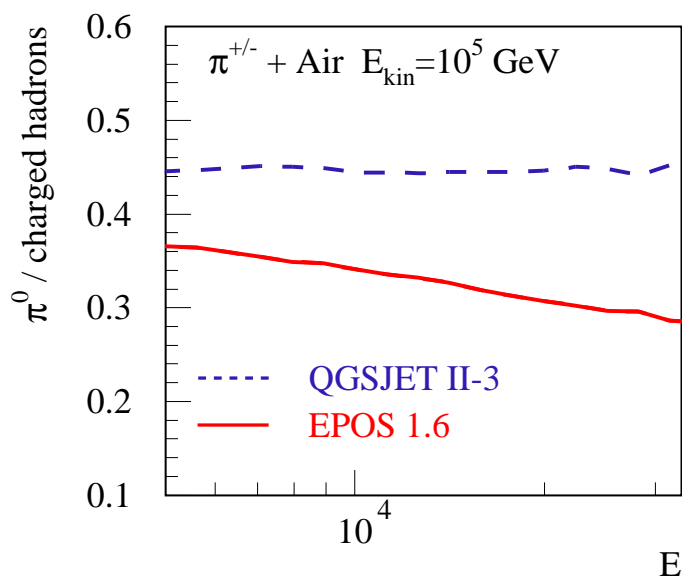


Рисунок 2.5: Отношение числа нейтральных пионов к числу заряженных частиц как функция энергии вторичных частиц при кинетической энергии 10<sup>5</sup> ГэВ. Сравнение моделей EPOS-1.6 и QGSJet II (Werner&Pierog, 2007 [160]).

не изменились, но в них были пересмотрены некоторые подстроечные параметры. Из рис. 2.7 видно, что данные TOTEM при энергии СЦМ 7 ТэВ привели к сближению предсказаний моделей QGSJet II-04 и EPOS-LHC по сечениям полных и упругих столкновений  $p - p$ , в то время как данные моделей QGSJet II-03 и EPOS-1.99 начинали расходиться начиная с энергии СЦМ  $\sim 2$  ТэВ [167].

Сечения взаимодействий очень важны для описания продольного развития ШАЛ, особенно сильно от них зависит глубина максимума  $x_{\max}$  и, как следствие — выход электромагнитной компоненты на уровне наблюдения. На рис. 2.8 приведены теоретические предсказания по среднему  $x_{\max}$  в ливнях, инициированных первичными протонами и ядрами железа, полученные двумя поколениями моделей QGSJet II и EPOS в сравнении с данными, полученными в разных экспериментах по КЛ. Видно, что значения  $\langle x_{\max} \rangle$  для QGSJet II-04 и EPOS-LHC различаются на 2%, однако обе модели дают одинаковое увеличение пробега с энергией, в то время как их предыдущие версии давали возрастающую с энергией разность.

Кроме того, в модели QGSJet II-04 были перекалиброваны механизмы рождения барионов, что привело к пониженному соотношению между выходами нейтральными пионами и заряженных адронов [94, 167]. В результате число мюонов на уровне наблюдения возросло на 20% по сравнению с предыдущей версией и новое поколение моделей QGSJet II и EPOS предсказывают близкие значения числа мюонов на уровне наблюдения (см. рис. 2.9).

В целом, такой пересмотр параметров адронных взаимодействий больше повлиял на модель QGSJet II в сравнении с EPOS.

Аналогичные изменения были внесены в модель SIBYLL-2.1 (версия 2.2f), что также привело к увеличению выхода мюонов на  $\sim 20\%$  и более быстрому развитию ШАЛ [169], однако на момент выполнения работы она не была включена в стандартную программную библиотеку CORSIKA.

Экспериментальные данные, полученные на Большом адронном коллайдере, позволили уменьшить погрешности при экстраполяции параметров адронных взаимодействий в область сверхвысоких энергий и привели к сближению предсказаний двух самых популярных теоретических моделей. Несмотря на то, что при сопоставлении теоретических расчетов с данными по КЛ все еще приходится принимать во внимание систематику каждой модели, в целом ситуация с интерпретацией экспериментальных данных значительно улучшилась.

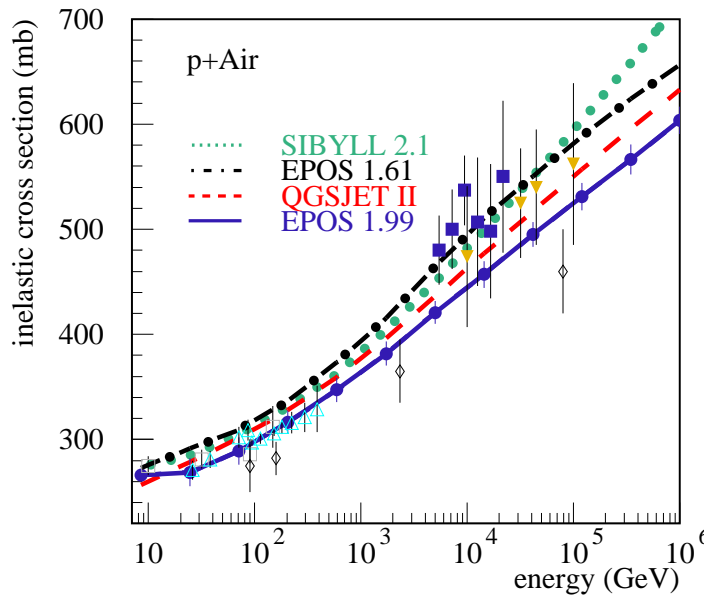


Рисунок 2.6: Сечение неупругих взаимодействий  $p$ -воздух, согласно моделям EPOS-1.6, EPOS-1.99, QGSJet II и SIBYLL-2.1. Точками показаны значения, полученные методом ШАЛ (Pierog&Werner, 2009 [162]).

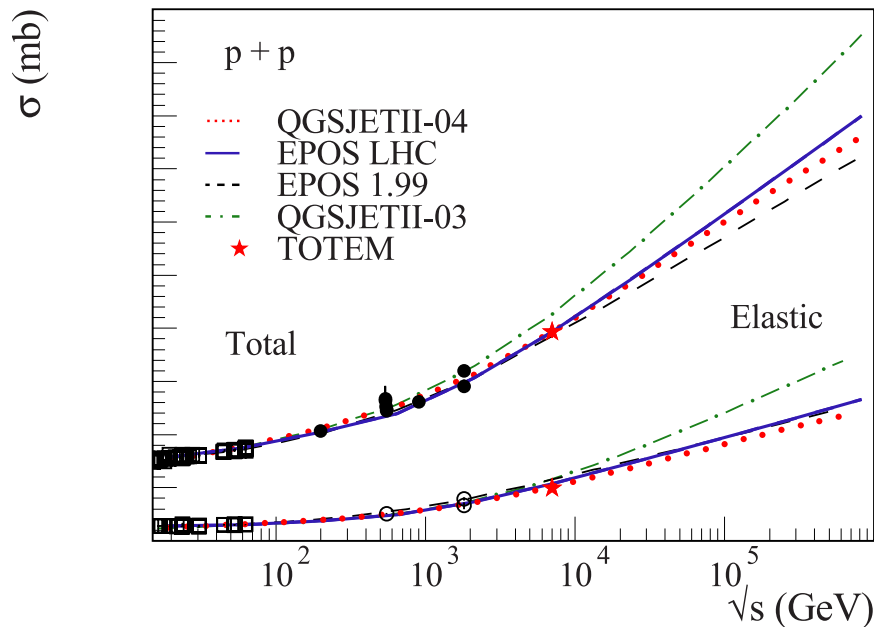


Рисунок 2.7: Сравнение теоретических расчетов сечений рассеяния  $p - p$  с данными Particle Data Group [168] (черные кружки) и эксперимента TOTEM [164] (красные звездочки). (Pierog, 2013 [167]).

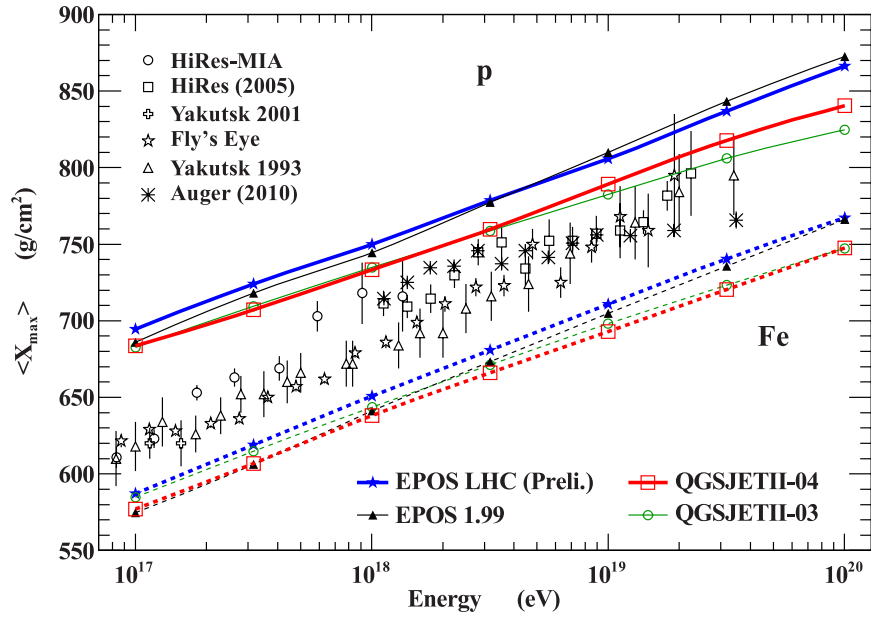


Рисунок 2.8: Значения  $\langle X_{\max} \rangle$  в ШАЛ, инициированных протонами и ядрами железа. Сравнение теоретических предсказаний двух поколений моделей QGSJet II и EPOS с экспериментальными данными. (Pierog, 2013 [167]).

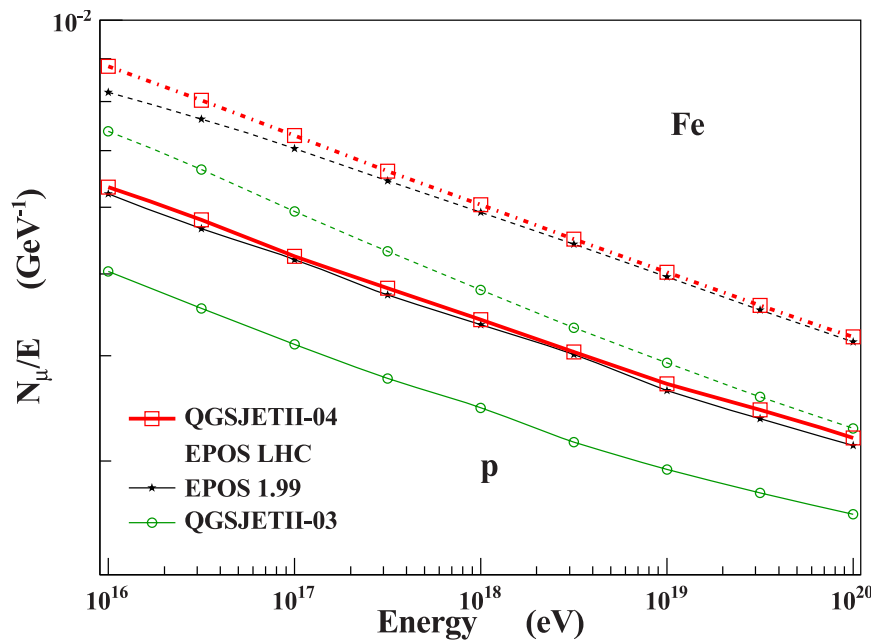


Рисунок 2.9: Среднее число мюонов на уровне наблюдения, нормированное на первичную энергию. Сравнение предсказаний теоретических предсказаний двух поколений моделей адронных взаимодействий. (Pierog, 2013 [167]).

## Глава 3

# Оценка отклика сцинтилляционных детекторов Якутской установки ШАЛ

### 3.1. Постановка задачи

Упомянутые в разделе 1.4 различия энергетических спектров ПКЛ, полученных в разных экспериментах, обусловлены тем, что указанные эксперименты используют разные методики восстановления первичной энергии. Для проверки квазикалориметрического метода, принятого в Якутском эксперименте, а также оценки массового состава КЛ с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ, был использован набор искусственных ливней, смоделированных с помощью пакета CORSIKA [136]. Для решения этих задач, помимо моделирования, требовалось сделать следующее:

- Воспроизвести процесс измерения плотностей частиц в сцинтилляционных детекторах ЯКУ ШАЛ для смоделированных ливней. Поскольку сцинтилляционные детекторы не измеряют число частиц напрямую, а фиксируют энергетические потери проходящих через них частиц, необходимо было получить оценку отклика в НСД на различные компоненты ШАЛ: электроны, мюоны и гамма-кванты.
- Используя полученные отклики детекторов в широком диапазоне расстояний от оси подбора параметризации для ФПР частиц, регистрируемых наземными и подземными детекторами ЯКУ ШАЛ.
- С помощью классификационных параметров ( $\rho_s(600)$ ), определенных из параметризации ФПР искусственных ливней, проверить и уточнить соотношения (1.14)-(1.18) для оценки первичной энергии.

- На основе энергетического баланса в модельных расчетах уточнить значения компонент калориметрического соотношения (1.13).
- Используя модельные данные получить параметры продольного развития ШАЛ ( $x_{\max}$ ) и параметры ФПП мюонов с пороговой энергией  $\epsilon_{\text{thr.}} = 0.7, 1$  ГэВ для разных массовых составов ПКЛ с энергией  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ.

## 3.2. Процедура моделирования

Для моделирования ШАЛ был использован код CORSIKA версии 7.3700. В качестве генераторов адронных взаимодействий высоких энергий были выбраны модели QGSJet II-04 и EPOS-LHC. Поскольку расчеты ливней с использованием моделей QGSJet II и EPOS сопряжены со значительными временными затратами, для сравнения с генераторами прошлых поколений были взяты модели QGSJet01 и SIBYLL-2.1.

В качестве модели низких энергий ( $\epsilon < 80$  ГэВ) был выбран пакет FLUKA2011, как широко используемый и рекомендуемый для моделирования ШАЛ, в то время как модель UrQMD накладывает значительные ограничения на пороговую энергию частиц, отслеживаемых кодом CORSIKA [170].

Для получения оценок массового состава ПКЛ, зарегистрированных на ЯКУ ШАЛ, в качестве первичных компонент были выбраны протоны и ядра железа. Были разыграны ливни с энергиями в диапазоне  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ с логарифмическим шагом  $\Delta \lg E_0(\text{эВ}) = 0.5$ . Для учета зенитно-угловой зависимости для каждой компоненты ПКЛ и значения первичной энергии задавались зенитные углы прихода с  $\cos \theta = 1.0, 0.975, 0.95, 0.9, 0.85, 0.75, 0.65$  и  $0.55$ . Для каждого набора входных параметров (первичная частица,  $E_0, \theta$ ) было разыграно по 500 ливней. При компиляции исполняемого файла включались опции THIN и SLANT. При запуске задавались следующие энергетические пороги (минимальная энергия отслеживания частиц): для электромагнитной компоненты 50 кэВ, для мюонов и адронов — 50 МэВ<sup>1</sup>.

Расчеты были выполнены на суперкомпьютере “Ариан Кузьмин” Северо-Восточного Государственного Университета (СВФУ) [171].

### 3.2.1. Параметры статистического прореживания

Время, требуемое для полного моделирование развития широкого атмосферного ливня, быстро возрастает с энергией первичной частицы. Начиная с энергии  $E_0 \gtrsim 10^{16.5}$  эВ, в зависимости от

<sup>1</sup>Минимально допустимая энергия (при использовании пакетов FLUKA или GHEISHA)

выбранного генератора адронных взаимодействий, полный расчет ливня может занять до нескольких недель; при энергиях в области лодыжки спектра — нескольких месяцев, а при  $E_0 \gtrsim 10^{19}$  становится затруднительно получить результаты за обозримое количество времени<sup>2</sup>. Для ускорения расчетов в CORSIKA предусмотрено два механизма, которые обеспечивают подробное численное моделирование методом Монте Карло до некой пороговой энергии вторичных частиц  $\varepsilon_{\text{thr.}}$ , ниже которой начинает применяться усредненное коллективное рассмотрение вторичных компонент ШАЛ.

Изначально в CORSIKA был включен механизм *статистического прореживания* [136, 170], впервые представленный в работе [138] и работающий по следующему алгоритму. Задается доля первичной энергии (степень прореживания)  $\varepsilon_{\text{thin}} = \varepsilon_{\text{thr.}}/E_0$ , где  $\varepsilon_{\text{thr.}}$  — пороговая энергия. В случае, если суммарная энергия группы из  $N$  вторичных частиц оказывается ниже пороговой энергии:

$$\sum_j^N \varepsilon_j < \varepsilon_{\text{thr.}},$$

то из всей группы отслеживается лишь одна частица. Эта частица выбирается случайным образом с вероятностью  $p_i$ , зависящей от ее энергии; отслеживаемой частице приписывается соответствующий статистический вес:

$$\left. \begin{aligned} p_i &= \varepsilon_i / \sum_j^N \varepsilon_j \\ w_i &= 1/p_i \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

Таким образом выполняется условие сохранения первичной энергии:

$$\sum_i w_i \cdot \varepsilon_i = E_0. \quad (3.2)$$

Механизм прореживания контролируется через степень прореживания  $\varepsilon_{\text{thin}}$  и ограничение по весу, приписываемому группе выживших частиц  $w_{\text{max}}$ . Ограничение по весу вводится для уменьшения искусственных флуктуаций в ливне, обусловленных уменьшением числа отслеживаемых частиц и не связанных с физикой развития ШАЛ. Для моделирования были приняты следующие параметры: ограничение по статистическому весу  $w_{\text{max}}$  в пределах  $[10^4, 3.16 \cdot 10^6]$ , степень прореживания  $\varepsilon_{\text{thin}}$  —  $[3.16 \cdot 10^{-6}, 10^{-5}]$  в зависимости от первичной энергии: оба параметра возрастают с ростом  $E_0$ . Это делалось для того, чтобы детальность симуляции ливней с малыми ( $\sim 10^{17}$  эВ) и экстремальными ( $\sim 10^{19}$  эВ) энергиями была сопоставима.

<sup>2</sup>Здесь имеется в виду моделирование без черенковского излучения, с которым время счета исчисляется месяцами уже при энергии порядка  $10^{16}$  эВ

Начиная с версии 7.3495 в CORSIKA был включен адаптированный код CONEX, предназначенный для одномерного моделирования продольного развития ШАЛ с помощью численного решения каскадных уравнений для вторичных частиц [172, 173]. При включении соответствующей опции в коде основной программы, необходимо указать пороговую энергию  $\varepsilon_{\text{thr}}$ . Все вторичные частицы с энергиями ниже этого значения сортируются по таблицам энергия-глубина. Значения в ячейках этих таблиц служат начальными условиями для решения каскадных уравнений; параметры уравнений берутся в соответствии с выбранной моделью адронных взаимодействий. Решения сохраняются в стеке для соответствующих частиц. Для соблюдения условия сохранения первичной энергии, частицам с энергией ниже некоторого минимального значения  $\varepsilon_{\text{low}}$  приписывается статистический вес  $w$ , аналогично процедуре статистического прореживания [170].

В той же версии стало возможно запускать CORSIKA в параллельном режиме с помощью программного интерфейса MPI, позволяющего воспользоваться преимуществами высокопроизводительных распределенных вычислительных систем. При запуске распараллеленной версии CORSIKA начальное взаимодействие и первые акты ШАЛ считаются на ведущем вычислительном узле системы, после чего ливень разбивается на вторичные каскады, которые распределяются по ведомым узлам и считаются параллельно.

Нужно отметить, что опция CONEX и распараллеленная версия CORSIKA не совместимы с процедурами расчета черенковского света [170], поэтому для совместимости избранного метода с дальнейшими исследованиями (которые будут включать расчеты потоков ЧИ), для ускорения расчетов было решено воспользоваться лишь процедурой статистического прореживания.

### 3.2.2. Модель атмосферы

Земная атмосфера в CORSIKA разделена на 5 слоев. В четырех нижних количество вещества  $x(h)$  убывает с высотой по экспоненциальному закону, граница атмосферы определена в пятом слое, где зависимость  $x(h)$  линейна:

$$\left. \begin{aligned} x_i(h) &= a_i + b_i + e^{-h/c_i}, & i = 1 \dots 4 \\ x_5(h) &= a_5 - b_5 \cdot (h/c_5) \end{aligned} \right\}. \quad (3.3)$$

Параметры для аппроксимации (3.3), описывающие зимнюю атмосферу над Якутском, были получены в работе [174] и приведены в таблице 3.1.

Также в CORSIKA можно заменить аналитическое описание зависимости  $x(h)$  табличным приближением, несколько таких таблиц с описанием нескольких стандартных профилей поставляется в составе программы (опция ATMEHT).



Таблица 3.1: Параметры якутской атмосферы (Федунин, 2004 [174])

Слой, $i$	$h$ , км	$a_i$	$b_i$	$c_i$
1	0-4	-143.274	1176.89	867358
2	4-10	-39.5104	1094.99	741208
3	10-40	0.231747	1183.63	633846
4	40-100	$-6.41352 \cdot 10^{-4}$	460.573	759850
5	$> 100$	$2.162 \cdot 10^{-3}$	1	$5.2173(6) \times 10^9$

### 3.3. Измеряемые характеристики ШАЛ

#### 3.3.1. Частицы ШАЛ на уровне наблюдения

Для построения пространственного распределения частиц на уровне наблюдения применялось радиальное разбиение в плоскости ливневого диска с логарифмическим шагом по расстоянию от оси  $\Delta \lg r(\text{м}) = 0.04$ . В каждом радиальном бине частицы сортировались по энергии  $\varepsilon \times \cos \theta$ , и в них строились дифференциальные энергетические спектры  $I(\varepsilon)$ . При этом применялось следующее логарифмическое разбиение по энергетической шкале:

- $e^{+/-}$ :  $\varepsilon = (10^{-4} - 10)$  ГэВ,  $\Delta \lg \varepsilon(\text{ГэВ}) = 0.05$ ;
- $\mu^{+/-}$ :  $\varepsilon = (10^{-2} - 10^3)$  ГэВ,  $\Delta \lg \varepsilon(\text{ГэВ}) = 0.05$ ;
- $\gamma$ :  $\varepsilon = (10^{-3} - 100)$  ГэВ,  $\Delta \lg \varepsilon(\text{ГэВ}) = 0.05$ .

На рис. 3.1-3.3 показаны энергетические спектры на разных расстояниях от оси для электронов, гамма-квантов и мюонов, вычисленные в рамках модели QGSJet01. С помощью таких спектров можно гибко задавать энергетический порог при построении пространственного распределения частиц и вычислении отклика в сцинтилляционном детекторе.

Имея пространственную картину распределения спектров частиц, можно построить профили пространственного распределения их плотностей, где плотность в каждом радиальном бине получается суммированием спектра начиная от пороговой энергии:

$$\rho(r_i) = \frac{1}{S_i} \int_{\varepsilon_{\text{thr}}} I(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.4)$$

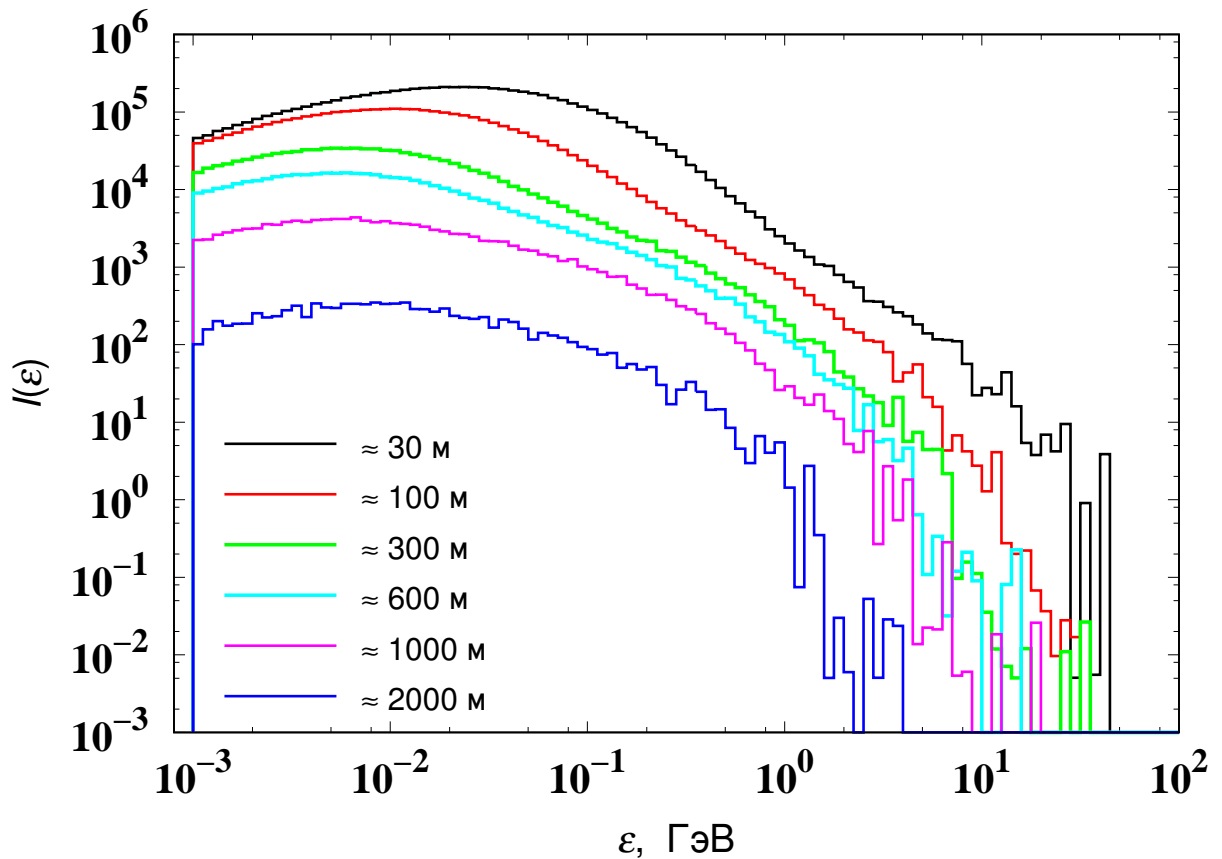


Рисунок 3.1: Дифференциальные энергетические спектры электронов и позитронов на разных расстояниях от оси. Результаты расчета с помощью модели QGSJet01 для первичных протонов с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и зенитным углом  $\cos \theta = 0.95$ . Результат усреднения по 500 событиям.

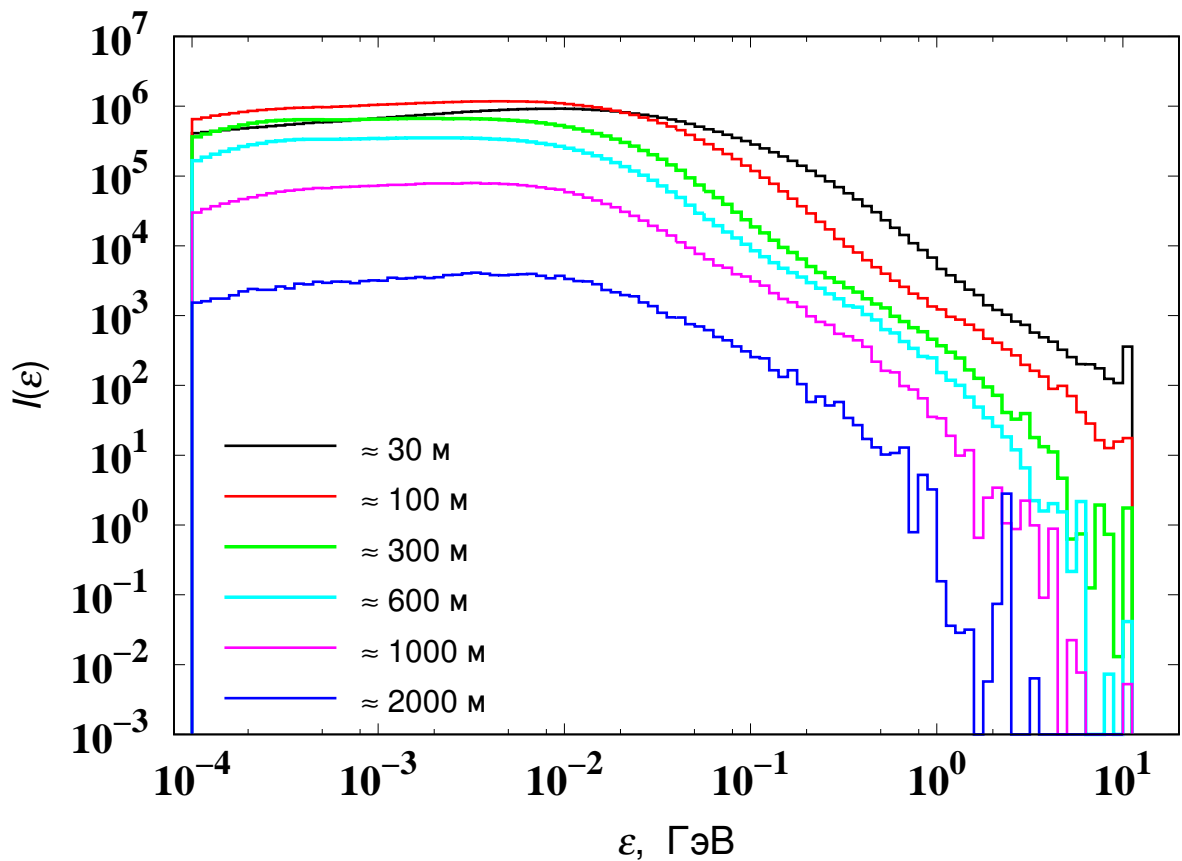


Рисунок 3.2: Дифференциальные энергетические спектры гамма-фотонов на разных расстояниях от оси. Результаты расчета с помощью модели QGSJet01 для первичных протонов с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и зенитным углом  $\cos \theta = 0.95$ . Результат усреднения по 500 событиям.

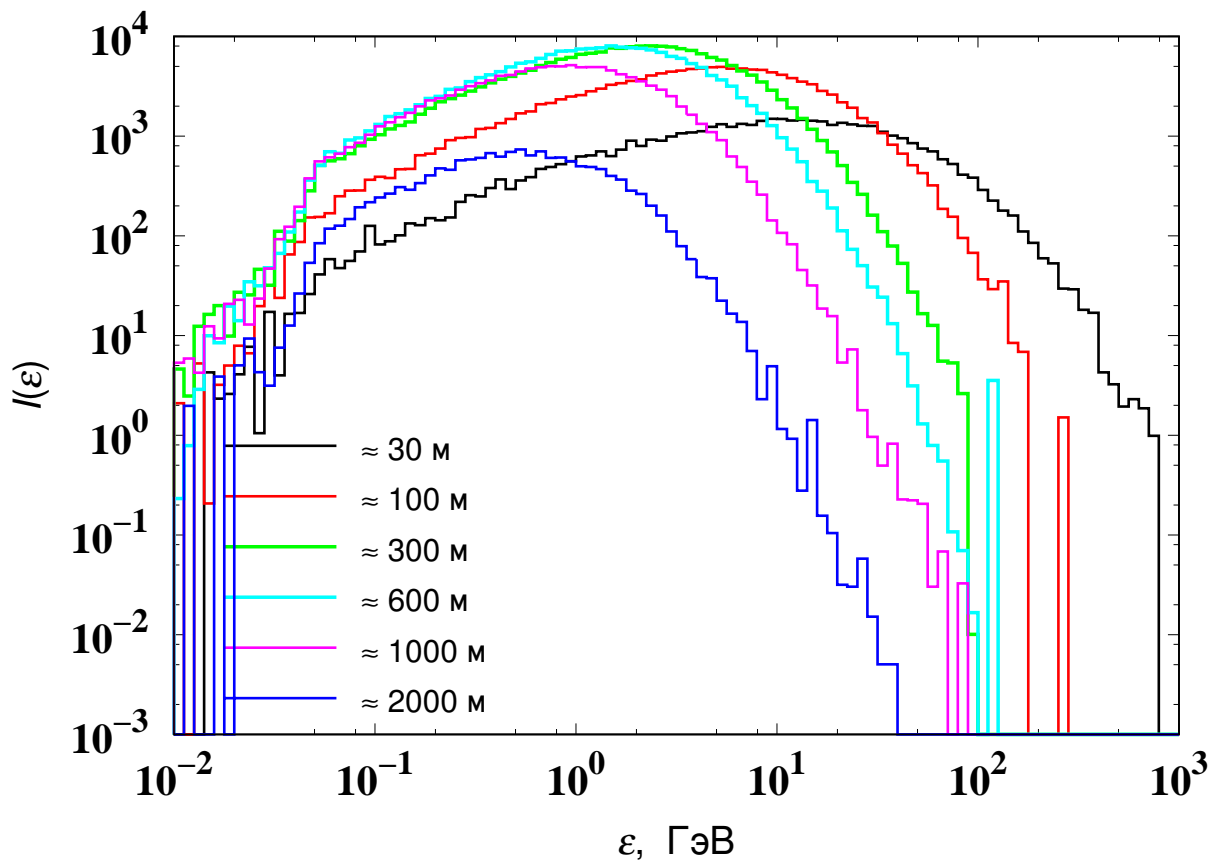


Рисунок 3.3: Дифференциальные энергетические спектры мюонов на разных расстояниях от оси. Результаты расчета с помощью модели QGSJet01 для первичных протонов с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и зенитным углом  $\cos \theta = 0.95$ . Результат усреднения по 500 событиям.

где  $s_i$  — площадь детектора на расстоянии  $r_i$ ,  $I(\varepsilon)$  — число частиц в энергетическом бине. Такие пространственные распределения были получены для частиц ШАЛ со следующими порогами по энергии:

- $\varepsilon_{\text{thr.}}(e^{+/-})$  : 50 КэВ, 1 МэВ, 2 МэВ, 4 МэВ, 5 МэВ, 8 МэВ;
- $\varepsilon_{\text{thr.}}(\mu^{+/-})$  : 50 МэВ, 0.3 ГэВ, 0.5 ГэВ, 0.7 ГэВ, 1.0 ГэВ, 1.5 ГэВ;
- $\varepsilon_{\text{thr.}}(\gamma)$  : 50 КэВ, 1 МэВ, 2 МэВ.

### 3.3.2. Параметры пространственного распределения частиц ШАЛ

Пространственные распределения с различными энергетическими порогами регистрации были проанализированы в интервале энергий  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ. При этом уделялось особое внимание тому, как ФПР описывает плотности частиц на малых расстояниях от оси ( $r < \sim 100$  м), так как они не контролируются нашей установкой, но в то же время дают значительный вклад в общее число частиц. Поэтому для поиска вида ФПР заряженных частиц использовался широкий диапазон расстояний, 10 – 3000 м. В результате была получена следующая аппроксимация:

$$\rho(r) = \rho_s(600) \cdot \left( \frac{r + r_1}{600 + r_1} \right)^{\alpha_s} \cdot \left( \frac{r + r_0}{r_0 + 600} \right)^{\beta_s - \alpha_s} \cdot \left( \frac{r + r_2}{r_2 + 600} \right)^{\gamma_s}, \quad (3.5)$$

где  $\alpha_s = -2$ ,  $\gamma_s = -8$ ,  $r_0 = 8$ ,  $r_1 = 10$ ,  $r_2 = 10^4$ ; а  $\beta_s$  и  $\rho_s(600, 0^\circ)$  — свободные параметры, которые вычисляются в ходе  $\chi^2$ -минимизации. Здесь был сделан переход от Мольеровского радиуса  $r_M$  к формальным масштабным параметрам  $r_0$ ,  $r_1$  и  $r_2$ .

На рис. 3.4 приведен пример того, как аппроксимация (3.5) описывает пространственное распределение заряженных частиц с порогом электронной компоненты 1 МэВ. Из рисунка видно, что параметризация хорошо описывает плотности на малых расстояниях ( $r \simeq 40 - 100$  м), но начинает давать расхождение при  $r > \sim 1000$  м.

Пространственное распределение мюонов аппроксимировалось функцией на основе аппроксимации Грейзена-Линсли:

$$\rho_\mu(r) = \rho_\mu(600) \cdot \left( \frac{r}{600} \right)^{\alpha_\mu} \cdot \left( \frac{r + r_0}{r_0 + 600} \right)^{\beta_\mu - \alpha_\mu} \cdot \left( \frac{r + 2000}{2600} \right)^{\gamma_\mu}, \quad (3.6)$$

где  $\alpha_\mu = -0.75$ ,  $\gamma_\mu = -6.5$ ,  $r_0 = 280$ ,  $\beta_\mu$ ,  $\rho_\mu(600, 0^\circ)$  — свободные параметры, определяемые в ходе  $\chi^2$ -минимизации.

На рис. 3.5 показано, как аппроксимация (3.6) описывает пространственное распределение мюонов с порогом  $\varepsilon_{\text{thr.}} \geq 1 \text{ ГэВ} \times \cos \theta$ . Из рисунка видно, что она хорошо описывает мюонные данные в широком диапазоне расстояний от оси.

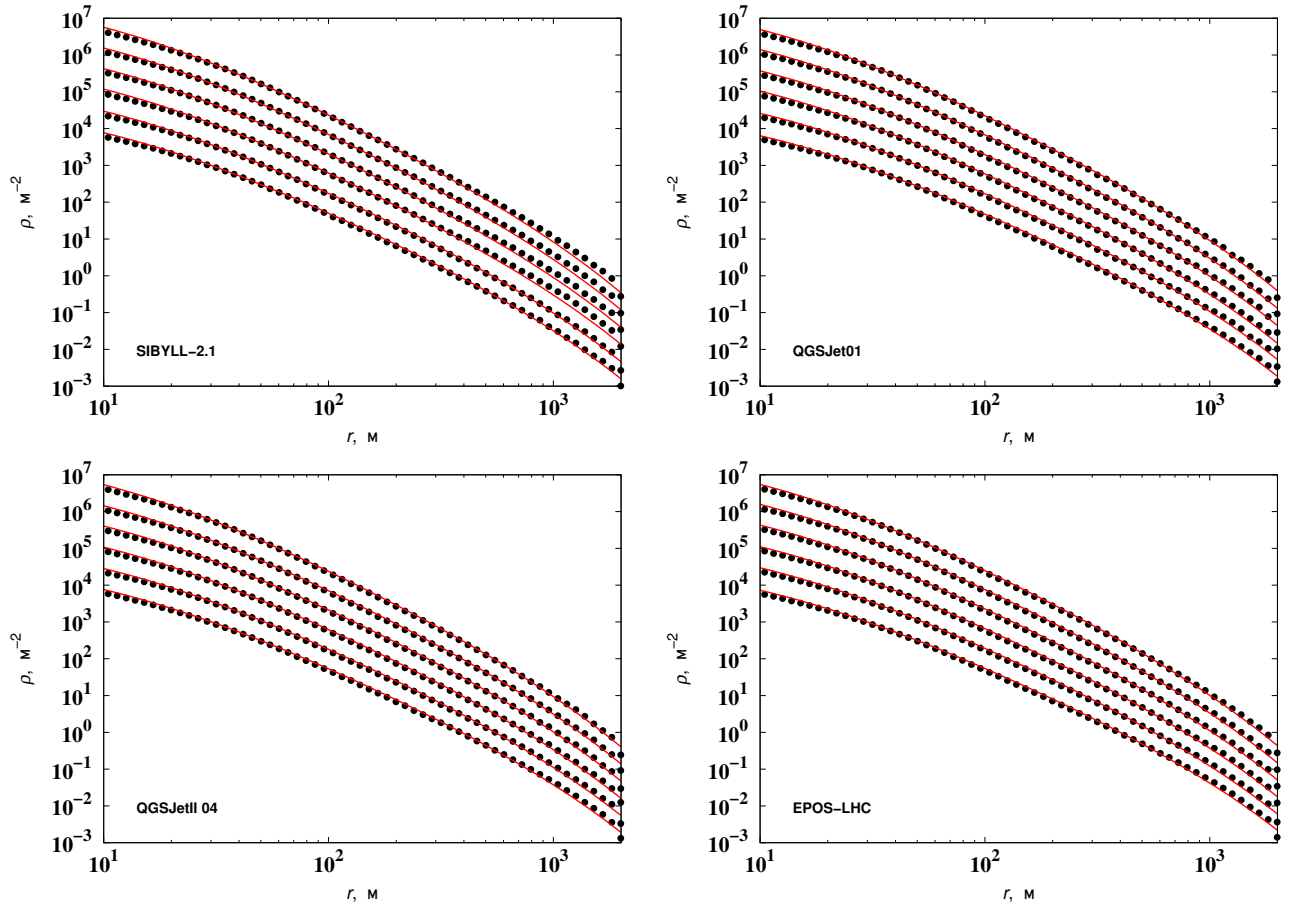


Рисунок 3.4: Пространственное распределение заряженных частиц (электронов с  $\varepsilon_i \times \cos \theta_i > 2$  МэВ и мюонов с  $\varepsilon_i \times \cos \theta_i > 50$  МэВ) в ливнях, вызванных первичными протонами с углом прихода  $\cos \theta = 0.95$  и энергиями  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ (снизу вверх соответственно). Результаты расчетов с помощью четырех моделей. Красная линия — аппроксимация (3.5).

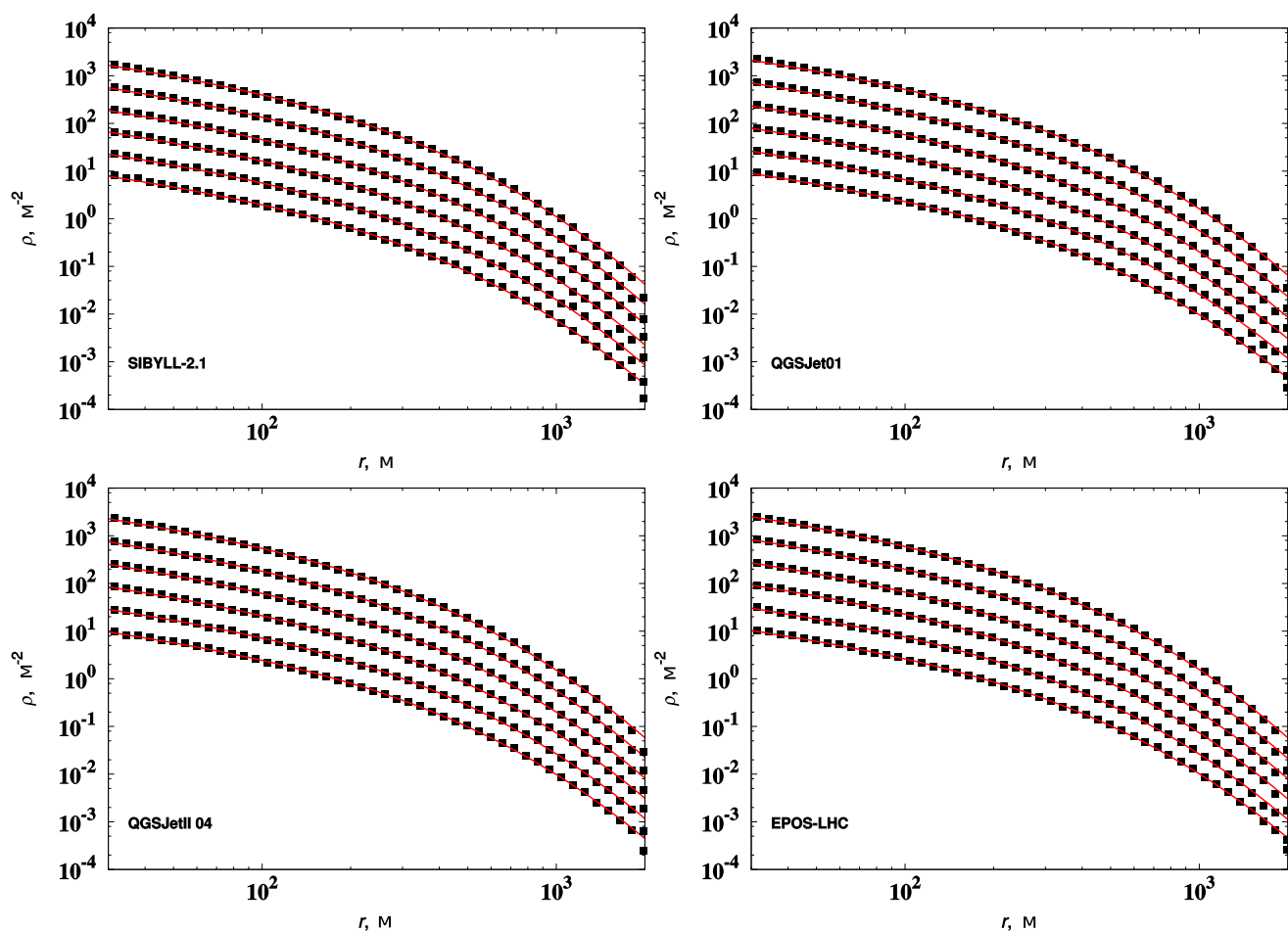


Рисунок 3.5: Пространственное распределение мюонов с  $\varepsilon_i \times \cos \theta_i > 1$  ГэВ в ливнях, вызванных первичными протонами с углом прихода  $\cos \theta = 0.95$  и энергиями  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ (снизу вверх соответственно). Результаты расчетов с помощью четырех моделей. Красная линия — аппроксимация (3.6).

### 3.3.3. Параметры продольного развития ШАЛ

По умолчанию CORSIKA выводит данные о продольном развитии ШАЛ в отдельный файл в табличном виде с шагом по глубине атмосферы  $20 \text{ г/см}^2$ . Развитие ливня отслеживается от границы атмосферы ( $x = 0 \text{ г/см}^2$ ) до уровня наблюдения (100 м над уровнем моря для Якутской установки). Каждому событию соответствуют две колонки таблицы: первая дает дифференциальную каскадную кривую различных компонент ШАЛ (число частиц, порождаемых на каждом шаге), вторая — продольное энерговыделение этих компонент. При этом каскадная кривая заряженной компоненты аппроксимируется функцией Гайссера-Хилласа [175, 176] в виде:

$$N(x) = N_{\max} \cdot \left( \frac{x - x_0}{x_{\max} - x_0} \right)^{\frac{x_{\max} - x_0}{\lambda(x)}} \cdot \exp \left( - \frac{x_{\max} - x}{\lambda(x)} \right), \quad (3.7)$$
$$\lambda(x) = a + b \cdot x + c \cdot x^2$$

где  $N_{\max}$  — число частиц, родившееся в максимуме развития,  $x_{\max}$  — глубина максимума ( $\text{г/см}^2$ ),  $x_0$  и  $\lambda$  — параметры, зависящие от массового числа и энергии первичной частицы. Все параметры определяются методом наименьших квадратов.

При рассмотрении ливней с заданным набором начальных параметров (масса частицы,  $E_0$ ,  $\cos \theta$ ) продольные распределения заряженных частиц усреднялись с нормировкой на  $\langle x_{\max} \rangle$  в группе ливней, после чего к полученной кривой заново подбирались параметры функции (3.7). На рис. 3.6 показана энергетическая зависимость  $x_{\max}$  для легкого ( $p$ ) и тяжелого ( $\text{Fe}$ ) составов ПКЛ, полученная с помощью моделей QGSJet01, QGSJet II-04, SIBYLL-2.1 и EPOS-LHC. Поскольку все модели дают разные оценки  $x_{\max}$ , для получения достоверной оценки массового состава ливней, зарегистрированных на Якутской установке, необходимо получить корректную оценку энергии по классификационному параметру  $\rho_s(600)$ , а также проверить корректность калориметрических соотношений (1.14)-(1.17). Для этого было проведено моделирование работы НСД установки.

## 3.4. Расчет отклика наземного сцинтилляционного детектора

Как было сказано в разделе 1.2, интегральный сцинтилляционный детектор позволяет оценивать число попавших в него частиц измеряя энергию, выделившуюся в веществе сцинтиллятора. Таким образом, для сравнения модельных расчетов с экспериментальными данными неприемлемо использование прямых значений плотности частиц  $\rho(r)$ , получившихся в результате симуляции. Кроме того, на расстояниях  $\sim 100 - 1000 \text{ м}$  в общем числе частиц доминируют гамма-кванты; следовательно — необходимо учесть их вклад в суммарный сигнал. Имея дифференциальные энергетические спектры ливневых компонент на разных расстояниях от оси, на основе данных о вза-



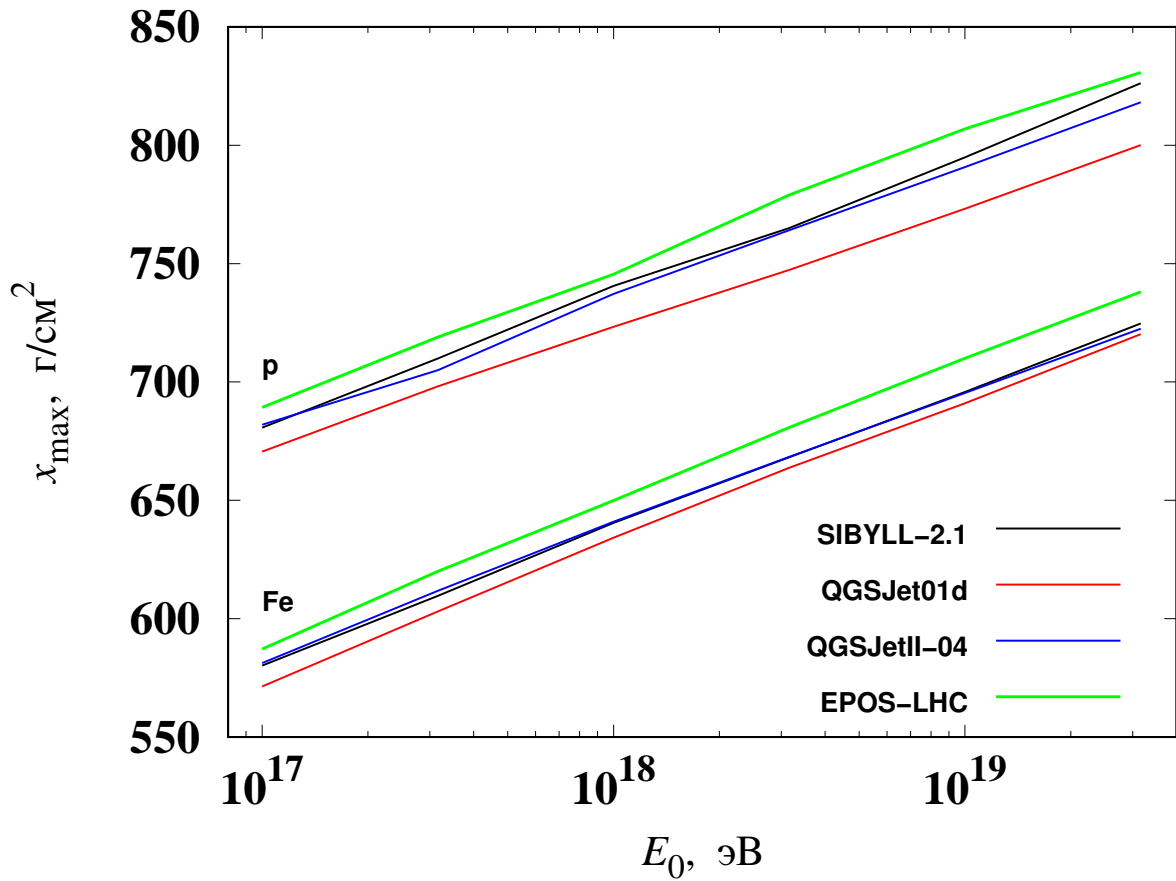


Рисунок 3.6: Зависимость глубины максимума развития ШАЛ  $x_{max}$  от энергии первичной частицы  $E_0$ . Результат симуляции с помощью моделей QGSJet01, QGSJet II-04, SIBYLL-2.1 и EPOS-LHC

имодействии элементарных частиц с различными веществами [177, 178] была построена модель сцинтилляционного детектора, учитывающая различные процессы, происходящие при прохождении через него частиц и дающую функцию отклика  $u(\varepsilon)$ , которая и будет определять плотность частиц, согласующуюся с измеряемой в эксперименте.

Модель детектора была создана в рамках идеологии быстрой симуляции. Такие модели хорошо подходят для обработки данных, усредненных по большому набору и характеризуются высокой скоростью работы. Была построена одномерная модель, в которой детектор был представлен в виде нескольких слоев вещества (см. рис. 3.7). При этом рассматривались три основные компоненты, регистрируемые станцией наблюдения ( $e^{+/-}$ ,  $\mu^{+/-}$ , высокоэнергичные  $\gamma$ -кванты) и связанные с ними наиболее важные физические процессы:

- $e^{+/-}$ : ионизация, тормозное излучение;
- $\mu^{+/-}$ : ионизация;
- $\gamma$ : образование  $e^+ - e^-$  пар и электроны отдачи от Комптоновского рассеяния ( $\delta e$ ).

На рис. 3.7 показана схема одномерной модели детектора. В ней детектор представлен в виде 5-см слоя вещества сцинтиллятора (полистирол,  $C_8H_8$ ) с плотностью  $\sim 1.06$  г/см<sup>3</sup>. Над сцинтиллятором расположено покрытие (крыша станции наблюдения), состоящее из нескольких слоев алюминия (0.2 мм), фанеры и пенопласта (1 см). Поскольку большая часть рабочего цикла Якутской установки приходится на зимнее время, в модели также был учтен слой снега, покрывающий станции наблюдения (среднегодовое значение 1.5 см в водном эквиваленте). Вместе со снегом количество вещества в покрытии составляет  $\sim 2.5$  г/см<sup>2</sup>. Очевидно, что вклад в отклик дадут лишь частицы с энергией достаточной для преодоления всех слоев покрытия и попавшие в сцинтиллятор, поэтому для электромагнитной компоненты будет действительным энергетический порог<sup>3</sup>  $\varepsilon_{\text{thr.}}^{e-m} = 6$  МэВ.

Энерговыведение в сцинтилляторе  $\Delta E_s(r)$  пропорционально числу прошедших через него частиц и измеряется в относительных единицах:

$$\rho_s = \frac{\Delta E_s(R)}{E_1}, \quad (3.8)$$

где  $E_1 = 11.75$  МэВ — энергия, выделенная в сцинтилляторе при прохождении вертикального релятивистского мюона (единица отклика). При этом полный сигнал в детекторе будет суммой вкладов всех компонент:

<sup>3</sup>как было указано в разделе 3.1, минимальная энергия мюонов в CORSIKA равна 50 МэВ

$$\rho_s(r) = \rho_e(r) + \rho_\mu(r) + \rho_\gamma(r), \quad (3.9)$$

где вклад каждой компоненты типа  $m$  определяется функцией отклика  $u_m(\varepsilon_i, \theta_i)$  и дифференциальным спектром частиц на заданном расстоянии от оси  $I_m(\varepsilon_i, \theta_i, r)$  с учетом зенитного угла прихода  $\theta_i$  (энергия приводится к вертикали), т.е. спектр численно задает функцию источника:

$$\rho_m(r) = \sum_i u_m(\varepsilon_i, \theta_i) \cdot I_m(\varepsilon_i, \theta_i, r). \quad (3.10)$$

При рассмотрении энерговыделения в сцинтилляторе, полистирол был представлен в виде водного эквивалента толщиной  $\sim 5$  г/см<sup>2</sup>.

### 3.4.1. Отклик заряженных частиц

Проходя через вещество, заряженные частицы теряют энергию в ходе неупругих столкновений с электронами атомов вещества и упругих столкновений с атомными ядрами. Также энергия расходуется на тормозное и черенковское излучения и, с малой долей вероятности, в ходе ядерных реакций. Мюоны, являясь тяжелыми частицами, не испускают тормозного и черенковского излучений, а вероятность любых взаимодействий с ядрами пренебрежимо мала по сравнению с неупругими столкновениями с электронами среды. Таким образом, при оценке энерговыделения мюонной компоненты целесообразно учитывать лишь ее ионизационные потери.

Тогда функцию отклика мюонной компоненты  $u_\mu(\varepsilon)$  можно представить в виде кусочно-непрерывной функции вида

$$\langle u_\mu(\varepsilon) \rangle = \begin{cases} 3.95367 - \frac{8.82664}{\lg \varepsilon - 1.03872} + \frac{6.52080}{\lg \varepsilon - 1.02872}, & 50 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 10 \text{ ГэВ}; \\ 1.71, & \varepsilon \gtrsim 10 \text{ ГэВ}, \end{cases} \quad (3.11)$$

которая отображена на рис. 3.9.

### 3.4.2. Отклик электронной компоненты

Электроны тратят энергию на ионизацию и их вклад в отклик быстро возрастает с энергией. При этом, в отличие от мюонов, конкурирующим процессом является потеря энергии на тормозное излучение, которое становится значительным при энергиях  $\sim 100$  МэВ; при энергиях порядка 1 ГэВ этот канал становится полностью доминирующим и вклад в отклик электронной компоненты перестает расти (см. рис. 3.10).

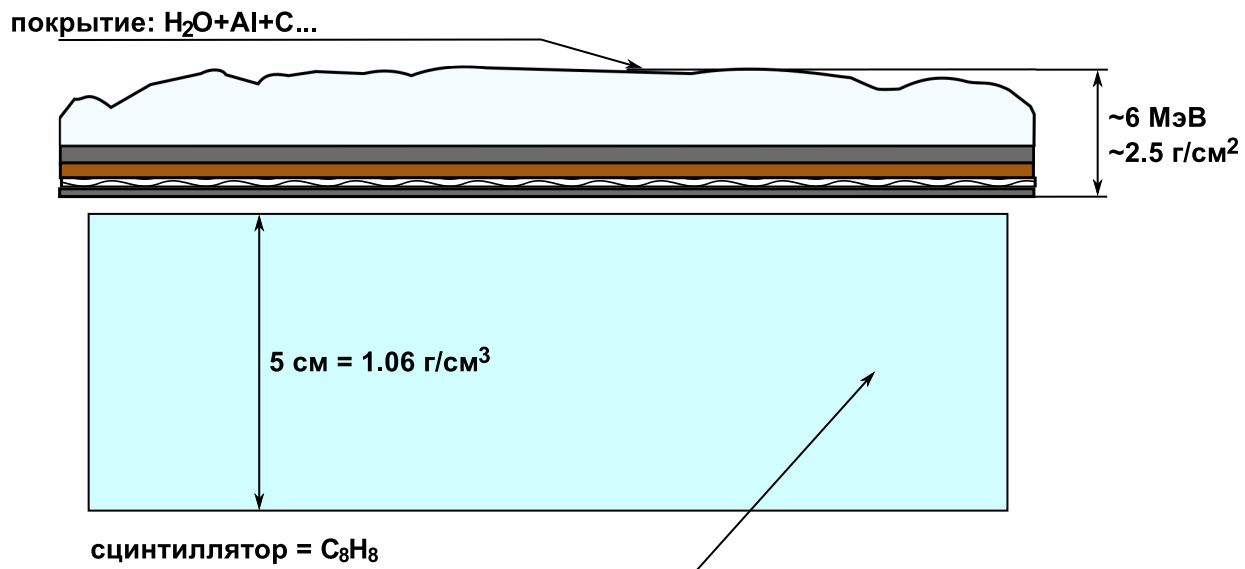


Рисунок 3.7: Одномерная модель сцинтилляционного детектора.

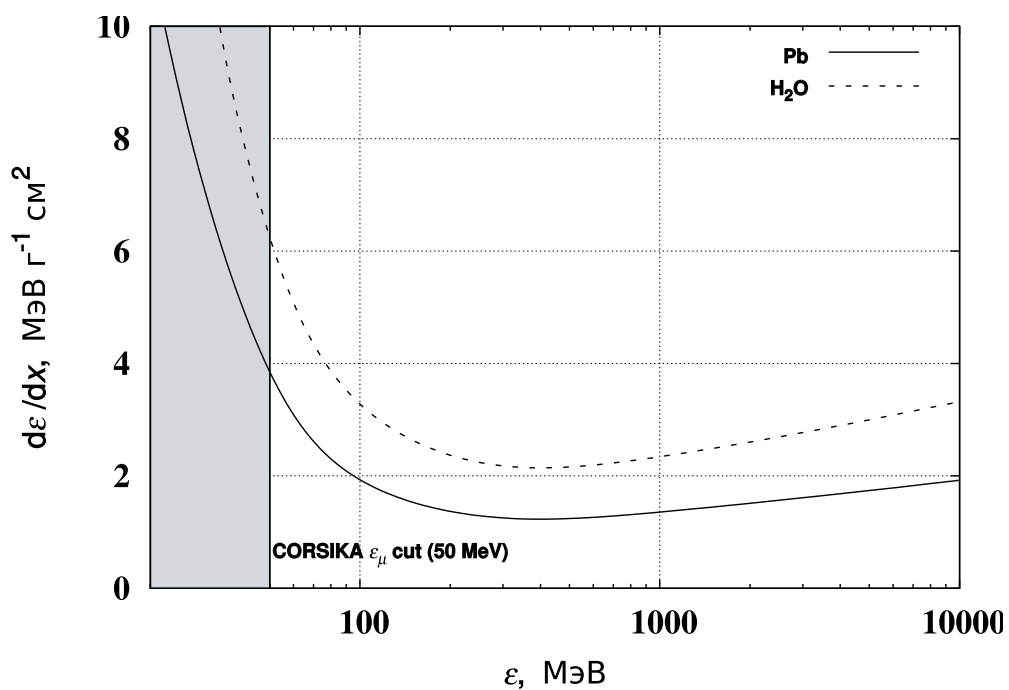


Рисунок 3.8: Энергопотери мюонов в воде. Слева выделена область энергий  $\varepsilon < 50 \text{ МэВ}$ , не рассматриваемая кодом CORSIKA.

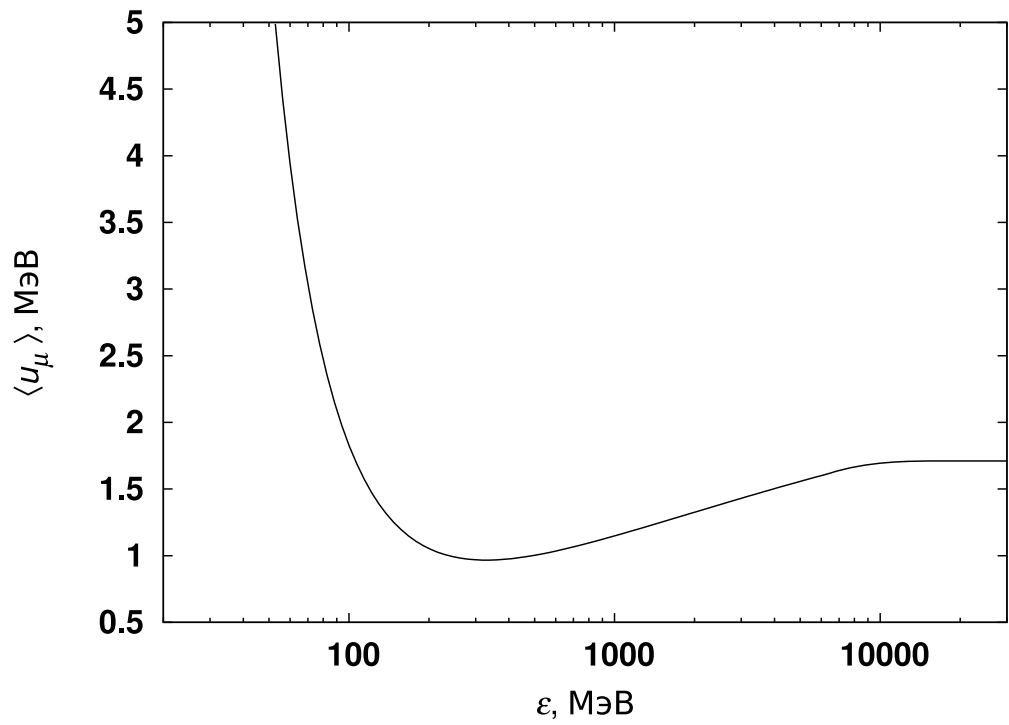


Рисунок 3.9: Функция отклика мюонной компоненты.

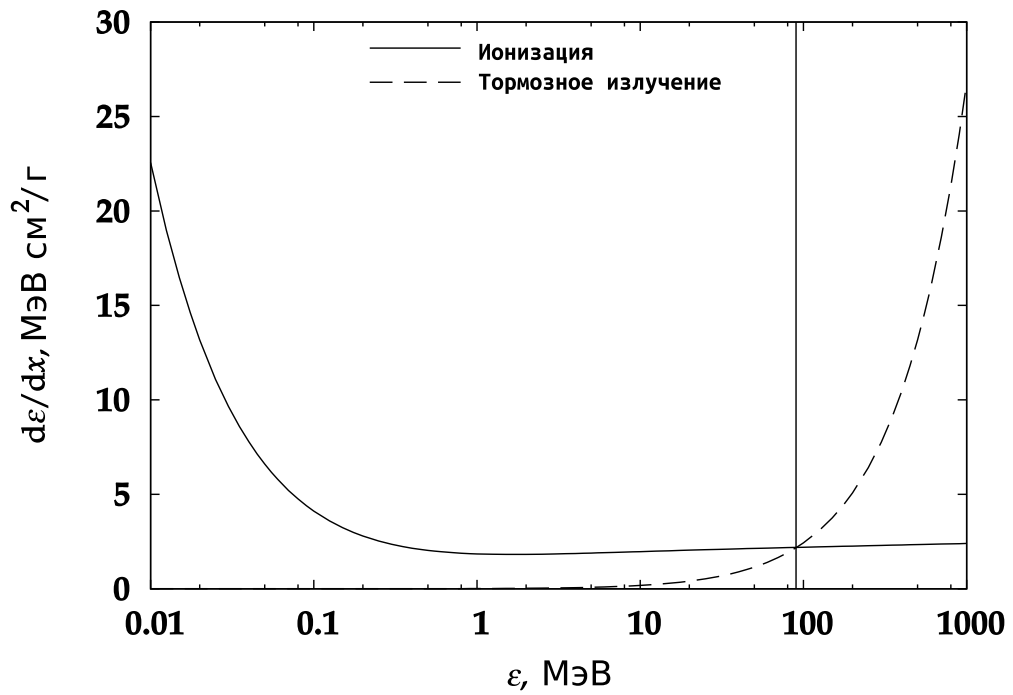


Рисунок 3.10: Энергопотери электронов в воде.

$$\langle u_e(\varepsilon) \rangle = \begin{cases} \frac{\lg(\varepsilon/6 \text{ МэВ})}{\lg 3.3(3)}, & 6 \text{ МэВ} < \varepsilon < 20 \text{ МэВ}, \\ 1 + 0.767 \cdot \lg(\varepsilon/20 \text{ МэВ}), & 20 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 40 \text{ МэВ}, \\ 1.23 + 0.35 \cdot \lg(\varepsilon/40 \text{ МэВ}), & 40 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 100 \text{ МэВ}, \\ 1.37 + 0.1465 \cdot \lg(\varepsilon/100 \text{ МэВ}), & 100 \lesssim \varepsilon < \sim 600 \text{ МэВ}, \\ 1.49, & \varepsilon \gtrsim 600 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (3.12)$$

### 3.4.3. Отклик гамма-квантов

Общая картина энерговыделения гамма-квантов ШАЛ в детекторе показана на рис. 3.12. У высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов два канала энерговыделения, вносящих вклад в отклик сцинтилляционного детектора: рождение электрон-позитронных пар ( $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ ) и образование электронов отдачи от Комптоновского рассеяния ( $\delta e$ ):

$$\rho_\gamma = \rho_{e^{+-}} + \rho_{\delta e}, \quad (3.13)$$

при этом взаимодействие в каждом канале может произойти как в крыше станции (scr), так и в веществе сцинтиллятора (sct):

$$\left. \begin{aligned} \rho_{e^{+-}} &= \rho_{e^{+-}}^{\text{scr}} + \rho_{e^{+-}}^{\text{sct}} \\ \rho_{\delta e} &= \rho_{\delta e}^{\text{scr}} + \rho_{\delta e}^{\text{sct}} \end{aligned} \right\}. \quad (3.14)$$

Здесь измеренное число частиц на единицу площади  $s$  зависит от числа электронов, рожденных в данном канале взаимодействия (int) в слое вещества (sub)  $A_{\text{int}}^{\text{sub}}(\varepsilon)$  и функции отклика  $u^{\text{int}}(\varepsilon)$ :

$$\rho_{\text{int}}^{\text{sub}} = \frac{1}{s} \cdot \int A_{\text{int}}^{\text{sub}}(\varepsilon) \cdot u^{\text{int}}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3.15)$$

где  $A_{\text{int}}^{\text{sub}}(\varepsilon)$  определяется сечением взаимодействия  $\sigma_{\text{int}}$  в данном канале и массовым коэффициентом ослабления в данном веществе  $k_{\text{int}}^{\text{sub}}$ :

$$\langle u_{\delta e}(\varepsilon) \rangle = \begin{cases} \varepsilon/20 \text{ МэВ}, & \varepsilon < \sim 20 \text{ МэВ}, \\ 1 + 0.767 \cdot \lg(\varepsilon/20 \text{ МэВ}), & 20 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 40 \text{ МэВ}, \\ 1.23 + 0.350 \cdot \lg(\varepsilon/40 \text{ МэВ}), & 40 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 100 \text{ МэВ}, \\ 1.37 + 0.1465 \cdot \lg(\varepsilon/100 \text{ МэВ}), & 100 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 600 \text{ МэВ}, \\ 1.49, & \varepsilon \gtrsim 600 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (3.16)$$

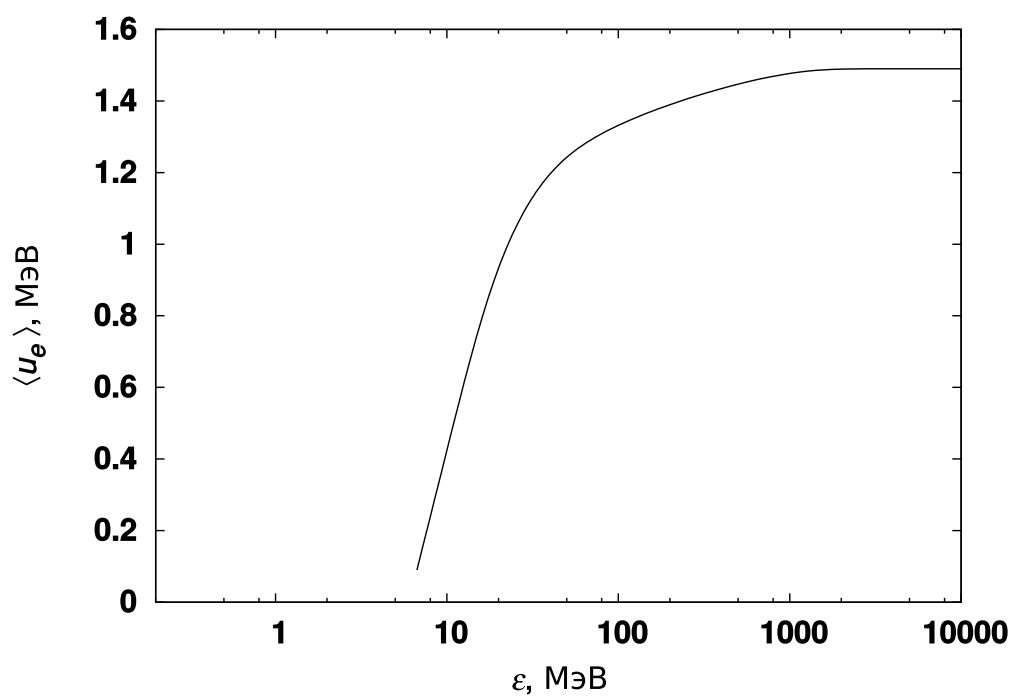


Рисунок 3.11: Функция отклика электрон-позитронной компоненты.

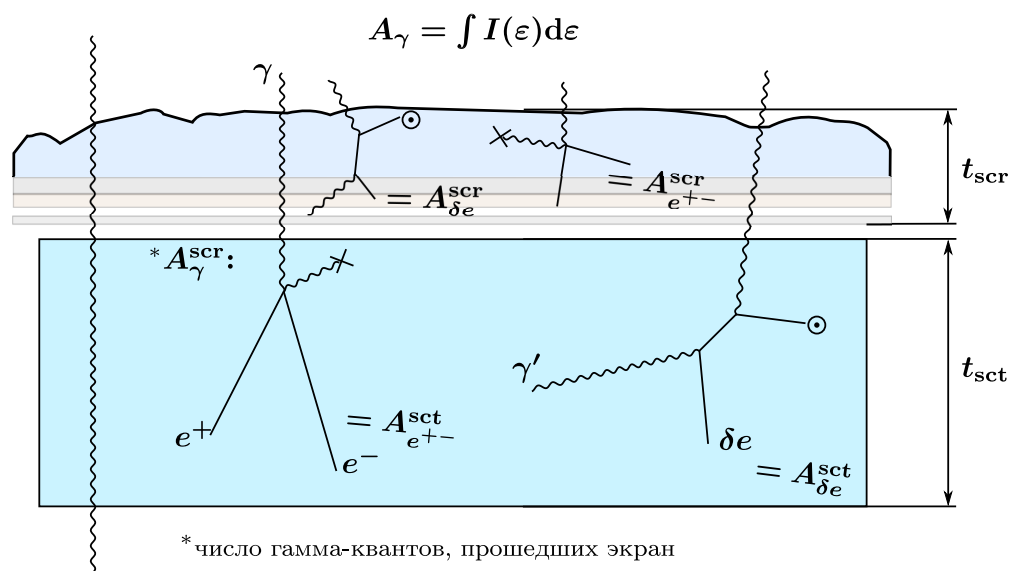


Рисунок 3.12: Прохождение фотонной компоненты ШАЛ через сцинтилляционный детектор. В модели рассмотрены основные процессы, приводящие к возникновению электронов/позитронов, вносящих вклад в суммарный отклик.

$$\langle u_{e^+e^-}(\varepsilon) \rangle = \begin{cases} \frac{1.1}{1.6} \cdot \lg \varepsilon, & \varepsilon < \sim 40 \text{ МэВ}, \\ 1.1 + \frac{0.2}{1.1} \cdot \lg \left( \frac{\varepsilon}{40 \text{ МэВ}} \right), & 40 \text{ МэВ} \lesssim \varepsilon < \sim 500 \text{ МэВ}, \\ 1.30, & \varepsilon \gtrsim 500 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (3.17)$$

#### 3.4.4. Суммарный отклик

На рис. 3.14 в качестве примера показаны пространственные распределения трех компонент в ШАЛ с энергией  $10^{18}$  эВ и зенитным углом  $\cos \theta = 0.95$ , полученные с помощью модели QGSJet II-04. Для наглядности картины все данные нормированы на суммарную ФПР от электронов с пороговой энергией  $\varepsilon_{e,\text{thr.}} = 1$  МэВ и мюонов с пороговой энергией  $\varepsilon_{\mu,\text{thr.}} = 50$  МэВ:

$$\rho_{e+\mu}(\varepsilon_{e,\text{thr.}} = 1 \text{ МэВ}, \varepsilon_{\mu,\text{thr.}} = 50 \text{ МэВ}, r) = \rho^*(r). \quad (3.18)$$

Относительные вклады самих электронов

$$\rho_e^{\text{от.ед.}}(r) = \frac{\rho_e(\varepsilon_{\text{thr.}} = 1 \text{ МэВ}, r)}{\rho^*(r)} \quad (3.19)$$

и мюонов

$$\rho_{\mu}^{\text{от.ед.}}(r) = \frac{\rho_{\mu}(\varepsilon_{\text{thr.}} = 50 \text{ МэВ}, r)}{\rho^*(r)} \quad (3.20)$$

показаны красной штриховой и желтой сплошной линиями соответственно. Видно, что электроны сосредоточены, в основном, на расстояниях  $r \leq 1000$  м, а мюоны — при  $r > 1000$  м. Сумма (3.19) и (3.20) отображена сплошной горизонтальной красной линией.

Черной линией показаны электроны с пороговой энергией  $\varepsilon_{e,\text{thr.}} = 6$  МэВ:

$$\rho_e^{\text{от.ед.}}(r) = \frac{\rho_e(\varepsilon_{\text{thr.}} = 6 \text{ МэВ})}{\rho^*(r)}, \quad (3.21)$$

которые, грубо говоря, смогут преодолеть покрытие детектора и дойти до сцинтиллятора. Сумма (3.20) и (3.21), показанная сплошной голубой линией, характеризует ту плотность заряженных частиц, которую зафиксировал бы детектор этих частиц (например, счетчик Гейгера-Мюллера).

Сцинтилляционный детектор в силу описанных выше процессов отреагирует на эти частицы по-другому. Черными крестиками показан отклики (3.8) электронов с порогом  $\varepsilon_{e,\text{thr.}} = 6$  МэВ

$$s_e^{\text{от.ед.}} = \frac{s_e(\varepsilon_{\text{thr.}} = 6 \text{ МэВ}, r)}{\rho^*(r)}. \quad (3.22)$$



Желтыми квадратиками отображены отклики (3.8) мюонов с порогом  $\varepsilon_{\mu,thr.} = 50$  МэВ

$$s_{\mu}^{от.ед.} = \frac{s_{\mu}(\varepsilon_{thr.} = 50 \text{ МэВ}, r)}{\rho^*(r)}. \quad (3.23)$$

Сумма (3.22) и (3.23) показана на рисунке голубыми кружками. Она характеризует плотность заряженных частиц, которую зафиксирует сцинтилляционный детектор в откликах с энергопотерями  $E_1 = 11.75$  МэВ.

Видно, что ФПР откликов электронов и мюонов сильно отличается от ФПР самих этих частиц (обозначенной голубой сплошной кривой). Она существенно меньше по абсолютной величине на расстояниях от оси  $r > 10$  м.

Синими треугольниками на рис. 3.14 суммарные отклики в сцинтилляторе от всех процессов взаимодействий  $\gamma$ -квантов в экране и веществе сцинтиллятора:

$$s_{\gamma}^{от.ед.} = \frac{s_{\gamma}(r)}{\rho^*(r)}. \quad (3.24)$$

Сумма (3.22), (3.23) и (3.24) показана зелеными треугольниками. Они характеризуют ФПР, измеренную нашими сцинтилляционными детекторами от всех трех компонент ШАЛ. Эта ФПР имеет сложную форму. На расстояниях от оси  $r > 50$  м она хорошо описывается аппроксимацией (3.5) с параметрами  $\rho_s(600) = 2.51 \text{ 1/м}^2$ ,  $\beta_s = 2.86$ .

Аналогичная картина наблюдается в случае первичных ядер железа (см. рис. 3.15), где ФПР сигнала наземных детекторов описывается аппроксимацией (3.5) с параметрами  $\rho_s(600) = 2.72 \text{ 1/м}^2$ ,  $\beta_s = 2.62$ . На рис. 3.16, 3.17 показаны ФПР частиц ШАЛ с энергией  $10^{19.5}$  эВ, полученные в рамках четырех моделей адронных взаимодействий.

### 3.4.5. Аппроксимация ФПР откликов наземного детектора

Для определения классификационных параметров ШАЛ к рассчитанным средним ФПР откликов НСД была применена аппроксимация вида (3.5). Их значения вычислялись в ходе  $\chi^2$ -минимизации с  $\rho_s(600, \theta)$  и  $\beta_s$  в качестве свободных параметров. Конечные результаты  $\rho_s(600, \theta)$ ,  $\beta_s$  задают аналитическое описание ФПР.

На рис. 3.18 показано среднее пространственное распределение откликов НСД в ШАЛ, вызванных первичными протонами с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ , полученное в рамках модели

QGSJet II-04. ФПР приведена в единицах  $r^2 \cdot \rho_s(r)$ . Зелеными треугольниками обозначены значения плотности, измеренные НСД по отклику попавших в них частиц; синей линией — описание ФПР аппроксимацией вида 3.5. Из рисунка видно, что при такой энергии на малых расстояниях от оси ( $r \lesssim 70$  м) ФПР отклика НСД плохо поддается аналитическому описанию в рамках аппроксимации (3.5). Эта область приблизительно соответствует интервалу расстояний от оси, которые не контролируются в реальном эксперименте ( $r \lesssim 50 - 150$  м, в зависимости от  $E_0$ ) вследствие насыщения преобразователей детекторов; эта область на рисунке заштрихована. На рис. 3.19 и 3.20 показано, как аппроксимация (3.5) описывает ФПР откликов НСД на всем наборе разыгранных событий ШАЛ в интервале энергий  $E_0 = (10^{17} - 10^{19.5})$  эВ с использованием всех четырех моделей адронных взаимодействий для двух случаев состава ПКЛ — легкого и тяжелого.

Данные на рис. 3.18-3.20 наглядно демонстрируют, что при анализе ФПР смоделированных ливней необходимо ограничивать рассматриваемые расстояния диапазоном  $\sim (70 - 1500)$  м, который соответствует реальному диапазону, охватываемому экспериментом.

Из результирующего аналитического описания ФПР вида (3.5) также вычислялись другие характеристики ШАЛ:  $\rho_s(300, \theta)$  — значение ФПР отклика НСД на расстоянии 300 м от оси, полное число частиц  $N_{\text{LDF}}$ , восстановленное с помощью интегрирования ФПР по широкому диапазону расстояний и локальная крутизна спада ФПР в фиксированных диапазонах расстояний от оси ( $r_1 - r_2$ ):

$$\eta_s(r_1 - r_2) = \frac{\ln \rho_s(r_1) - \ln \rho_s(r_2)}{\ln r_2 - \ln r_1}, \quad (3.25)$$

где значение  $\eta(r_1 - r_2)$  вычислялось для трех диапазонов:  $(r_1 - r_2) = (100 - 400)$  м,  $(200 - 800)$  м,  $(300 - 1200)$  м.

### 3.4.6. Аппроксимация ФПР мюонов с энергией $\geq 0.5$ ГэВ

ФПР мюонов с различными энергетическими порогами в ливнях, смоделированных с помощью кода CORSIKA, были получены с помощью дифференциальных энергетических спектров мюонов на разных расстояниях от оси, описанных в разделе 3.3.1. Радиальное разбиение в интервале от 1 до 2000 м производилось с логарифмическим шагом  $\Delta \lg r = 0.04$ , после чего в каждом радиальном бине подсчитывалось полное число частиц путем интегрирования дифференциального спектра (3.4). Для получения аналитического описания ФПР была использована аппроксимация вида (3.6), классификационные параметры которой  $\rho_\mu(600, \theta)$ ,  $\beta_\mu$  вычислялись в ходе процедуры  $\chi^2$ -минимизации. На рис. 3.21 в качестве примера показан результат такой обработки для средней ФПР мюонов с порогом  $\varepsilon_{\text{thr.}} = 1$  ГэВ, которые составляют основу мюонных данных Якутской уста-

новки. Из него следует, что ФПР вида (3.6) хорошо описывает пространственное распределение мюонов в широком диапазоне расстояний от оси —  $r = (1 - 2000)$  м. Различие в добротности описания ФПР откликов НСД и мюонных детекторов соответствующими аналитическими описаниями, следующее из рис. 3.18-3.21, объясняется тем, что сигнал наземных детекторов является результатом суперпозиции разных физических процессов от трех компонент ШАЛ, что приводит к более сложной форме результирующего пространственного распределения. В то же время повышенный порог срабатывания мюонных детекторов 1 ГэВ обеспечивает эффективную защиту регистрируемого сигнала от загрязнения электромагнитной компонентой.

Как и для ФПР сигнала НСД, с помощью полученного аналитического описания ФПР мюонов с заданной пороговой энергией вычислялись плотности на расстоянии 300 м от оси ( $\rho_\mu(300)$ ), полное число частиц, восстановленное по результирующей аппроксимации, а также значения локальных наклонов ФПР в заданных диапазонах расстояний:

$$\eta_\mu(r_1 - r_2) = \frac{\ln \rho_\mu(r_1) - \ln \rho_\mu(r_2)}{\ln r_2 - \ln r_1}, \quad (3.26)$$

где  $(r_1 - r_2) = (100 - 400)$  м,  $(200 - 800)$  м и  $(300 - 1200)$  м.

### 3.4.7. Зенитно-угловая зависимость ФПР сигнала наземных детекторов

Зенитно-угловые зависимости величины  $\lg(\rho_s(600, \theta)/E_0)$  в случае модели QGSJet01 для разных первичных энергий и составов приведены на рис. 3.22. При любом составе ПКЛ они описываются линейным законом с при условии, что  $\sec \theta$  меньше предельного значения

$$\sec \theta_{\text{lim}} = a + b \cdot \ln(\rho_s(600, \theta)),$$

где  $a = 1.26$ ,  $b = 0.077$ . В случае первичных протонов это выражение справедливо для наклонных ливней с  $a = 1.477$  при  $E_0 = 10^{19}$  эВ с пробегом поглощения  $\lambda_p = 415$  г/см<sup>2</sup> и  $\theta \leq 50^\circ$ . В остальных случаях эта зависимость имеет более сложный вид [86, 89].

На рис. 3.23 показаны зависимости величины  $\lg(\rho_s(600, \theta)/E_0)$  от первичной энергии  $E_0$  для первичных протонов (синие значки) и ядер железа (красные значки) согласно предсказаниям модели QGSJet01. При любом составе они удовлетворяют выражению:

$$E_0 = (3.24 \pm 0.1) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.015}, \quad (3.27)$$

что в пределах 8% согласуется с оценкой, полученной группой МГУ [179].

Другие модели — QGSJet II-04, SIBYLL-2.1 и EPOS-LHC — дали, соответственно, следующие зависимости:

$$E_0 = (3.52 \pm 0.1) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.02}, \quad (3.28)$$

$$E_0 = (3.09 \pm 0.1) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.015}, \quad (3.29)$$

$$E_0 = (3.74 \pm 0.1) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.02}, \quad (3.30)$$

Усреднение по всем моделям дало:

$$E_0 = (3.40 \pm 0.18) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.017}, \quad (3.31)$$

что привело к значению оцененной энергии  $E_0$ , которое в 1.20 раз меньше по сравнению с оценкой (1.14) и в 1.41 раз меньше по сравнению с оценкой (1.17) [86, 89].

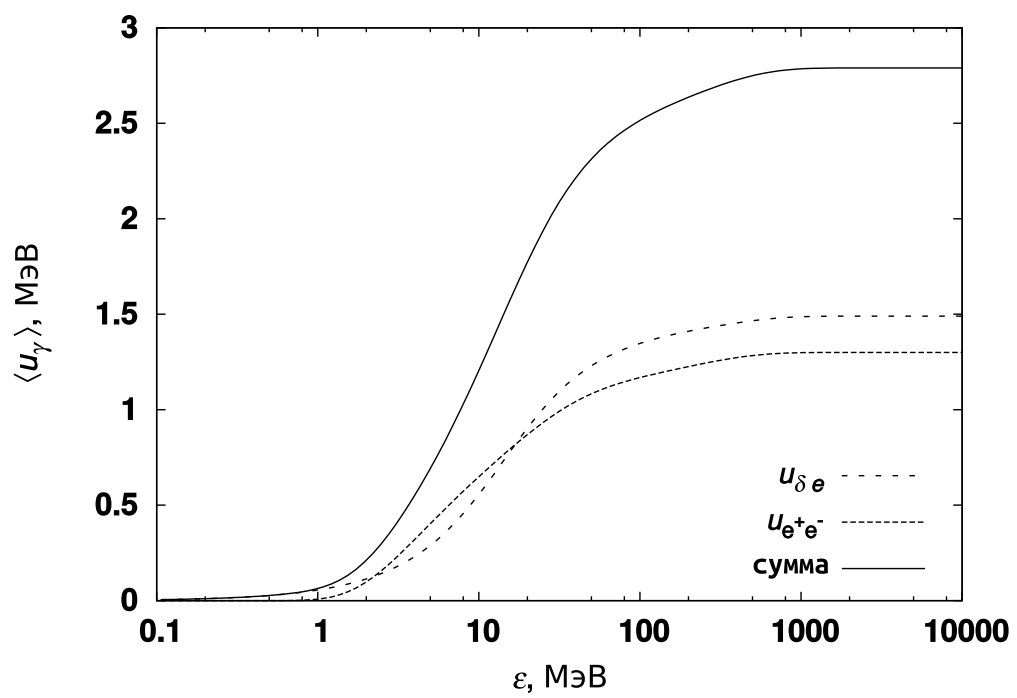


Рисунок 3.13: Функция отклика фотонной компоненты ШАЛ.

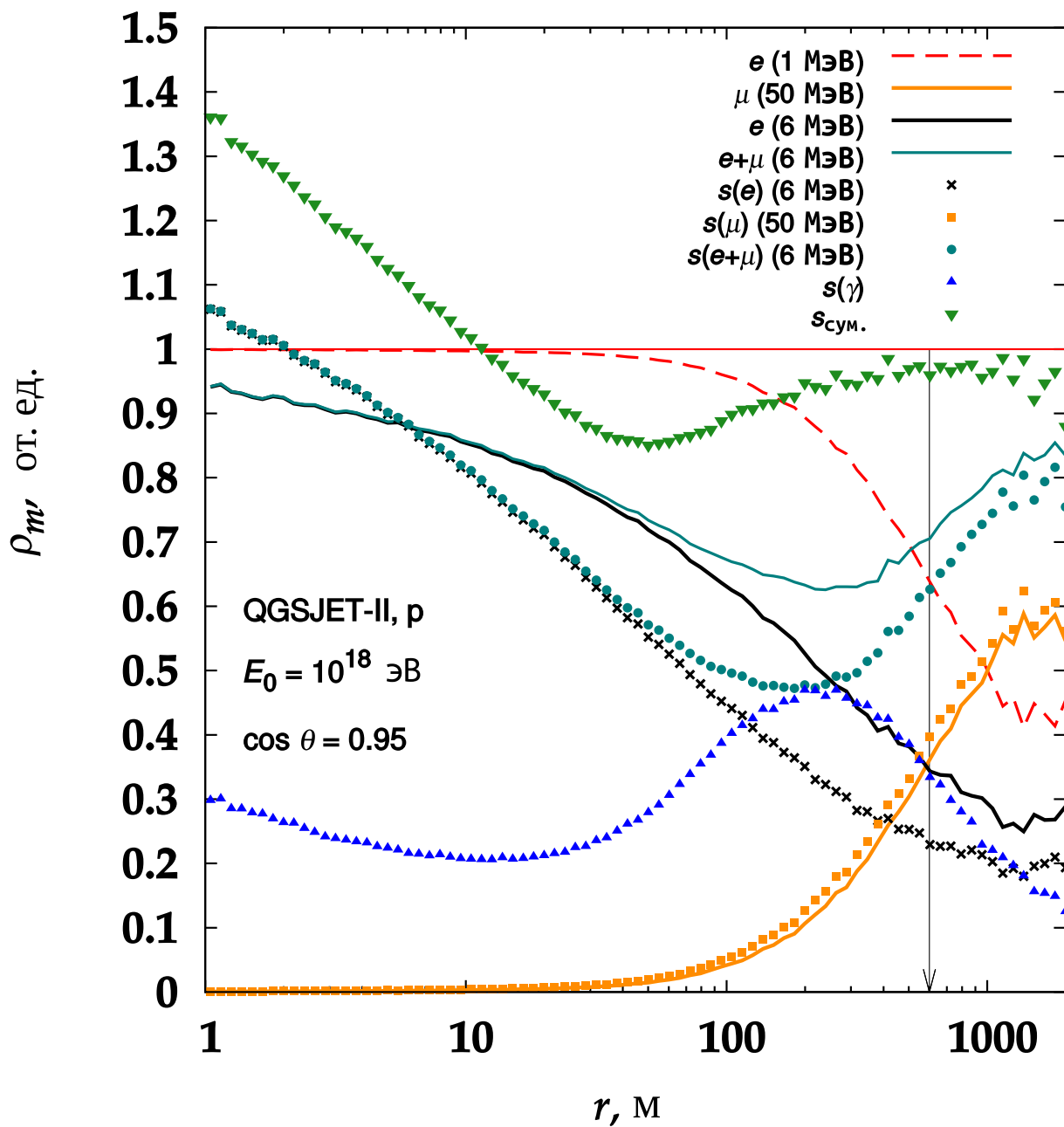


Рисунок 3.14: Пространственное распределение компонент ШАЛ с разными энергетическими порогами и соответствующие им отклики в ливнях, вызванных первичными протонами с энергией  $10^{18}$  эВ. Все величины были нормированы на плотность заряженной компоненты с порогом электронов 1 МэВ (сплошная красная линия). Стрелкой обозначено расстояние  $r = 600$  м. Результат расчетов, выполненных в рамках модели QGSJet II-04.

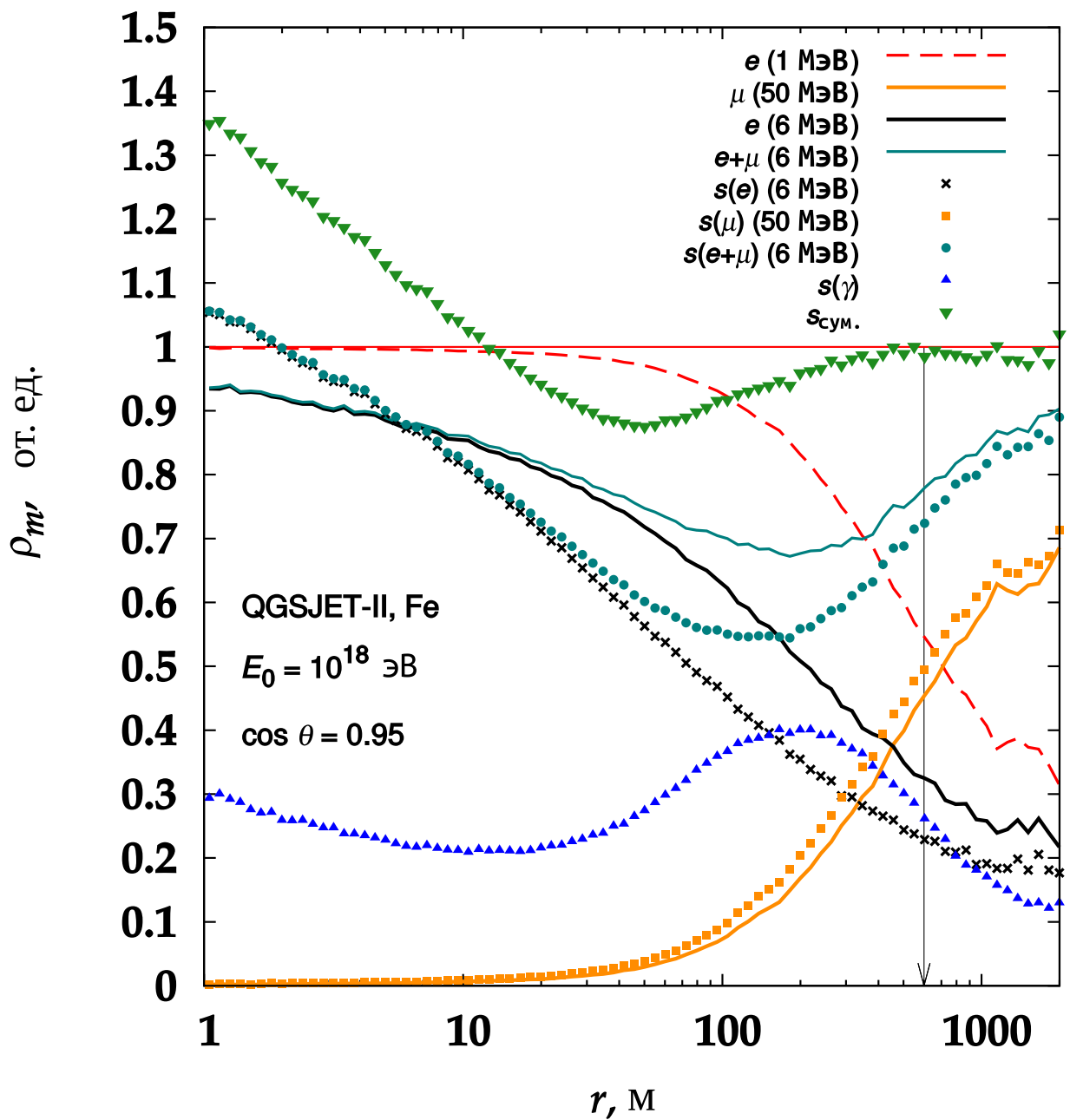


Рисунок 3.15: Пространственное распределение компонент ШАЛ с разными энергетическими порогами и соответствующие им отклики в ливнях, вызванных первичными ядрами железа с энергией  $10^{18}$  эВ. Результат расчетов, выполненных в рамках модели QGSJet II-04. Единицы и обозначения — как на предыдущем рисунке.

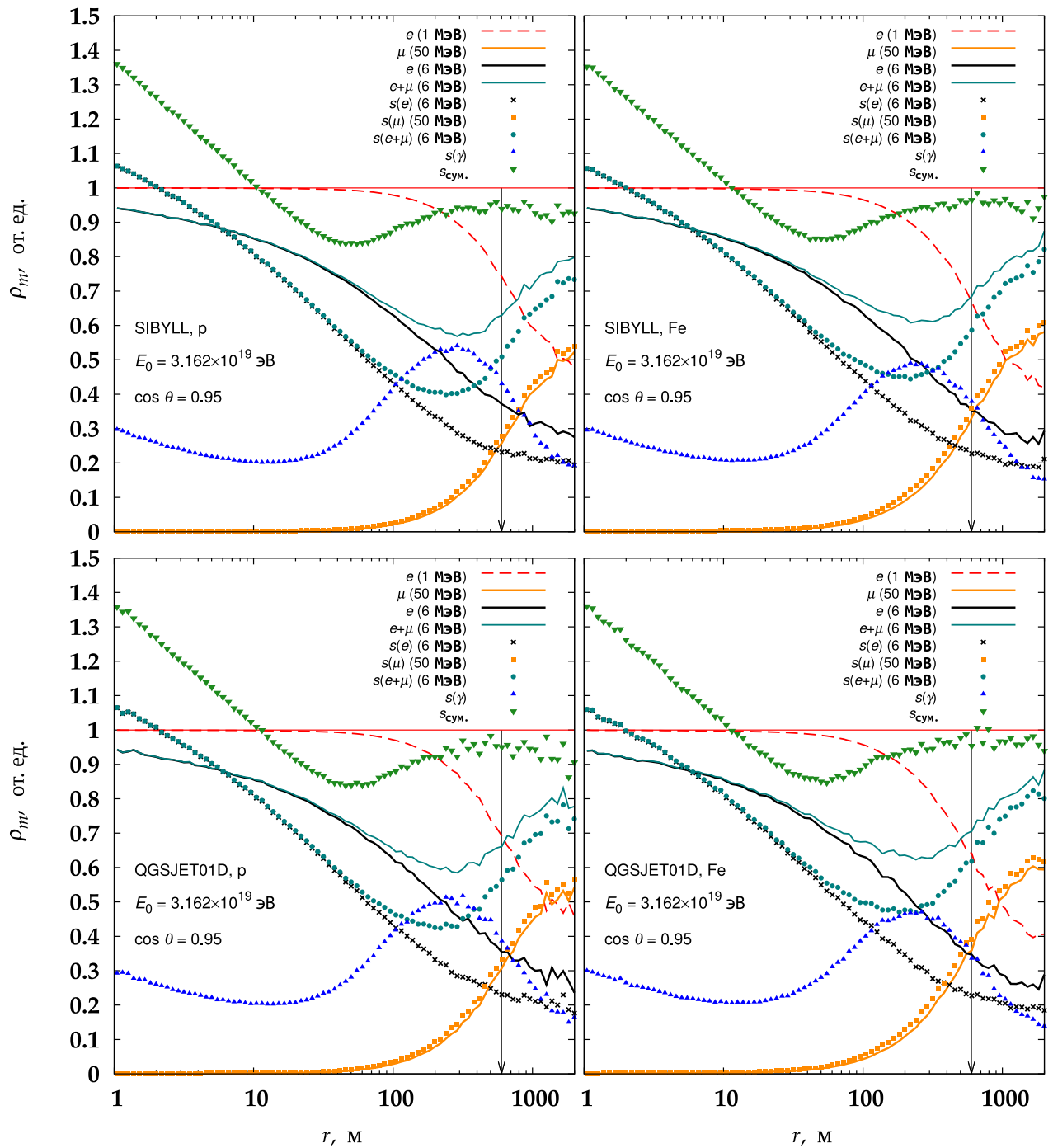


Рисунок 3.16: Пространственные распределения частиц ШАЛ, вызванных первичными протонами и ядрами железа с  $E_0 = 10^{19.5}$  эВ (в относительных единицах). Результаты расчетов, выполненных в рамках моделей SIBYLL-2.1 и QGSJet01.



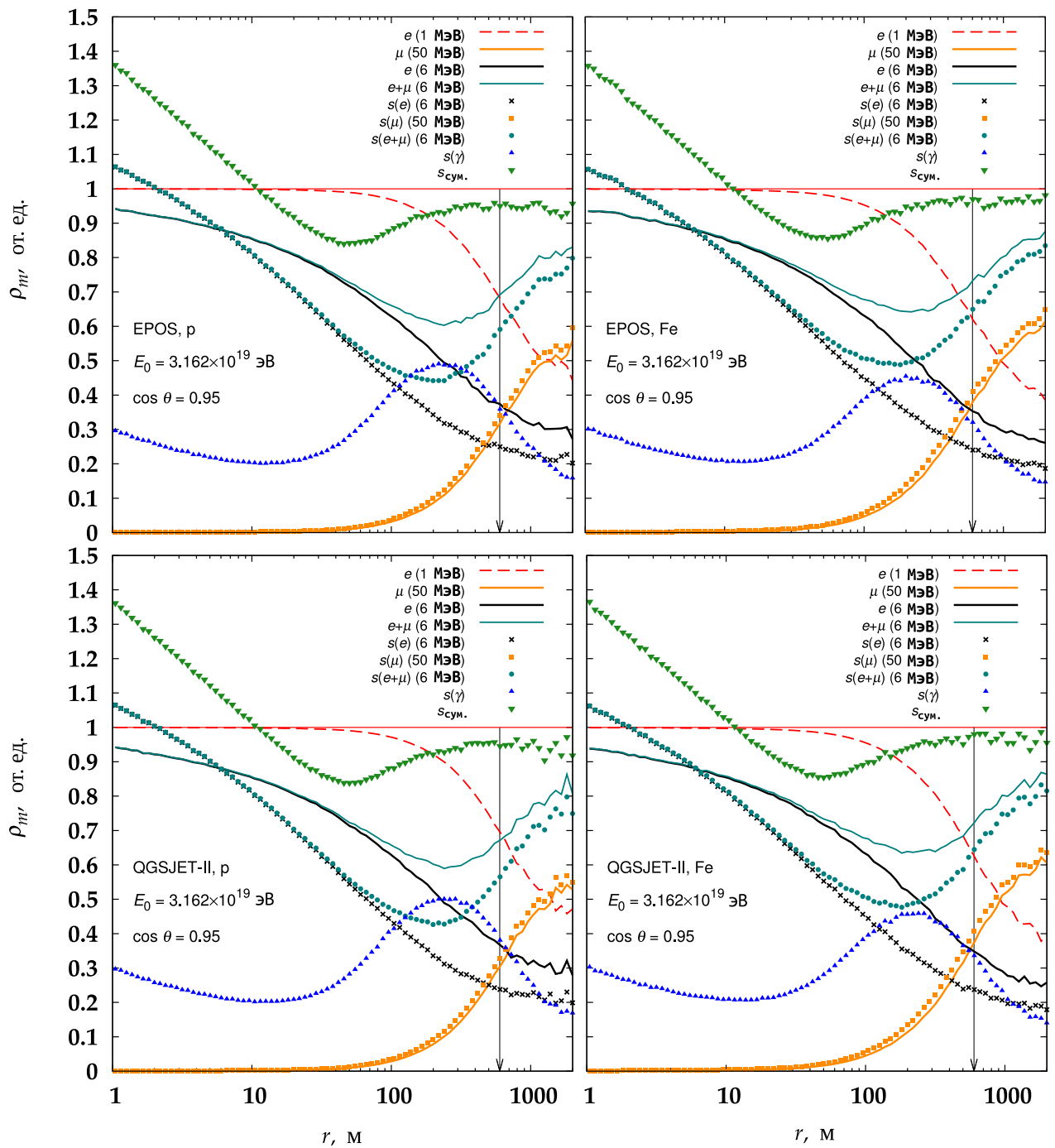


Рисунок 3.17: Пространственные распределения частиц ШАЛ, вызванных первичными протонами и ядрами железа с  $E_0 = 10^{19.5}$  эВ (в относительных единицах). Результаты расчетов, выполненных в рамках моделей EPOS-LHC и QGSJet II-04.

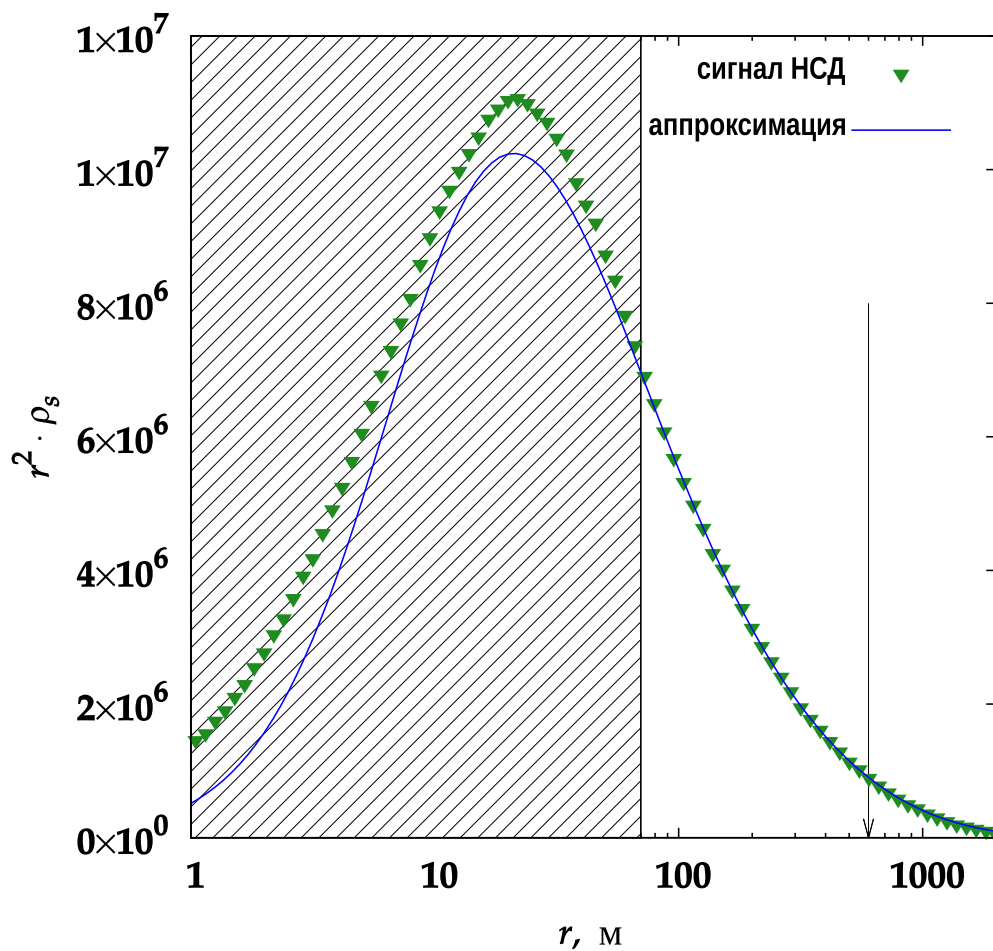


Рисунок 3.18: Пространственное распределение откликов НСД ЯКУ ШАЛ в ливнях, вызванных первичными протонами с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ . Результаты расчетов в рамках модели QGSJet II-04. Стрелкой обозначено расстояние от оси  $r = 600$  м. Заштрихованная область  $r \lesssim 70$  м обозначает диапазон расстояний, не контролируемый установкой.

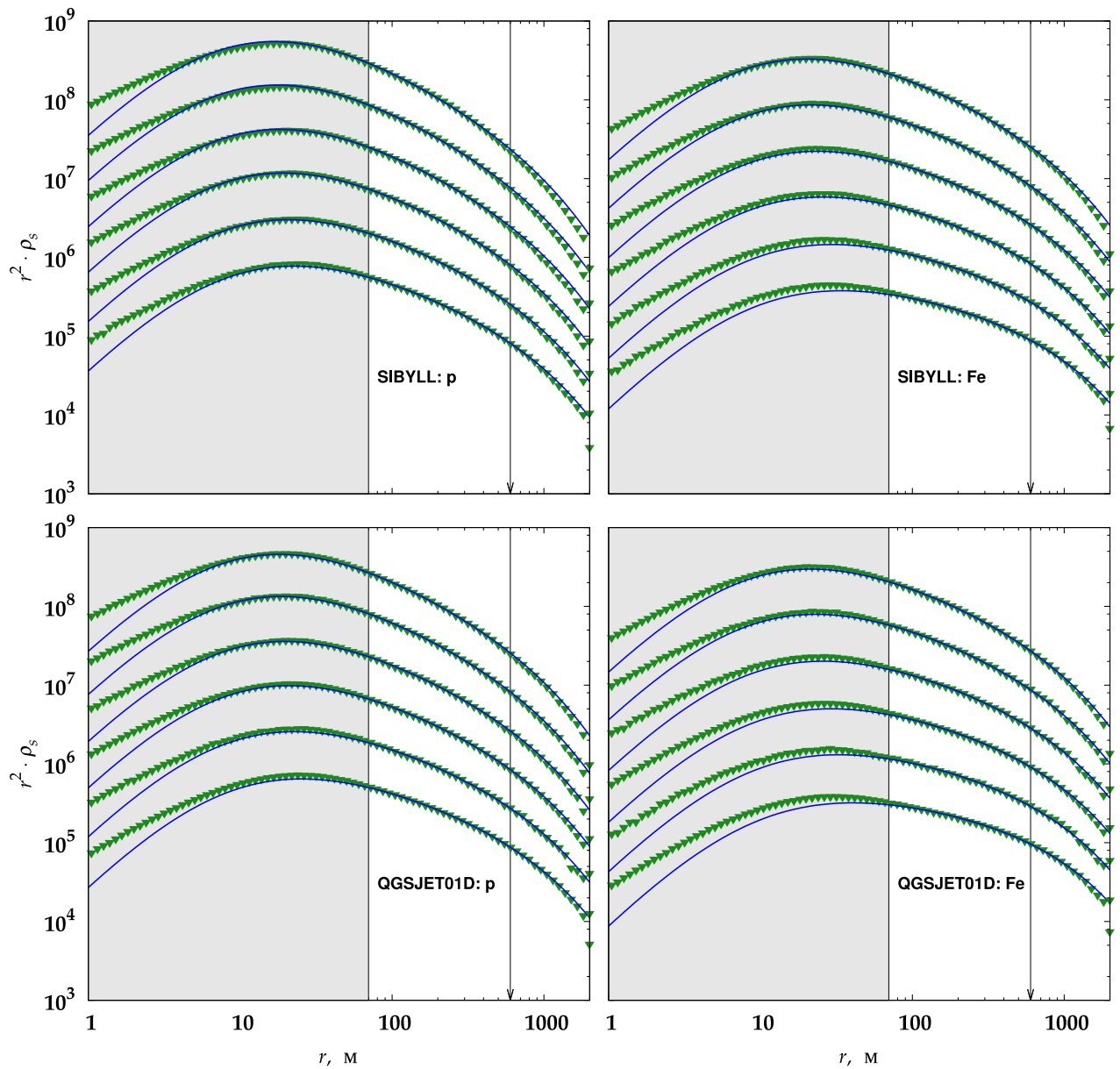


Рисунок 3.19: Средние ФПР откликов НСД (зеленые треугольники) и их описание аппроксимацией (3.5) (синяя линия) в ливнях, инициированных первичными протонами и ядрами железа с  $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ . Результаты расчетов в рамках моделей SIBYLL-2.1 и QGSJet01. Затемненная область указывает диапазон расстояний, не контролируемых установкой. Стрелкой обозначено расстояние от оси  $r = 600$  м.

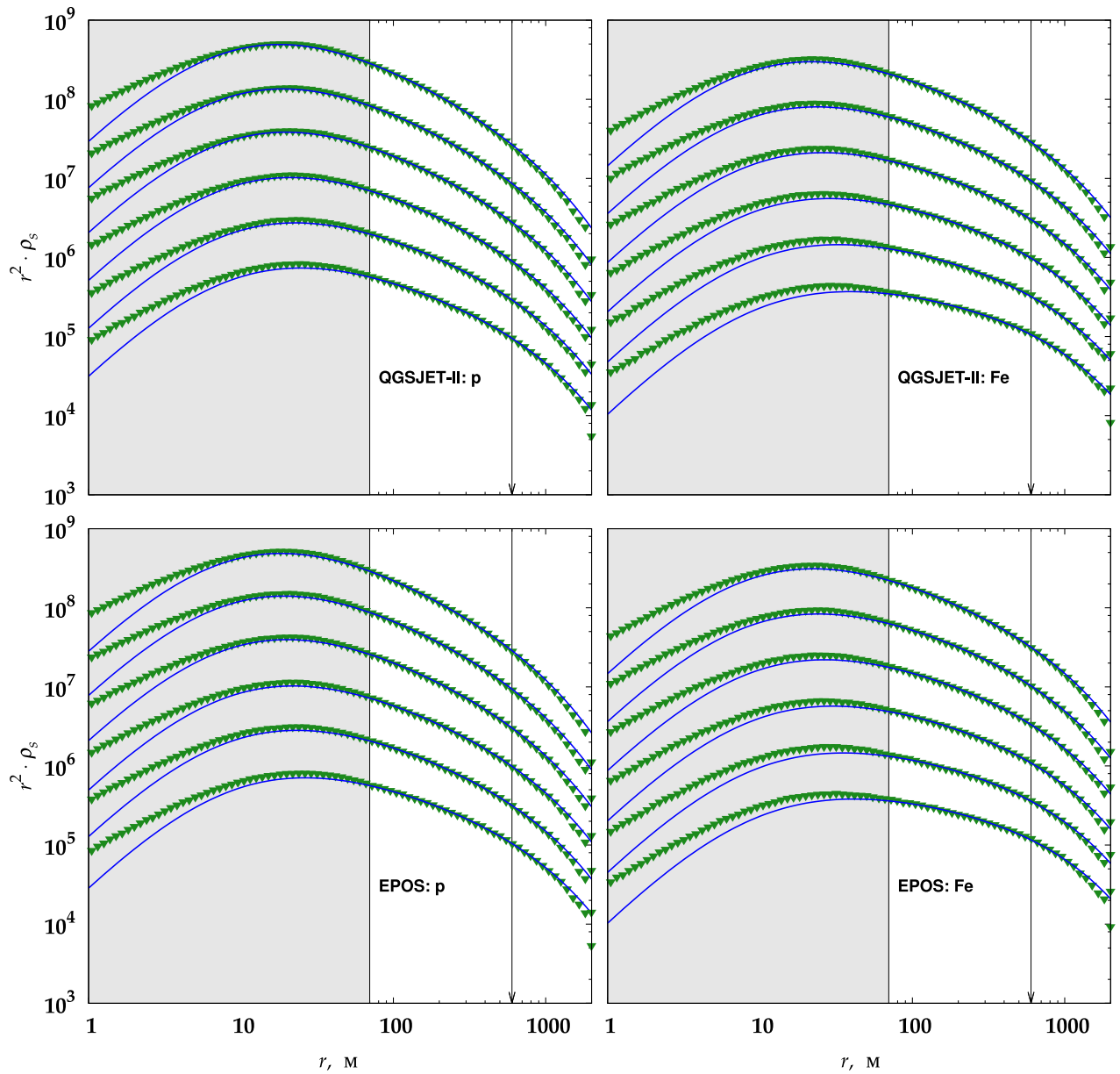


Рисунок 3.20: Средние ФПР откликов НСД (зеленые треугольники) и их описание аппроксимацией (3.5) (синяя линия) в ливнях, инициированных первичными протонами и ядрами железа с  $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ . Результаты расчетов в рамках моделей QGSJet II-04 и EPOS-LHC. Затемненная область указывает диапазон расстояний, не контролируемых установкой. Стрелками обозначено расстояние от оси  $r = 600$  м.

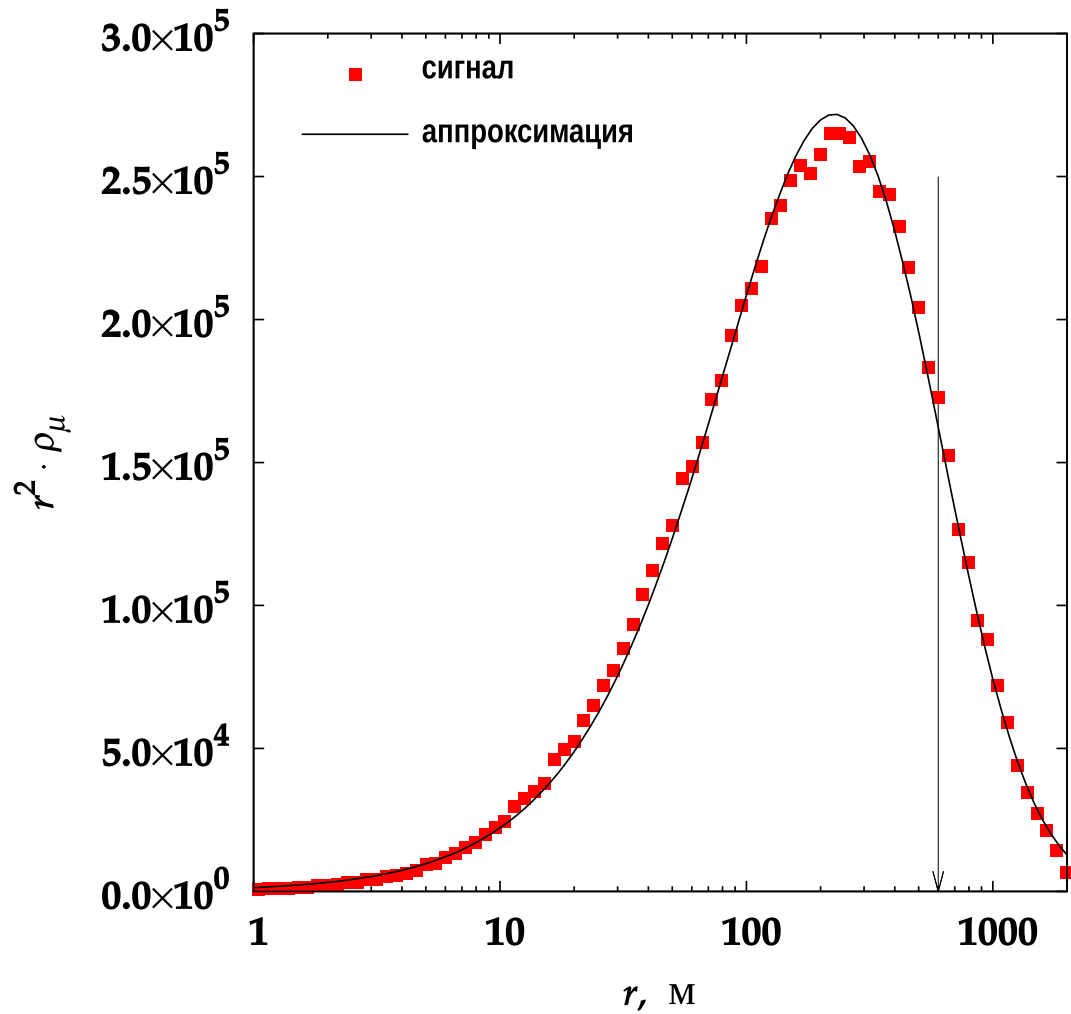


Рисунок 3.21: Пространственное распределение мюонов с порогом  $\varepsilon_{\text{thr.}} \geq 1 \text{ ГэВ} \cdot \cos \theta$  в ливнях, вызванных первичными протонами с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ . Результаты расчетов в рамках модели QGSJet II-04. Стрелкой обозначено расстояние 600 м от оси.

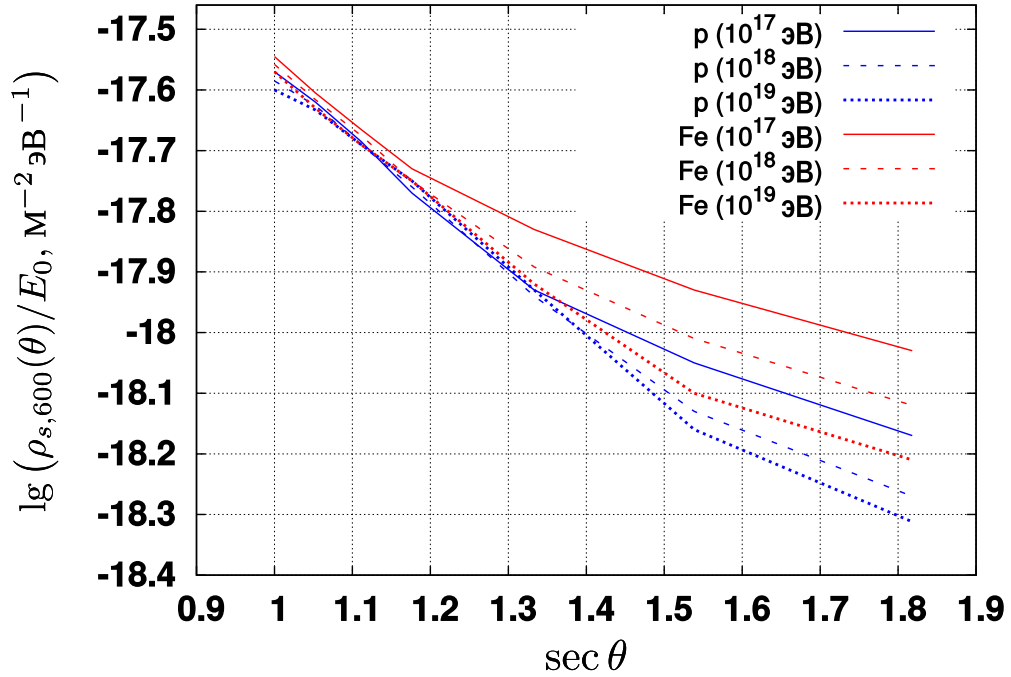


Рисунок 3.22: Зенитно-угловая зависимость величины  $\lg(\rho_s(600, \theta))/E_0$  согласно предсказаниям модели QGSJet01 для первичных протонов и ядер железа с энергиями  $E_0 = 10^{17}, 10^{18}$  и  $10^{19}$  эВ.

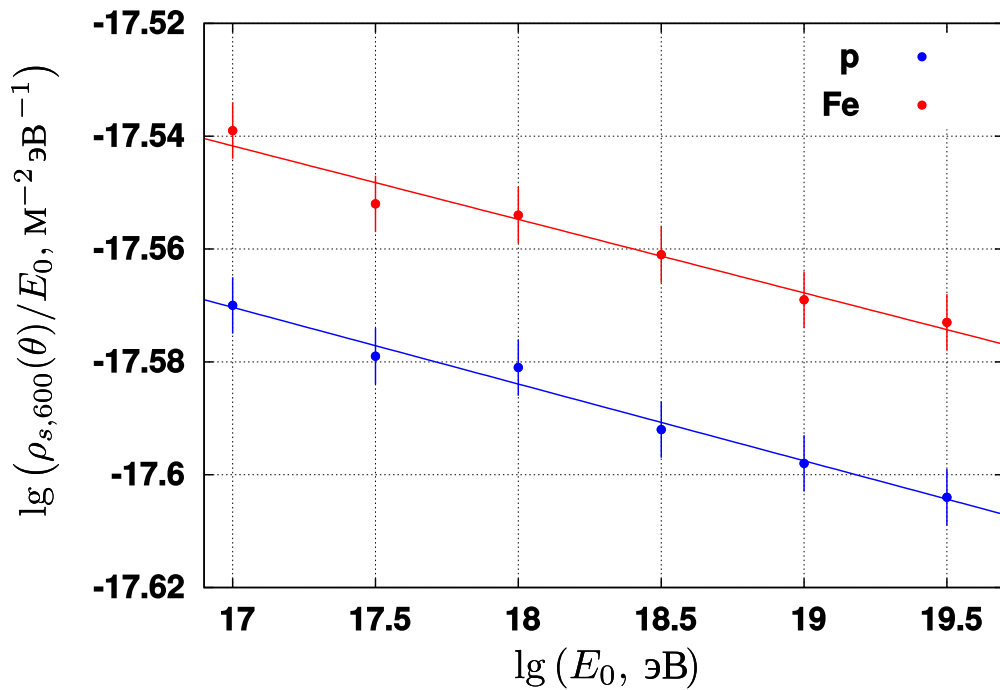


Рисунок 3.23: Энергетическая зависимость величины  $\lg(\rho_s(600, 0^\circ)/E_0)$  для первичных протонов и ядер железа согласно предсказаниям модели QGSJet01 для вертикальных ливней.

## Глава 4

# Характеристики КЛ в области $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным ЯКУ ШАЛ

Исследование массового состава КЛСВЭ на установках ШАЛ базируется, главным образом, на измерении параметров продольного развития ливня — каскадной кривой, описываемой функцией Гайссера-Хилласа (3.7). Согласно принципу суперпозиции, в котором первичное ядро с массовым числом  $A$  рассматривается как группа из  $A$  нуклонов меньших энергий, глубина максимума развития ливня  $x_{\max}$  зависит от величины  $E_0/A$  и, следовательно, изменение  $x_{\max}$  пропорционально значению  $\ln A$  [176]. Таким образом, разность  $x_{\max}$  между протонами (p) и ядрами железа (Fe)  $x_{\max}^p - x_{\max}^{\text{Fe}} \simeq 100$  г/см<sup>2</sup>, что позволяет оценить массовое число ПКЛ с помощью хорошо известной формулы [180]:

$$\ln A = \frac{x_{\max}^p - x_{\max}^{\text{exp}}}{x_{\max}^p - x_{\max}^{\text{Fe}}} \cdot \ln 56, \quad (4.1)$$

где величина  $x_{\max}^{\text{exp}}$  получена экспериментально, а  $x_{\max}^p$  и  $x_{\max}^{\text{Fe}}$  — с помощью модельных расчетов.

Экспериментальные значения  $x_{\max}$ , входящие в выражение (4.1), получают, как правило, с помощью оптических методов; для Якутской установки под ними подразумеваются измерения параметров потока черенковского излучения ШАЛ. Эти методы дают важные и достоверные сведения о развитии ливня и массовом составе ПКЛ [82, 181–189]. Однако, высокие требования к атмосферной прозрачности и ограниченное календарное время наблюдений, обусловленное фазами луны и продолжительностью темного периода суток<sup>1</sup>, существенно ограничивают их информативность. Это особенно актуально для области энергий  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ, где статистика ливней с черенковским излучением бедна. В работах [84, 190] было получено указание на то, что в разные периоды вре-

---

<sup>1</sup>на Якутской широте черенковские наблюдения заканчиваются в 20-х числах апреля и возобновляются лишь в середине сентября

мени состав КЛ в этой области энергий мог существенно меняться. В этих условиях оценка  $\chi_{\max}$  с помощью альтернативных методов, не задействующих оптические измерения, может существенно расширить имеющийся набор данных по развитию ШАЛ и, таким образом, дополнить общую картину происхождения КЛСВЭ.

#### 4.1. Массовый состав КЛ с энергией $E_0 \geq 10^{17}$ эВ по данным наземных детекторов Якутской установки

Полученные форма и параметризация пространственного распределения частиц ШАЛ, зарегистрированных наземными детекторами Якутской установки, позволяют определить и уточнить параметры ПКЛ. Процедура обработки экспериментальных данных была подробно описана в работе [88]. В настоящий анализ вошли ливневые события с зенитными углами  $\theta \lesssim 25.8^\circ$  ( $\cos \theta \gtrsim 0.9$ ). Для построения средних ФПР были использованы только 13 станций, расположенных в центральной части установки, которые вместе с центральной станцией формируют по 6 мастерных треугольников со сторонами 500 м (малый мастер или триггер-500) и 1000 м. (большой мастер или триггер-1000. В этих станциях находятся по два  $2 \text{ м}^2$  сцинтилляционных детектора, включенных на совпадение (см. раздел 1.1). Энергия ПКЛ определялась из соотношения (3.31), определенного в разделе 3.4.7. Величина  $\rho_s(600, 0^\circ)$  в (3.31) находились согласно соотношению (1.15), определенному в разделе 1.4, а длина пробега  $\lambda_p = 415 \pm 5 \text{ г/см}^2$ . Геометрическая реконструкция рассмотренных событий производилась по аппроксимации ФПР вида Грейзена-Линсли (1.6), параметры которой  $\alpha_s$ ,  $\beta_s$  и  $r_M$  задавались соответственно соотношениями (1.8) и (1.9).

Выражение (3.31) задает однозначную связь между  $\rho_s(600, 0^\circ)$  и  $E_0$  при любом составе ПКЛ благодаря тому, что на расстоянии от оси  $r \simeq 600 \text{ м}$  ФПР сигналов наземных детекторов для легкого и тяжелого составов пересекаются. Это видно из рис. 4.1, где приведены результаты расчетов ШАЛ для двух составов КЛ (протонов и ядер железа) с  $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ , полученных с помощью различных моделей адронных взаимодействий.

В окончательный анализ вошли ливни, ошибки определения координат оси которых не превышали 20-30 м для триггера-500 и 50 м — для триггера-1000. В энергетическом интервале рассматриваемого набора ливней производилось разбиение с шагом  $h_s = \Delta \lg E_0 = 0.2$ . Средние ФПР строились в получившихся бинах с последовательным сдвигом по энергии на  $0.5 \cdot h_s$ ; это делалось для более детального исследования степени согласия эксперимента с той или иной моделью развития ШАЛ. При построении ФПР плотности частиц в отдельных ливнях умножались на нор-



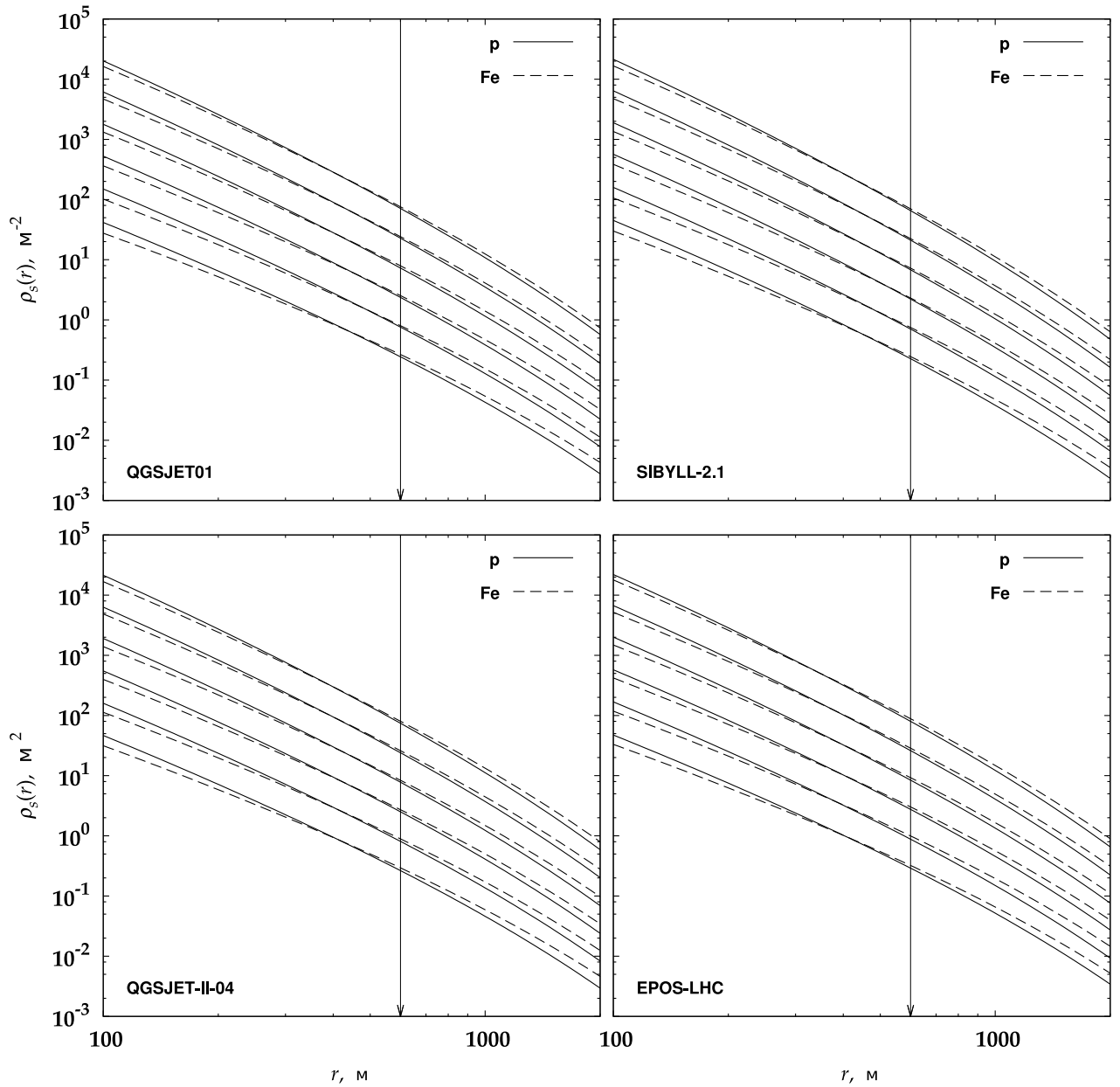


Рисунок 4.1: Аналитические аппроксимации ФПР откликов НСД вида (3.5) в ливнях с  $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ , вызванных первичными протонами и ядрами железа, полученные с использованием нескольких моделей адронных взаимодействий. Стрелками обозначено расстояние от оси 600 м.

мировочный коэффициент  $\langle E_0 \rangle / E_0$  (где  $\langle E_0 \rangle$  — средняя энергия в группе) и усреднялись между собой в радиальных бинах  $\Delta \lg r = 0.04$ . Средние плотности частиц находились по формуле

$$\langle \rho_s(r_i) \rangle = \frac{\sum_{k=1}^N \rho_k(r_i)}{N}, \quad (4.2)$$

где  $N$  — число показаний детекторов на расстояниях от оси в интервалах  $(\lg r_i, \lg r_i + 0.04)$ . Полученные пространственные распределения аппроксимировались ФПР вида (3.5) с параметрами  $\alpha_s = -2$ ,  $\gamma_s = -8$ ,  $r_0 = 8$ ,  $r_1 = 10$ ,  $r_2 = 10^4$ . Такие параметры аппроксимации (3.5) обеспечивают ее наилучшее согласие со значениями экспериментально измеренных плотностей (4.2) в широком диапазоне расстояний  $r \sim (20 - 2000)$  м от оси ливня. Наиболее подходящие значения  $\rho_s(600, \theta)$  и  $\beta_s$  определялись в ходе  $\chi^2$ -минимизации.

На рис. 4.2 приведен пример полученной таким способом средней ФПР сигналов наземных детекторов в ливнях со средней энергией  $\langle E_0 \rangle \simeq 3.5 \times 10^{17}$  эВ и  $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.95$ . Значения средних плотностей обозначены звездочками: красные соответствуют детекторным станциям, принимавшим участие в геометрической реконструкции зарегистрированных ливней, белые — станциям, которые были отбракованы стандартным алгоритмом первичной обработки. Красной сплошной линией показана полученная аппроксимация ФПР вида (3.5). На том же рисунке приведено сравнение с теоретическими предсказаниями, полученными с помощью четырех генераторов адронных взаимодействий для первичных протонов (черные линии) и ядер железа (синие линии).

Параметр  $\beta_s$  в аппроксимации (3.5) характеризует крутизну ФПР, которая чувствительна к массовому составу. Для сравнения экспериментально измеренных ФПР с результатами теоретических расчетов, описанными в главах 3-3.4, в качестве параметра крутизны был выбран параметр  $\eta(100 - 400)$ , определенный соотношением (3.25). Этот параметр в диапазоне расстояний (100-400) м близок по величине к  $\beta_s$ , однако в реальном эксперименте он измеряется более точно. На рис. 4.3 черными точками показаны его значения для энергий  $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$  эВ. Линиями показаны ожидаемые величины, вычисленные с помощью четырех моделей кода CORSIKA. Крестиками показана зависимость, усредненная по всем моделям. Ее значения оказались ближе всего к предсказаниям моделей QGSJet01 и QGSJet II-04. Эта зависимость позволяет оценить массовый состав первичных частиц с помощью соотношения (4.1), которое можно записать в виде:

$$\langle \ln A \rangle = \frac{\eta_{\text{exp.}} - \eta_p}{\eta_{\text{Fe}} - \eta_p} \cdot \ln 56, \quad (4.3)$$

где  $\eta = \eta_s(100 - 400)$  — параметры наклона ФПР, полученные в эксперименте (exp.) и расчетным путем для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe).

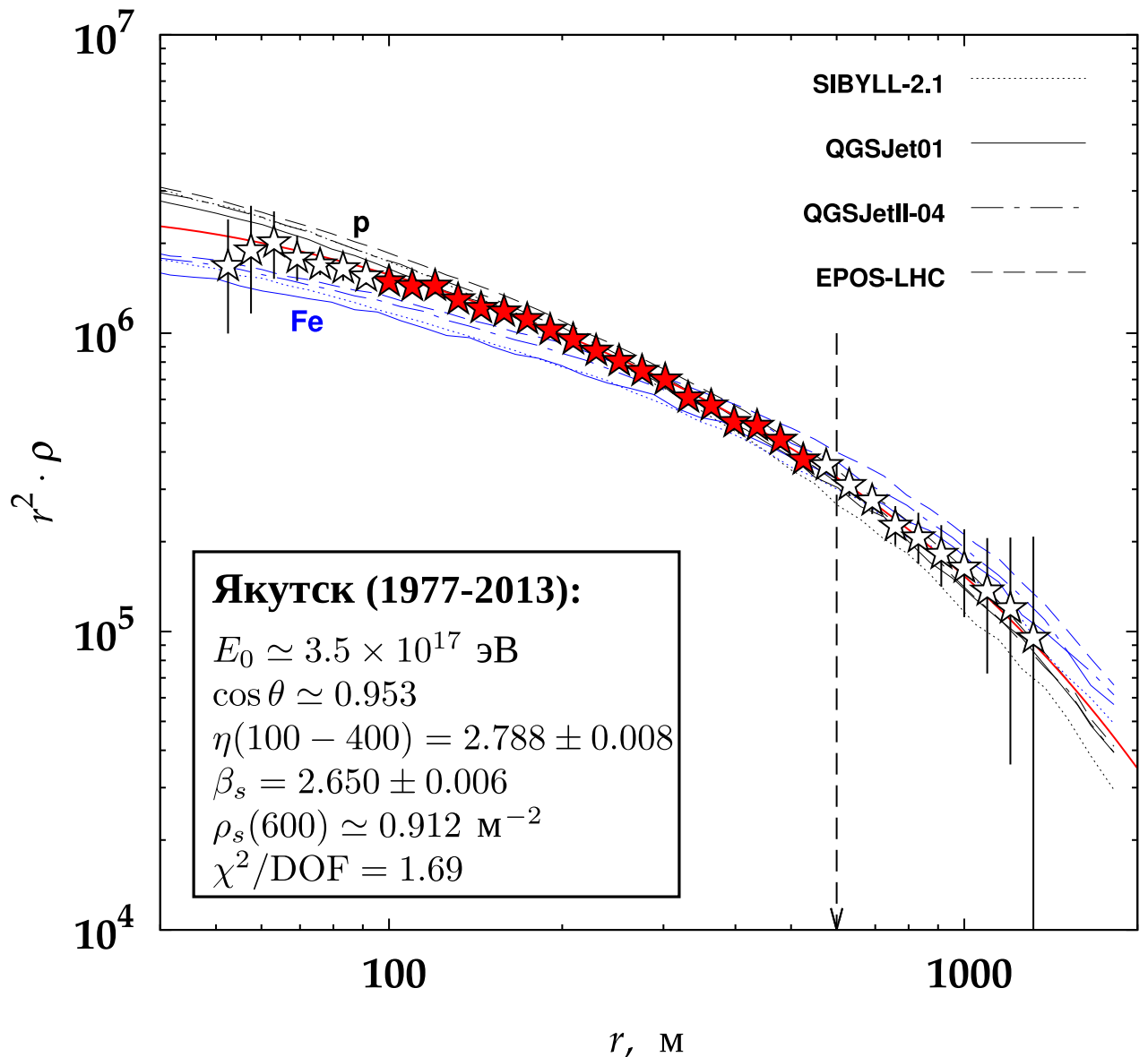


Рисунок 4.2: Среднее пространственное распределение откликов наземных детекторов ЯКУ ШАЛ с первичной энергией  $\langle E_0 \rangle \simeq 3.5 \times 10^{17}$  эВ и  $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.95$ . Красные звездочки — средние значения плотности, использовавшиеся в определении параметров ФПР, белые звездочки — не использовавшиеся; красная линия — аппроксимация ФПР вида (3.5). Черные линии — результаты моделирования ШАЛ от первичных протонов, синие — от ядер железа. Пунктиром показаны предсказания модели SIBYLL-2.1, сплошной линией — QGSJet01, штрих-пунктиром — QGSJet II-04, штриховой линией — EPOS-LHC. Стрелкой обозначено расстояние от оси 600 м.

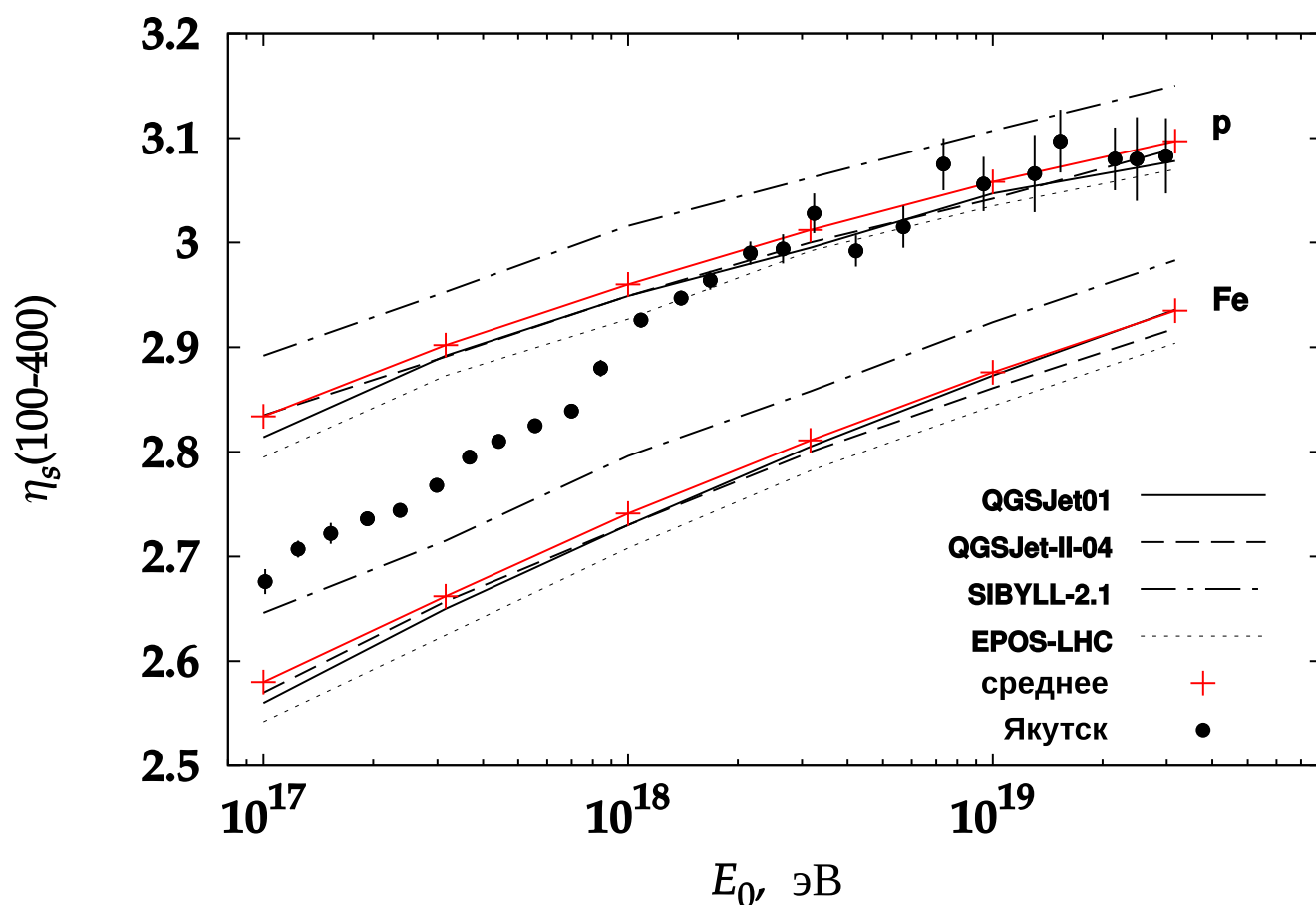


Рисунок 4.3: Локальный наклон ФПР откликов наземных сцинтилляционных детекторов в диапазоне расстояний 100400 м от оси в ливнях с  $\cos \theta = 0.95$  и первичными энергиями в диапазоне  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ. Сплошные, штриховые, пунктирные и штрихпунктирные линии — расчеты по моделям QGSJet01, QGSJet II-04, EPOS-LHC и SIBYLL-2.1 для первичных протонов (p) и ядер железа (Fe) соответственно. Крестики — усредненная по всем моделям зависимость. Черные точки — экспериментальные величины.

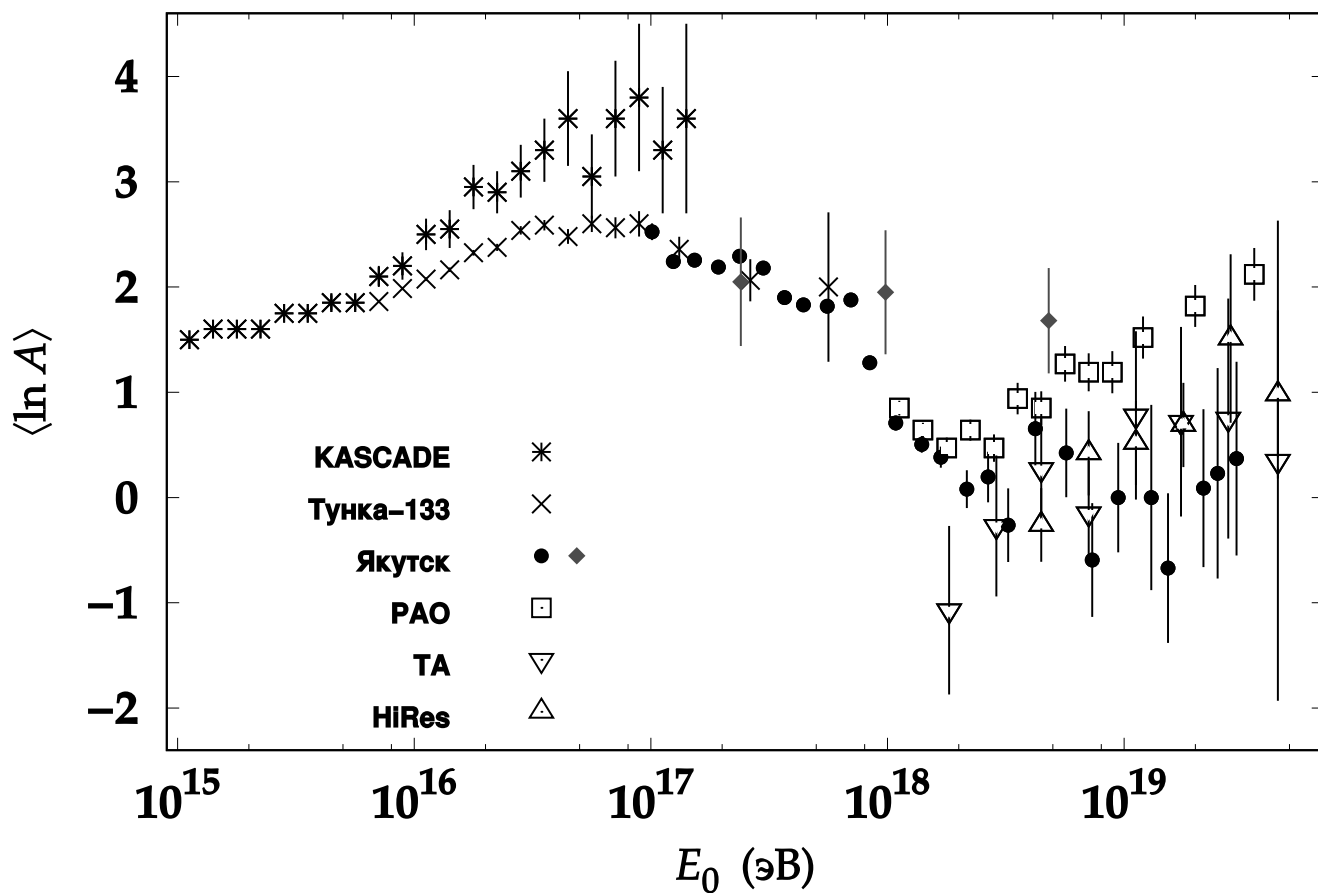


Рисунок 4.4: Зависимости массового состава КЛ от первичной энергии, полученные на разных установках ШАЛ. Темные кружки — оценки массового состава по данным Якутской установки [88], серые ромбики — оценка по данным черенкового света [82]. Крестики — KASCADE [191]. Косые крестики — Тунка-133 [189]. Квадраты — PAO [192]. Треугольники — HiRes [193]. Перевернутые треугольники — TA [194].

На рис. 4.4 приведены зависимости среднего логарифма массового числа  $\langle \ln A \rangle$  первичных частиц КЛ от энергии  $E_0$ , полученные на разных установках ШАЛ. Черными кружками обозначены оценки массового состава из соотношения (4.3) для усредненной модельной зависимости, показанной на рис. 4.3 [88], серыми ромбиками — оценка по данным черенковского света, полученным на Якутской установке [82]. Крестики — результаты установки KASCADE за период наблюдений с мая 1998 г. по декабрь 1999 г. [191]. Косыми крестиками показаны данные установки Тунка-133, полученные из ФПР черенковского света ШАЛ [129]. Пустые квадраты — данные обсерватории им. Пьера Ожэ [192]. Прямыми и перевернутыми треугольниками, соответственно, обозначены измерения HiRes [193] и TA [194]. Три последних результата были получены нами из приведенных в работах [192–194] значений  $x_{\max}$  по усредненным зависимостям  $\langle x_{\max}(E_0) \rangle$  для рассмотренных выше четырех моделей развития ШАЛ. Все результаты достаточно хорошо согласуются между собой, за исключением оценок  $\langle \ln A \rangle$  при  $E_0 \gtrsim 2 \times 10^{18}$  эВ, вытекающих из данных обсерватории Пьера Ожэ [192].

## 4.2. Глубина максимума каскадной кривой ШАЛ, определенная по данным мюонных детекторов Якутской установки

В работе [87] приводится интерпретация мюонных данных Якутской установки в рамках моделей SIBYLL-2.1, QGSJet01 и QGSJet II-04. В ней были проанализированы ливни, зарегистрированные в период с ноября 2011 г. по июнь 2013 г. В выборку вошло 1317 событий с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ и зенитными углами  $\cos \theta \leq 47^\circ$ , оси которых попали в центральный круг установки с радиусом 1 км и были определены с точностью не хуже 20 м. Энергия первичных частиц реконструировалась из соотношений (1.17), (1.15) и (1.16) по показаниям наземных детекторов с точностью определения  $\rho_s(600, 0^\circ)$  в индивидуальных событиях не хуже 10%.

Было исследовано пространственное распределение мюонов, измеренное подземными детекторами установки с порогом  $\varepsilon_{\text{thr.}} = 1$  ГэВ. В качестве классификационного параметра была выбрана средняя плотность мюонов на расстоянии 300 м от оси  $\langle \rho_\mu(300) \rangle$ , значения которой вычислялись в группах ливней со средними первичными энергиями  $\langle E_0 \rangle$ . Величины  $\rho_\mu(300)$  были получены методом средних ФПР. Для получения средних ФПР мюонов был использован метод, аналогичный изложенной в предыдущем разделе процедуре построения средней ФПР сигнала НСД. ФПР строились в бинах по энергии с шагом  $h_\mu = \Delta \lg E_0 = 0.2$ , которые последовательно сдвигались по энергии на  $0.5h_\mu$ . При этом плотности мюонов в отдельных ливнях умножались на

нормировочный коэффициент  $\langle E_0 \rangle$  и усреднялись между собой в радиальных бинах  $\Delta \lg r = 0.04$ . Средние плотности мюонов находились по формуле

$$\langle \rho_\mu(r_i) \rangle = \frac{\sum_{n=1}^{N_1} \rho_n(r_i)}{N_1 + N_0}, \quad (4.4)$$

где  $N_1$  и  $N_0$  — числа нулевых и ненулевых показаний мюонных детекторов на расстоянии от оси в интервалах  $(\lg r_i, \lg r_i + 0.04)$ . Нулевые показания  $N_0$  означают, что детекторы не зарегистрировали ни одного мюона, но находились в режиме ожидания. Полученные средние пространственные распределения мюонов аппроксимировались функцией на основе приближения Грейзена-Линсли вида (3.6) с параметрами  $\alpha_\mu = -0.75$ ,  $\gamma_\mu = -6.5$ ,  $r_0 = 280$  и  $\beta_\mu, \rho_\mu(600, 0^\circ)$  в качестве свободных параметров; их значения находились с помощью  $\chi^2$ -минимизации.

На рис. 4.5 показана средняя ФПР сигнала подземных мюонных детекторов с порогом 1 ГэВ в ливнях с энергией  $\langle E_0 \rangle \simeq 3.98 \times 10^{17}$  эВ и  $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.9$ . Средние плотности, полученные с помощью вышеописанной процедуры, обозначены кружками. Значения, использованные для получения аппроксимации ФПР вида (3.6) (красная сплошная линия), обозначены красными кружками. Также на рисунке приведено сравнение с результатами расчетов, выполненных в рамках моделей QGSJet II-04 и QGSJet01 для первичных протонов и ядер железа.

На рис. 4.6 показана энергетическая зависимость значений  $\langle \rho_\mu(300) \rangle$  нормированных на  $\langle E_0 \rangle$  для  $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$ . Такая нормировка на первичную энергию дает более наглядное и удобное для дальнейшего анализа представление мюонных данных. Поскольку точки на рис. 4.6 не являются независимыми, во время  $\chi^2$ -теста использовалась каждая вторая точка. Вертикальными черточками обозначены ошибки, включающие в себя всю их совокупность, связанную со статистикой событий и усреднением данных. Линиями показаны ожидаемые величины в соответствии с предсказаниями моделей QGSJet01 (штриховые линии), QGSJet II-04 (сплошные линии) и SIBYLL-2.1 (пунктир) для первичных протонов и ядер железа. Процедура моделирования была описана в главе 3.

Расчеты показывают, что в рамках любой модели развития ШАЛ между глубиной максимума  $x_{\max}$  и логарифмом нормированной на первичную энергию плотностью мюонов имеется линейная зависимость, при любом составе первичных частиц:

$$x_{\max} = a \cdot \lg \frac{\rho_\mu(300)}{E_0} + b \cdot \sec \theta + c. \quad (4.5)$$

Константы  $a$  и  $b$  при  $\theta \lesssim 45^\circ$  остаются постоянными,  $c$  зависит от модели развития ШАЛ. Это видно на рис. 4.7 для  $\cos \theta = 0.9$ . Данные эксперимента не согласуются с предсказаниями модели SIBYLL-2.1 ни при каком составе первичных частиц КЛ: эта модель дает значительно меньшее чис-

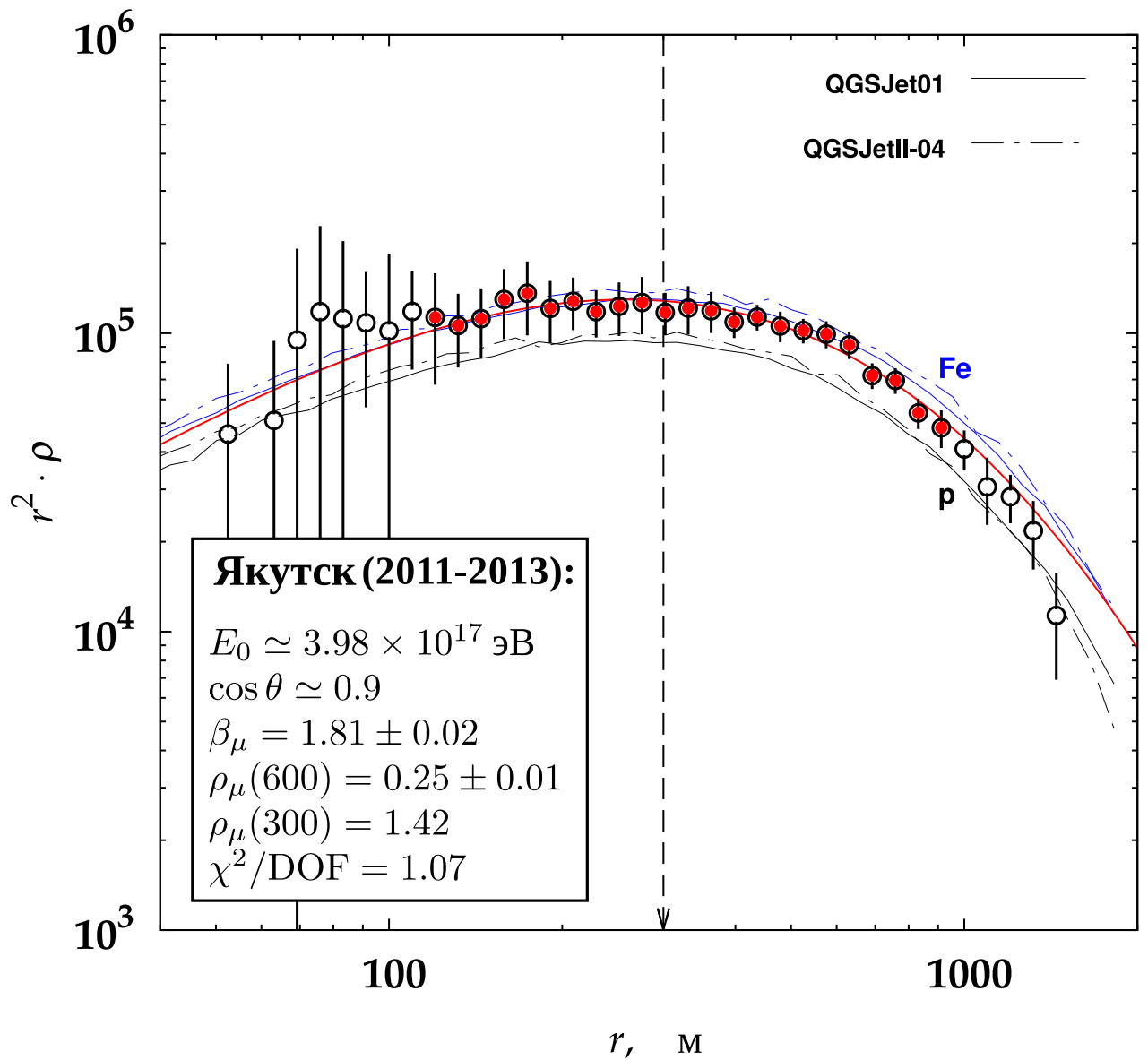


Рисунок 4.5: Средняя ФПР откликов подземных мюонных детекторов с порогом  $1 \text{ ГэВ} \times \sec \theta$  в ливнях с  $\langle E_0 \rangle \simeq 3.98 \times 10^{17}$  эВ и  $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.9$ . Красные кружки — значения плотности, использованные для получения аппроксимации ФПР, белые кружки — неиспользованные значения. Красная сплошная линия — аппроксимация ФПР вида 3.6. Черными и синими линиями обозначены соответственно теоретические предсказания для первичных протонов и ядер железа, полученные в рамках моделей QGSJet01 и QGSJet II-04. Стрелкой показано расстояние от оси  $r = 300$  м.



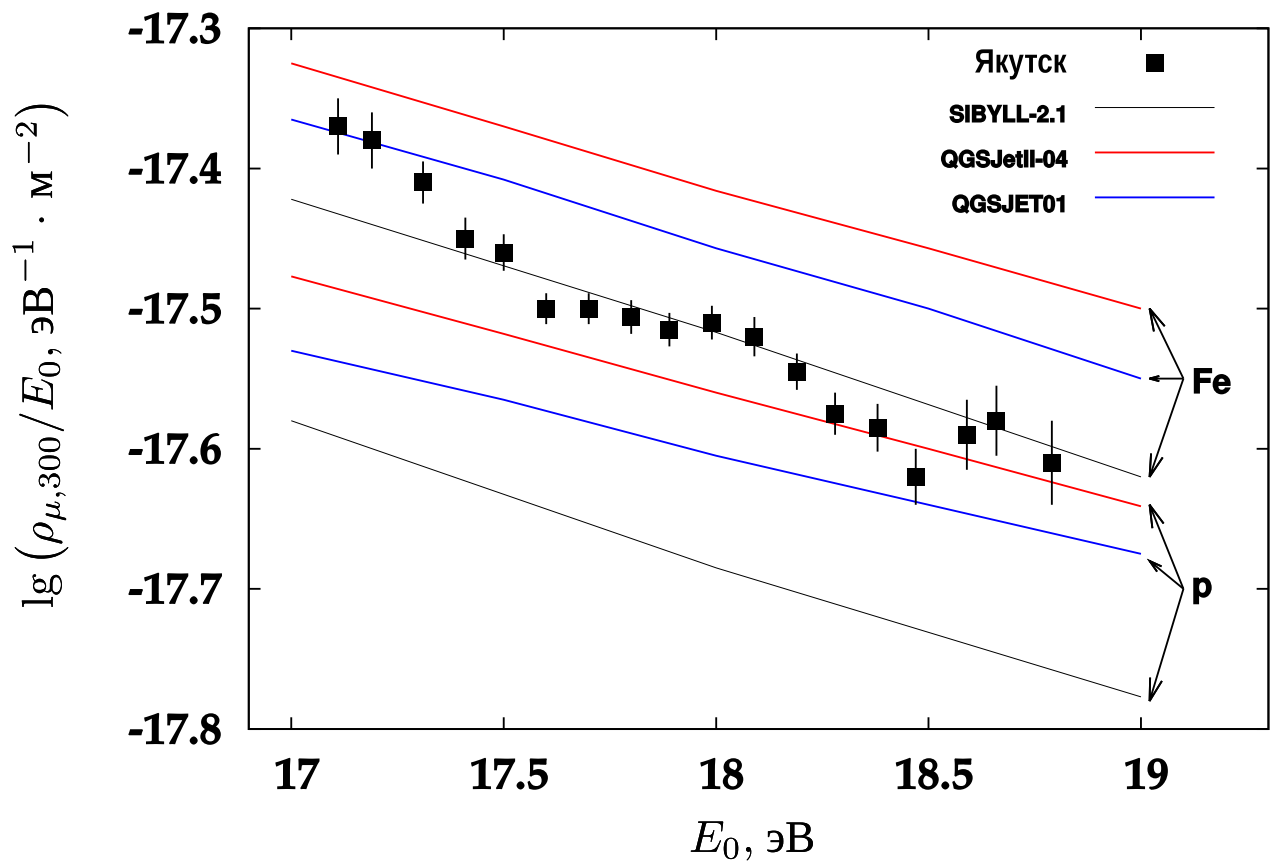


Рисунок 4.6: Энергетическая зависимость средней плотности мюонов с порошом  $1.0 \cdot \text{sec } \theta$  ГэВ на расстоянии от оси 300 м, нормированной на первичную энергию  $E_0$ , в ливнях с  $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$ . Приведено сравнение с теоретическими предсказаниями, полученными в рамках моделей QGSJet II-04 (красные линии), QGSJet01 (синие линии) и SIBYLL-2.1 (черные линии) для первичных протонов и ядер железа.

ло мюонов по абсолютной величине. Модели QGSJet01 и QGSJet II-04 гораздо лучше согласуются с экспериментом, поэтому далее будут рассмотрены только они.

Из рис. 4.6 и рис. 4.7 вытекает зависимость  $\chi_{\max}(E_0)$ , показанная на рис. 4.8 красными квадратами. Там же для сравнения приведены данные других экспериментов. Синими треугольниками показаны результаты, изложенные в работе [182], полученные из ФПР черенковского излучения ШАЛ в 1974-1977 гг. Светлые кружки относятся к данным HiRes MIA [185] за период наблюдений 1994-1997 гг. Светлые квадраты — данные обсерватории им. Пьера Ожэ [186], светлые прямые треугольники — HiRes [187], светлые треугольники, направленные вниз — ТА [188]. Все три последние установки измеряют  $\chi_{\max}$  непосредственно с помощью ионизационного излучения ШАЛ. Светлыми ромбами показаны данные установки Тунка-133, полученные из ФПР черенковского излучения ШАЛ [189]. Темным кружком показана величина  $\chi_{\max}$ , найденная из  $\rho_{\mu}(300)$  ранее [195]. Мюоны существенно дополняют и уточняют общую картину.

Результаты, приведенные на рис. 4.8, говорят о том, что в области энергий  $10^{17} - 10^{18}$  эВ состав космических лучей, вероятно, быстро меняется в сторону протонов. Более ранние измерения, проведенные на ЯКУ ШАЛ [182, 195], не противоречат современным данным. Видно, что предсказания модели QGSJet II-04 лучше согласуются с экспериментами, чем QGSJet01, однако делать окончательный вывод было бы преждевременно. Следует подчеркнуть, что приведенные на рис. 4.8 результаты расчетов относятся лишь к данным Якутской установки ШАЛ. Из них можно сделать ложный вывод, что данные HiRes указывают на утяжеление состава при энергиях выше  $10^{19}$  эВ, но на самом деле состав близок к протонному [84]. Этот вывод вытекает из более корректной интерпретации рассмотренных данных по  $\chi_{\max}$  в терминах  $\ln A$ . В работе [83] дана оценка  $\ln A$  из мюонных данных, полученных на Якутской установке в период 1978-2002 гг. Она не противоречит сказанному выше о том, что состав ПКЛ при  $E_0 \leq 2.3 \times 10^{18}$  эВ заметно тяжелее, чем в области более высоких энергий, где он, скорее всего, ближе к протонному.

### 4.3. Энергетический баланс компонент ШАЛ

Моделирование с помощью пакета CORSIKA позволило проанализировать, как калориметрический метод (1.13) соотносится с модельными предсказаниями по суммарному энерговыделению различных компонент ШАЛ на уровне наблюдения. В работе [89] был рассмотрен баланс между вкладами в первичную энергию со стороны различных компонент в ШАЛ, зарегистрированных Якутской установкой. Изначально такой анализ был проведен для данных, приведенных в работах [121, 124]. Ранее они послужили основой калориметрического метода оценки  $E_0$ , принятой на Якутской установке. В таблицах 4.1 и 4.3 приведены измеряемые параметры и основные компо-

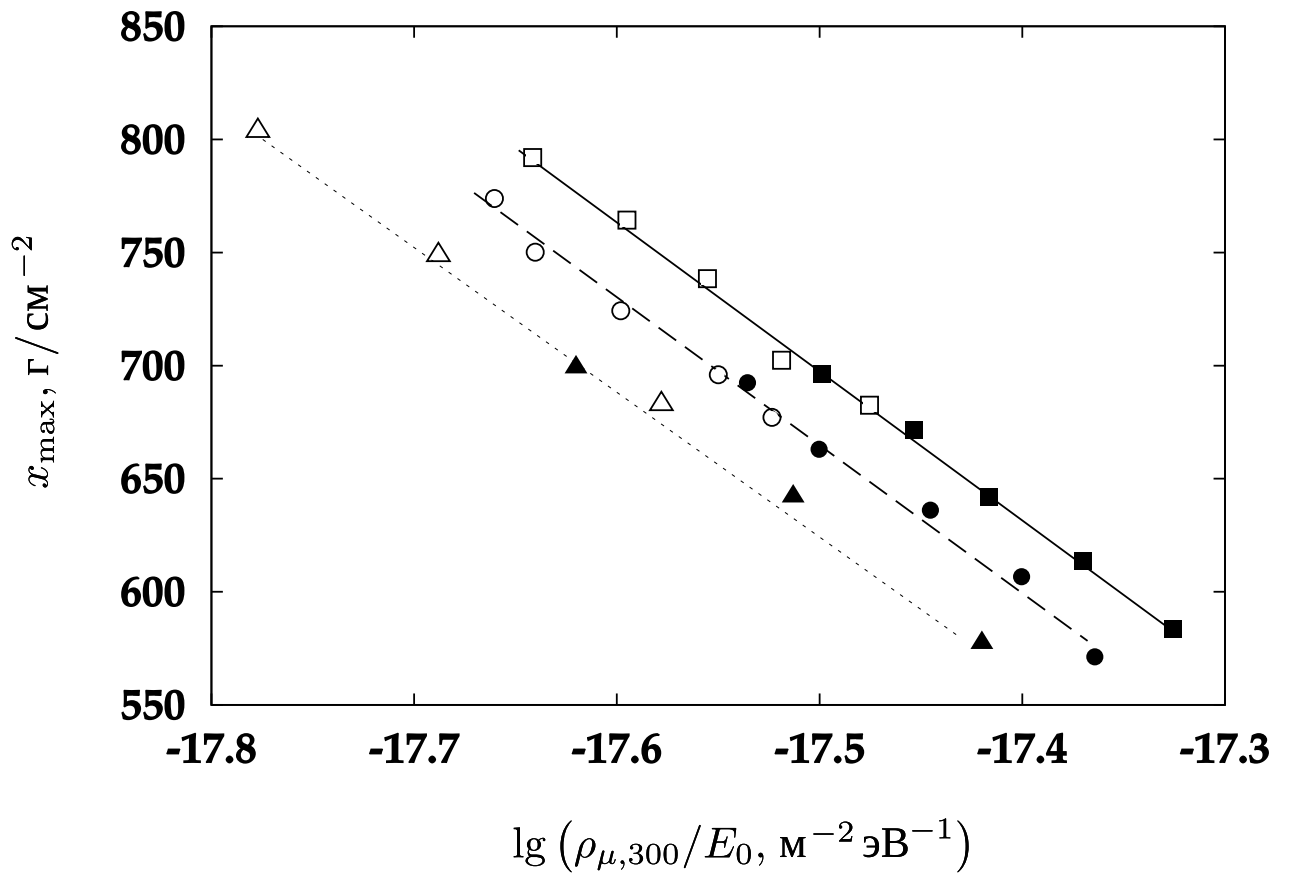


Рисунок 4.7: Зависимости глубины максимума развития ШАЛ  $X_{\max}$  от логарифма нормированной на первичную энергию плотности мюонов  $\rho_{\mu}(300)$  с порогом  $1.0 \cdot \sec \theta$  ГэВ в ливнях с  $E_0 = 10^{17} - 10^{19}$  эВ и  $\cos \theta = 0.9$  для первичных протонов (светлые значки) и ядер железа (темные значки), вычисленные в рамках моделей QGSJet II-04 (квадраты), QGSJet01 (кружки) и SIBYLL-2.1 (треугольники). Линии — линейные аппроксимации (4.5).

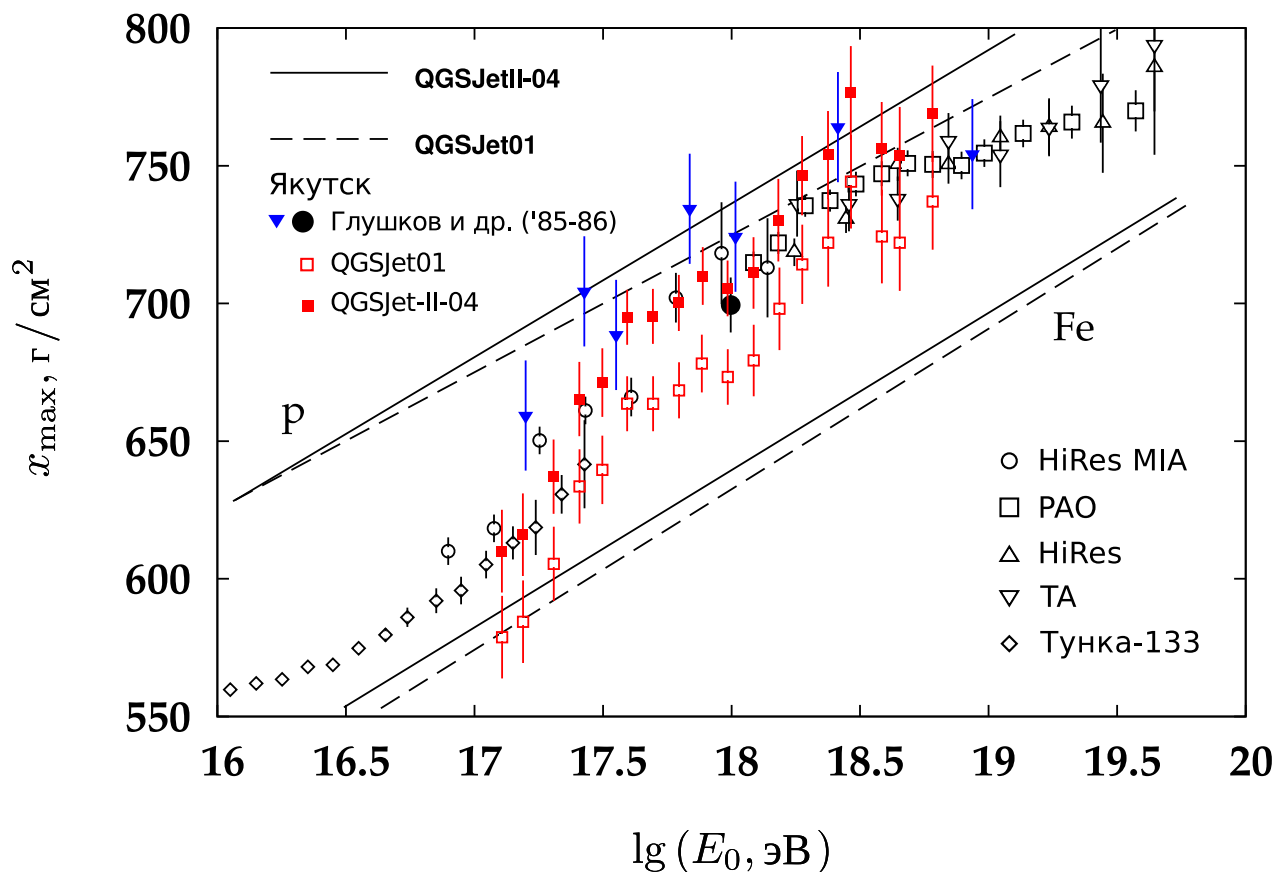


Рисунок 4.8: Зависимости глубины максимума развития ШАЛ  $x_{\max}$  от энергии ПКЛ. Красными квадратами показана интерпретация данных Якутской установки в рамках моделей QGSJet01 и QGSJet II-04; синие треугольники и черный кружок обозначают результаты измерений, приведенные в работах [182, 195] соответственно. Светлые кружки — результаты HiRes MIA [185], светлые квадраты — PAO [186]; прямые треугольники — HiRes [187], треугольники, направленные вниз — TA [188], ромбики — данные установки Тунка-133 [189]. Линиями обозначены теоретические предсказания, полученные в рамках моделей QGSJet01 и QGSJet II-04; они относятся лишь данным Якутской установки.

ненты, составляющие первичную энергию для  $E_0 = 10^{18}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$ . В колонка  $F$  таблицы 4.1 приведены значения потока черенковского света, измеряемого интегральными черенковскими детекторами. Значения в колонках  $k_\gamma$  и  $k_{\text{ion.}}$  той же таблицы были получены с моделированием с помощью кода CORSIKA. Средние значения  $N_s$  и  $N_\mu$  были получены из ФПР, усредненных по интервалу энергий. В строке “среднее p-Fe” приведены значения, усредненные по всем моделям и составам. Энергия, рассеянная в атмосфере электромагнитной компонентой  $E_i$  является суммой

$$E_i = E_\gamma + E_{\text{ion.}}, \quad (4.6)$$

где  $E_\gamma$  — энергия гамма-квантов на уровне наблюдения, а  $E_{\text{ion.}}$  — суммарные ионизационные потери всех электронов и позитронов. Она пропорциональна полному потоку  $F$  черенковского излучения в атмосфере:

$$E_i = k \cdot F, \quad (4.7)$$

где  $k$  — масштабный коэффициент, измеряемый в эВ/фотонов эВ<sup>-1</sup>:

$$k = k_\gamma + k_{\text{ion.}} = \frac{E_\gamma + E_{\text{ion.}}}{F}. \quad (4.8)$$

На рис. 4.9 показаны зависимости масштабного коэффициента (4.8) от расстояния между глубиной максимума  $x_{\text{max}}$  и уровнем наблюдения  $x_{\text{obs.}} = 1020 \text{ г/см}^2 \cdot \sec \theta$ . Поток  $F$  определяется с учетом ослабления в  $\sim 1.15$  раз вследствие релеевского рассеяния в прозрачной атмосфере и ухудшения относительной прозрачности в наборе рассмотренных событий [121, 124] в 1.1 раз. Он дан для интервала 1 эВ:

$$F = \frac{1.265 F_{\text{obs.}}}{\Delta \varepsilon}, \quad (4.9)$$

где  $F_{\text{obs.}}$  — поток, измеренный интегральными черенковскими детекторами, а  $\Delta \varepsilon$  определяется о интервалом чувствительности ФЭУ:

$$\Delta \varepsilon = 12400 \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \simeq 2.58 \quad (\text{эВ}). \quad (4.10)$$

Здесь  $\lambda_1 = 3000 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_2 = 8000 \text{ \AA}$ . Энергия  $E_{\text{el.}}$  — это часть первичной энергии, проносимой электронами и позитронами ниже уровня установки. Она была оценена путем интегрирования дифференциального энерговыделения вдоль каскадной кривой  $N_e(x)$  с пределом ниже уровня наблюдения:

Таблица 4.1: Измеряемые параметры ШАЛ с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$  от первичных ядер (A) согласно результатам моделирования с помощью кода CORSIKA [136] и экспериментальным данным [121].

модель	A	$k_\gamma(\theta)$	$k_{\text{ион.}}(\theta)$	$F(\theta)$	$\langle N_s(\theta) \rangle$	$\rho_s(\theta)$	$\langle N_\mu(\theta) \rangle$
		( $\times 10^4$ ) эВ <sup>2</sup>	( $\times 10^4$ ) эВ <sup>2</sup>	( $\times 10^{13}$ ) эВ <sup>-1</sup>	( $\times 10^8$ )	м <sup>-2</sup>	( $\times 10^6$ )
QGSJet01	p	0.341	2.846	2.104	2.178	2.312	5.000
	Fe	0.224	2.910	2.148	1.250	2.432	7.225
QGSJet II-04	p	0.364	2.816	2.070	2.296	2.438	5.582
	Fe	0.246	2.894	2.148	1.358	2.636	7.777
SIBYLL-2.1	p	0.345	2.822	2.100	2.512	2.193	4.254
	Fe	0.224	2.910	2.228	1.384	2.249	4.930
EPOS-LHC	p	0.377	2.815	2.023	2.355	2.655	5.905
	Fe	0.230	2.894	2.133	1.419	2.917	8.180
среднее	p	0.357	2.825	2.074	2.335	2.400	5.185
	Fe	0.231	2.902	2.164	1.353	2.558	7.028
	p-Fe	0.294	2.864	2.119	1.844	2.479	6.107
эксперимент [121]	–	3.700		2.510	1.793	2.656	6.000

Таблица 4.3: Энергетический баланс ШАЛ с  $E_0 = 10^{18}$  эВ и  $\cos \theta = 0.95$  от первичных ядер (A) согласно результатам моделирования с помощью кода CORSIKA [136] и экспериментальным данным [121].

модель	A	$E_\gamma$	$E_{\text{ion.}}$	$E_{\text{el.}}$	$E_\mu$	$\Delta E$	$E_0(\Sigma)$
		( $\times 10^{17}$ ) эВ	( $\times 10^{17}$ ) эВ	( $\times 10^{17}$ ) эВ	( $\times 10^{17}$ ) эВ	( $\times 10^{17}$ ) эВ	( $\times 10^{17}$ ) эВ
QGSJet01	p	0.806	6.620	1.469	0.517	0.565	9.978
	Fe	0.529	6.660	1.306	0.785	0.798	9.972
QGSJet II-04	p	0.859	6.476	1.474	0.547	0.624	9.980
	Fe	0.582	6.430	1.302	0.844	0.866	9.981
SIBYLL-2.1	p	0.909	6.625	1.523	0.428	0.491	9.976
	Fe	0.528	6.679	1.340	0.702	0.716	9.965
EPOS-LHC	p	0.891	6.412	1.482	0.524	0.657	9.966
	Fe	0.543	6.415	1.305	0.794	0.898	9.955
среднее	p	0.866	6.533	1.487	0.504	0.584	9.974
	Fe	0.546	6.531	1.313	0.781	0.820	9.968
	p-Fe	0.706	6.532	1.400	0.643	0.702	9.970
эксперимент [121]	–	9.287	0.947	0.636	0.860	11.730	
новая оценка	–	7.926	0.947	0.618	0.702	10.190	

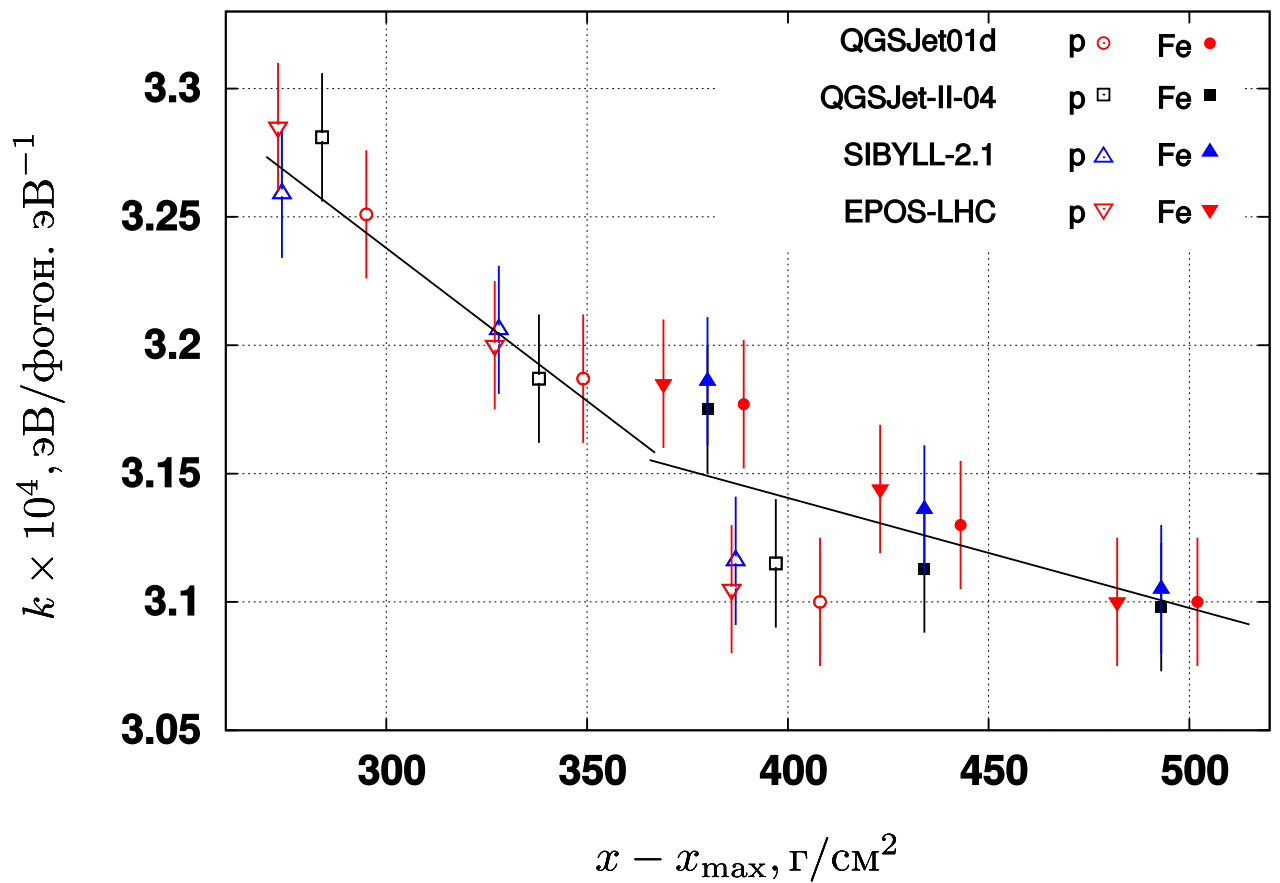


Рисунок 4.9: Зависимость масштабного коэффициента (4.8) от расстояния (в  $\text{Г/см}^2$ ) от  $x_{\text{max}}$  до уровня наблюдения  $x_{\text{obs}}$ . для двух составов ПКЛ. Линиями показаны аппроксимации.



$$E_{el.} = \int_{x_{obs.}}^{\infty} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{ion.} \cdot N_e(x) dx \simeq 2.2 \times 10^6 \cdot N_e(x_{obs.}) \cdot \int_{x_{obs.}}^{\infty} \exp \left( \frac{x_{obs.} - x}{\langle \lambda_N \rangle} \right) dx, \quad (4.11)$$

где  $\langle \lambda_N \rangle = 240 \text{ г/см}^2$ .  $N_e(x_{obs.})$  — число электронов на уровне наблюдения, которое было определено из соотношения:

$$N_e(x_{obs.}) \simeq \langle N_s(x_{obs.}) \rangle - 1.8 \cdot \langle N_\mu(x_{obs.}) \rangle, \quad (4.12)$$

где  $\langle N_s(x_{obs.}) \rangle$  — среднее число откликов от всех частиц на уровне наблюдения,  $\langle N_\mu(x_{obs.}) \rangle$  — среднее число откликов от мюонов с пороговой энергией  $1 \text{ ГэВ} \times \sec \theta$ . Эти значения были получены интегрированием соответствующих ФПР, измеренных в эксперименте [121, 124]. Коэффициент 1.8 здесь введен для учета разности между числами мюонов измеренных НСД и подземными мюонными детекторами с порогом  $1 \text{ ГэВ}$ . Он был получен из ранних расчетов [121] и приблизительно соответствует результатам описываемой здесь симуляции.

Энергия мюонов была определена экспериментально:

$$E_{1\mu} = \langle E_{1\mu} \rangle \cdot \langle N_\mu(x_{obs.}) \rangle, \quad (4.13)$$

где  $\langle E_{1\mu} \rangle = 10.6 \text{ ГэВ}$ , средняя энергия одиночного мюона.

Из данных таблицы 4.3, усредненных по всем моделям, следует, что суммарное значение энергии  $E_i + E_{el.} + E_\mu$  равно приблизительно 93% первичной энергии  $E_0$ . Оставшаяся часть ( $\Delta E$ ) не контролируется установкой. В нее входят энергия нейтрино, энергия, переданная ядрам в ходе различных реакций и ионизационные потери мюонов в атмосфере. В работах [121, 124] ее значение было получено из ранних расчетов, и оно приблизительно согласуется с предсказаниями, полученными с помощью кода CORSIKA.

#### 4.4. Энергетический спектр КЛ в области $E_0 \geq 10^{17} \text{ эВ}$ по данным Якутской установки и современных моделей адронных взаимодействий

Суммарные величины всех компонент, составляющих первичную энергию, приведены в последней колонке таблицы 4.3. Величина  $E_0 = 1.173 \times 10^{18} \text{ эВ}$  в колонке “эксперимент” превосходит среднее значение  $\langle E_0 \rangle = 0.997 \times 10^{18} \text{ эВ}$ , полученное в ходе моделирования, в  $\sim 1.177$  раз. Такое различие может являться следствием завышения оценки масштабного коэффициента  $k$  в ра-

ботах [121, 124], где его значение было определено как  $k = 3.7 \times 10^4$  эВ/фотон  $\cdot$  эВ $^{-1}$ , тогда как моделирование с помощью кода CORSIKA дало  $\langle k \rangle = 3.157 \times 10^4$  эВ/фотон  $\cdot$  эВ $^{-1}$ .

Новая оценка первичной энергии, полученная описанным в предыдущем разделе калориметрическим методом дана в последней строке таблицы 4.3. Значение  $E_0 = 1.019 \times 10^{18}$  эВ было определено с использованием обновленных значений  $E_i = \langle k \rangle \cdot F$ ,  $\langle E_{1\mu} \rangle = 10.3$  ГэВ и  $\Delta E$ . Оно показано на рис. 4.10 черными кружками. На том же рисунке приведены другие данные: светлые кружки означают результаты из работ [125, 128], переобработанные с помощью пересмотренных значений  $F$  и  $E_{\text{ion}}$ . с учетом скорректированной атмосферной прозрачности и внесением нового масштабного коэффициента  $k$  (см. рис. 4.9). Сплошной черной линией показана зависимость

$$E_0 = (3.6 \pm 0.3) \times 10^{17} \cdot (\rho_s(600, 0^\circ))^{1.02 \pm 0.02}, \quad (4.14)$$

которая описывает всю совокупность экспериментальных данных при значениях  $\rho_s(600, 18.2^\circ)$  приведенных к вертикали с помощью соотношения (1.15) и при  $\lambda_\rho = 415$  г/см $^2$ . Штрих-пунктирная и штриховая линии соответственно отражают соотношения 3.29 и (3.30) и обозначают пределы интервала, содержащего предсказания всех рассмотренных моделей. Ближе всего к экспериментальным данным оказались модели QGSJet II-04 и EPOS-LHC; однако нельзя исключить достоверности QGSJet01 и SIBYLL-2.1.

На рис. 4.11 показаны дифференциальные энергетические спектры, измеренные современными установками ШАЛ. Кружками и квадратами (ливни, отобранные триггером-500 и триггером-1000 соответственно) обозначены данные Якутской установки, представленные в работе [196]: красные символы относятся к оценке первичной энергии с помощью соотношений (1.17) и (1.18); светлые значки — результат пересмотренного калориметрического метода (4.14), зеленые значки — реконструкция по  $\rho_s(600)$  (3.31). Синие треугольники — спектр, полученный в обсерватории им. Пьера Ожэ [197], черные треугольники — данные наземных детекторов установки Telescope Array [194].

Независимые способы оценки  $E_0$  — по ФПР сигналов НСД (3.31) и с помощью калориметрического соотношения (4.14) — дали близкие результаты, которые в пределах (10 – 15)% согласуются с результатами симуляции с помощью кода CORSIKA [89]. При  $E_0 \geq 8 \times 10^{18}$  эВ они не противоречат данным Telescope Array [194] и согласованно указывают на увеличение крутизны спектра в области предельных энергий ( $E_0 \geq 3 \times 10^{19}$  эВ). Это укрупнение не противоречит ГЗК-обрезанию но, возможно, имеет иную астрофизическую природу. Что касается различий в интенсивностях спектров при  $E_0 \leq 8 \times 10^{18}$  эВ, то они имеют другие причины. Вероятно, это

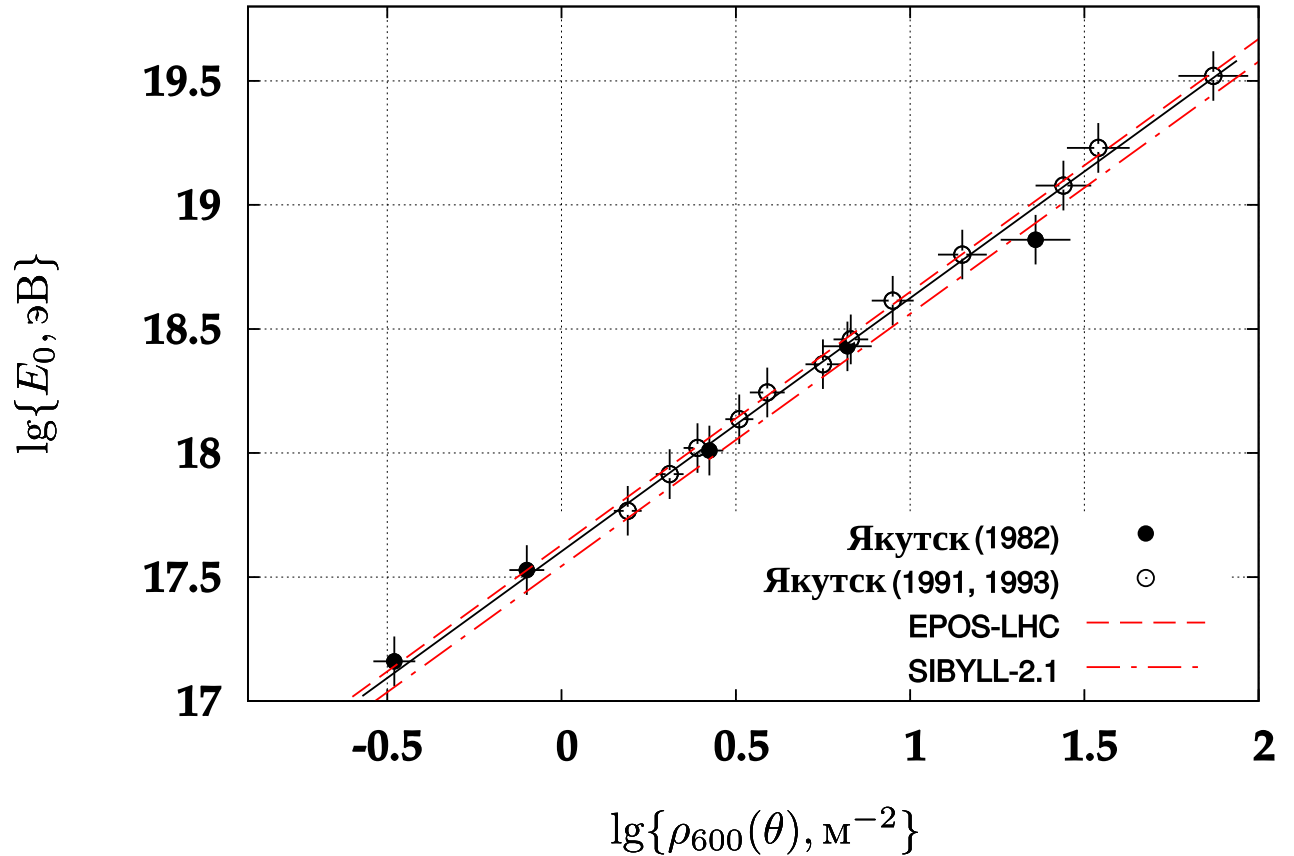


Рисунок 4.10: Энергия ПКЛ, реконструированная по классификационному параметру  $\rho_s(600, \theta)$ , в ливнях с  $\langle \cos \theta \rangle = 0.95$ . Значками обозначены данные из работ [121] и [125, 128], переобработанные в рамках пересмотренной калориметрической оценки [89]. Сплошной линией обозначена линейная зависимость (4.14), наилучшим образом описывающая все данные. Красными линиями обозначены теоретические предсказания моделей SIBYLL-2.1 и EPOS-LHC, которые задают пределы области, содержащей предсказания моделей QGSJet01 и QGSJet II-04.

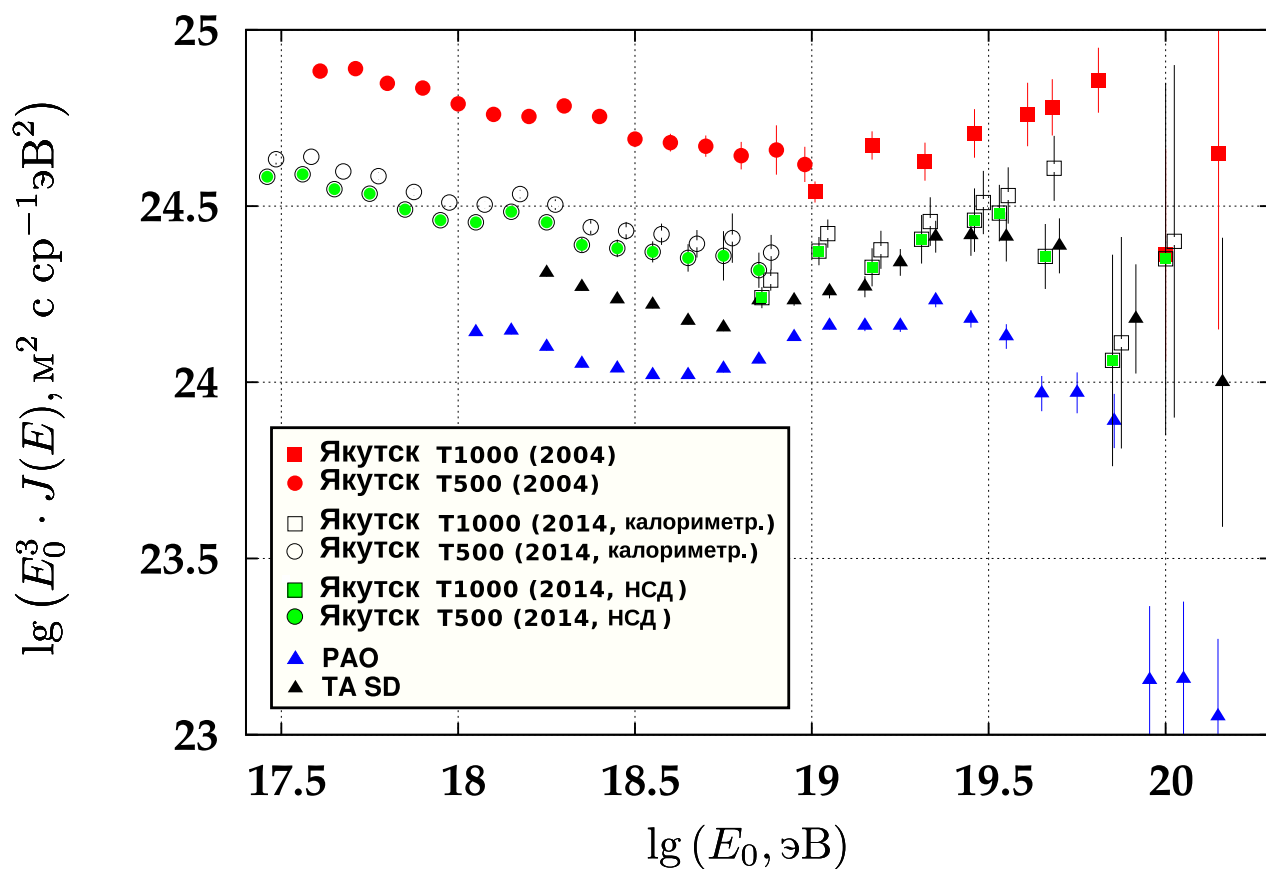


Рисунок 4.11: Дифференциальные энергетические спектры согласно данным крупнейших мировых установок ШАЛ [89].

результат систематических ошибок в методах реконструкции первичной энергии, применяемых в разных экспериментах.

В работе [85] был представлен спектр ПКЛ в области энергий  $3 \times (10^{15} - 10^{18})$  эВ, полученный независимым способом на малой черенковской установке (МЧУ), входящей в состав ЯКУ ШАЛ [92, 198]. Энергия оценивалась квазикалориметрическим методом, где в качестве классификационных параметров использовались параметры  $Q(150)$  и  $Q(400)$  — плотности потока ЧИ ШАЛ на расстояниях 150 м и 400 м от оси соответственно. Первичная энергия восстанавливалась из эмпирических соотношений:

$$E_0 = (9.12 \pm 2.28) \times 10^{16} \times \left( \frac{Q(150)}{10^7} \right)^{0.99 \pm 0.02}, \quad (4.15)$$

$$E_0 = (8.91 \pm 1.96) \times 10^{17} \times \left( \frac{Q(400)}{10^7} \right)^{1.03 \pm 0.02}. \quad (4.16)$$

Формула (4.15) используется в области энергий  $5 \times (10^{15} - 10^{17})$  эВ, а формула (4.16) — для оценки энергии ШАЛ выше  $5 \times 10^{17}$  эВ.

На рис. 4.12 показано сравнение спектров ПКЛ из работы [89] с данными, полученными на компактных установках. Розовыми крестиками и ромбиками обозначены результаты установок Тунка-25 и Тунка-133 [189], полученные по измерениям черенковского света. Красные звездочки — результаты установки KASCADE Grande, полученные из интерпретации соотношения выходов заряженных частиц и мюонов [199]; черные кружки относятся к данным Якутской МЧУ [85]. Из рисунка видно, что спектры в области  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ, полученные по отклику НСД (3.31) и пересмотренным калориметрическим методом (4.14), лежат выше данных компактных установок, хотя в области предельных энергий ( $E_0 \geq 10^{19}$  эВ) наблюдается согласие с экспериментами РАО и ТА. Есть два возможных объяснения этому противоречию. Во-первых, есть указание на изменение степенной зависимости  $E_0(\rho_s(600))$  в соотношениях (3.31) и (4.14) при энергиях ниже  $\sim 3 \times 10^{18}$  эВ [200]. Во вторых, единица отклика  $E_1 = 11.75$  МэВ может оказаться завышенной. Для уточнения описанных в данной работе методов оценки энергии ПКЛ планируется провести дополнительное моделирование включающее расчеты черенковского излучения ШАЛ.

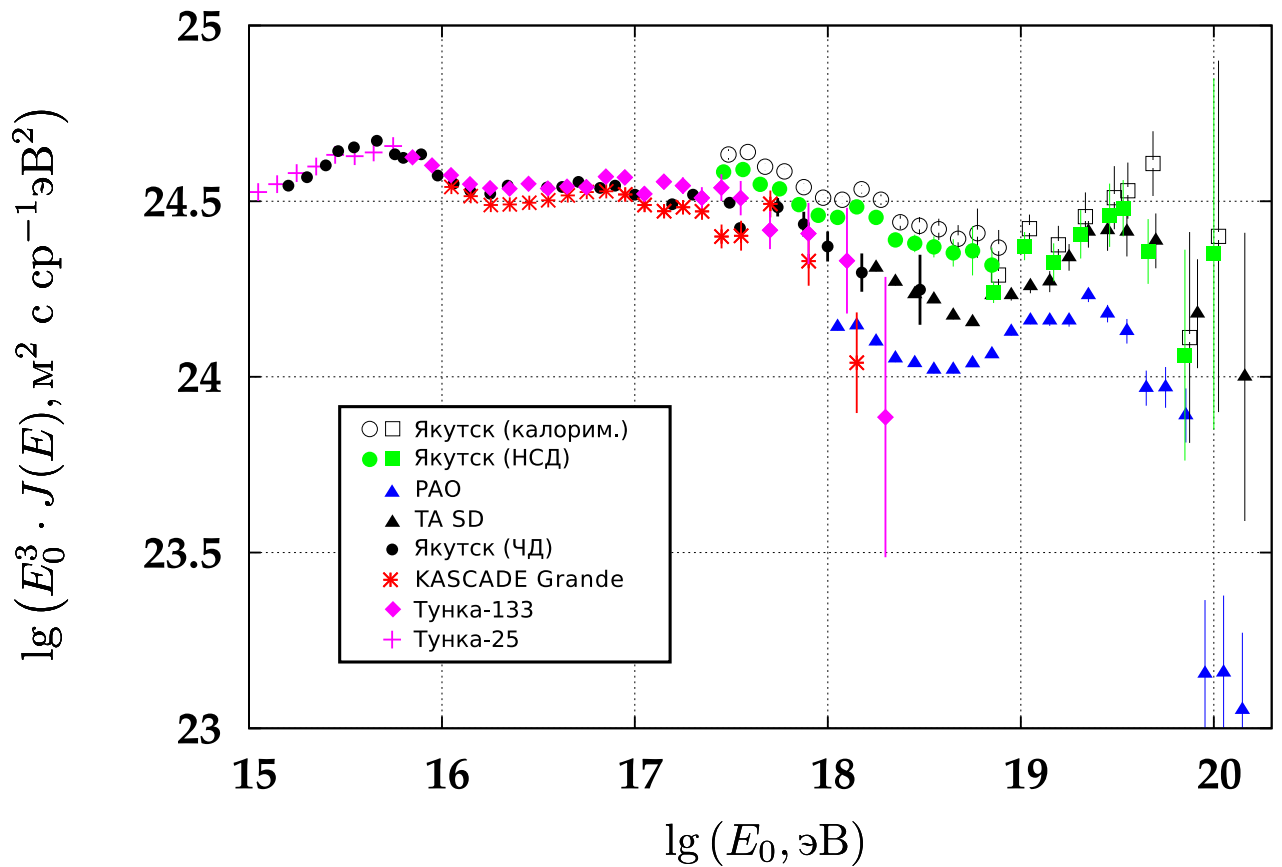


Рисунок 4.12: Дифференциальные энергетические спектры ПКЛ по данным компактных и гигантских установок ШАЛ. Розовыми крестиками и ромбиками показаны данные установок Тунка-25 и Тунка-133 [189], красными звездочками — KASCADE Grande [199]. Черные кружки — результаты измерения потоков черенковского света ШАЛ на Якутской МЧУ [85]. Остальные символы соответствуют данным на рис. 4.11.

# Заключение

В заключение сформулируем основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Из ФПР откликов наземных сцинтилляционных детекторов Якутской установки, полученных за период наблюдения 1977-2013 гг., дана оценка массового состава с энергиями  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ в рамках четырех моделей развития ШАЛ. Наилучшее согласие теории и эксперимента наблюдается для моделей QGSJet01 и QGSJet II-04. В области энергий  $(1 - 20) \times 10^{17}$  эВ происходит изменение массового состава от  $\langle \ln A \rangle \simeq 2.5$  к чисто протонному.
2. Из экспериментальной и расчетной ФПР мюонов Якутской установки с порогом выше  $1 \times \sec \theta$  ГэВ найдена средняя глубина максимума каскадной кривой в диапазоне энергий  $10^{17} - 10^{19.5}$  эВ.
3. Из ФПР откликов наземных сцинтилляционных детекторов Якутской установки, вычисленных с помощью моделей QGSJet01, QGSJet II-04, SIBYLL-2.1 и EPOS-LHC, дана новая оценка первичной энергии ШАЛ:

$$E_0 = (3.40 \pm 0.18) \times 10^{17} \cdot \rho_s(600, 0^\circ)^{1.017} \text{ эВ.}$$

Пересмотренный калориметрический метод дал новую оценку энергии ШАЛ:

$$E_0 = (3.6 \pm 0.3) \times 10^{17} \cdot \rho_s(600, 0^\circ)^{1.02 \pm 0.2} \text{ эВ.}$$

Она в 1.41 раза меньше по сравнению с ранее использованным методом калориметрирования.

## **Благодарности**

Хочу выразить глубокую признательность и благодарность своему научному руководителю Александру Васильевичу Глушкову за постоянное внимание, бдительность, настойчивость и поддержку в работе.

Также хочу поблагодарить за оказанную поддержку своих коллег Михаила Ивановича Правдина, Станислава Петровича Кнуренко, Анатолия Александровича Иванова и всех сотрудников полигона ЯКУ ШАЛ.



# Список литературы

1. Nagano M., Watson A. A. Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays // [Rev. Mod. Phys.](#) — 2000. — Vol. 72, no. 3. — P. 689–732.
2. Bassi P., Clark G., Rossi B. Distribution of Arrival Times of Air Shower Particles // [Phys. Rev.](#) — 1953. — Vol. 92, no. 2. — P. 441–451.
3. Cosmic-Ray Air Showers at Sea Level / G. W. Clark, J. Earl, W. L. Kraushaar et al. // [Phys. Rev.](#) — 1961. — Vol. 122, no. 2. — P. 637–654.
4. Studies of primary cosmic rays in the energy region  $10^{14}$  to  $10^{15}$  eV / Y. Toyoda, K. Suga, K. Murakami et al. // Proc. 9th ICRC / Ed. by A. C. Strickland, M. E. Hilton. — No. 8. — The Institute of Physics and the Physical Society, London, 1966. — P. 708.
5. Linsley J. Primary cosmic rays of energy  $10^{17}$  to  $10^{20}$  eV, the energy spectrum and arrival directions // Proc. of the 8th ICRC, Jaipur, India / Ed. by Daniel, R. R. and Lavakare, P. J. and Menon, M. G. K. and Naranan, S. and Nerurkar, N. W. and Pal, Y. and Sreekantan, V. V. — Vol. 4. — Bombay: Tata Inst., 1963. — P. 77–99.
6. Linsley J. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy  $10^{20}$  eV // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1963. — Vol. 10, no. 4. — P. 146–148.
7. Linsley J. Catalogue of highest energy cosmic rays — Giant Extensive Air Showers / Ed. by M. Wada ; Institute of Physical and Chemical Research Itabashi, Tokyo, Japan. No. 1. — World Data Center C2 for Cosmic Rays, 1980. — May.
8. Куликов Г. В., Христиансен Г. Б. О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц // ЖЭТФ. — 1958. — Т. 35, № 9. — С. 635–640.
9. Primary cosmic ray mass composition at energies  $10^{15}$  eV to  $10^{17}$  eV as measured by the MSU EAS array / G. B. Khristiansen, Yu. A. Fomin, N. N. Kalmykov et al. // [Astropart. Phys.](#) — 1994. — Vol. 2, no. 2. — P. 127–136.

10. Lucek S. G., Bell A. R. Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* — 2000. — Vol. 314, no. 1. — P. 65–74.
11. Berezhko E. G. Maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks // *Astropart. Phys.* — 1996. — Vol. 5, no. 3-4. — P. 367–378.
12. Erlykin A. D., Wolfendale A. W. Supernova remnants and the origin of the cosmic radiation: I. SNR acceleration models and their predictions // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2001. — Vol. 27, no. 5. — P. 941.
13. Hörandel J. R. Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays // *Astropart. Phys.* — 2004. — Vol. 21, no. 3. — P. 241–265.
14. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей // *УФН.* — 1966. — Т. 88, № 3. — С. 485–504.
15. Lagutin A. A., Nikulin Y. A., Uchaikin V. V. The “knee” in the primary cosmic ray spectrum as consequence of the anomalous diffusion of the particles in the fractal interstellar medium // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2001. — Vol. 97, no. 1-3. — P. 267–270. — Proc. of the XI ISVHECRI, Campinas (Brazil), 2000.
16. Penzias A. A., Wilson R. W. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s // *ApJ.* — 1965. — Vol. 142. — P. 419–421.
17. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. О верхней границе спектра космических лучей // *Письма в ЖЭТФ.* — 1966. — Т. 4, № 3. — С. 114–117. — URL: [http://www.jetpletters.ac.ru/ps/785/article\\_12115.shtml](http://www.jetpletters.ac.ru/ps/785/article_12115.shtml).
18. Greisen K. End to the Cosmic-Ray Spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* — 1966. — Vol. 16, no. 17. — P. 748–750.
19. Blumenthal G. R. Energy Loss of High-Energy Cosmic Rays in Pair-Producing Collisions with Ambient Photons // *Phys. Rev. D.* — 1970. — Vol. 1, no. 6. — P. 1596–1602.
20. Puget J. L., Stecker F. W., Bredekamp J. H. Photonuclear interactions of ultrahigh energy cosmic rays and their astrophysical consequences // *Astrophys. J.* — 1976. — Vol. 205. — P. 638–654.
21. The cosmic ray spectrum at energies above  $10^{17}$  eV / D. M. Edge, A. C. Evans, R. J. O. Garmston, H. J. Reid et al. // *J. Phys. A: Math. Nucl. Gen.* — 1973. — Vol. 6, no. 10. — P. 1612.

22. The upper end of the observed cosmic ray energy spectrum / C. J. Bell, A. D. Bray, S. A. David et al. // [J. Phys. A: Math. Nucl. Gen.](#) — 1974. — Vol. 7, no. 8. — P. 990.
23. Catalog of Highest Energy Cosmic Rays / M. M. Winn, J. L. Ulrichs, S. Peak et al. ; Ed. by M. Wada. — World Data Center of Cosmic Rays, Institute of Physical and Chemical Research, Itabashi, Tokyo, Japan, 1982. — Vol. 2. — P. 1.
24. The arrival directions of cosmic rays above  $10^{17}$  eV / M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak et al. // [J. Phys. G: Nucl. Phys.](#) — 1986. — Vol. 12. — P. 675–686.
25. Kewley L. J., Clay R. W., Dawson B. R. Arrival directions of the southern highest energy cosmic rays // [Astropart. Phys.](#) — 1996. — Vol. 6, no. 1. — P. 69–74.
26. Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) covering 100 км<sup>2</sup> area / N Chiba, K. Hashimoto, N. Hayashida et al. // [Nucl. Inst. and Meth.](#) — 1992. — Vol. 311, no. 2. — P. 338–349.
27. Чудаков А. Е., Нестерова Н. М. О наблюдении черенковского излучения, сопровождающего широкие атмосферные ливни космических лучей // [ЖЭТФ.](#) — 1955. — Т. 28. — С. 384.
28. Правдин М. И. Якутская комплексная установка широких атмосферных ливней: описание установки, получения и накопления экспериментальных данных / ИКФИА СО РАН. — руководство для студентов и аспирантов, Якутск, 2000.
29. A Measurement of the air fluorescence yield / F. Kakimoto, E. C. Loh, M. Nagano et al. // [Nucl. Inst. Meth. A.](#) — 1996. — Vol. 372, no. 3. — P. 527 – 533.
30. Photon yields from nitrogen gas and dry air excited by electrons / M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki, K. Ando // [Astropart. Phys.](#) — 2003. — Vol. 20, no. 3. — P. 293–302. — arXiv : astro-ph/0303193.
31. The Utah Fly’s Eye detector / R. M. Baltrusaitis, R. Cady, G. L. Cassiday et al. // [Nucl. Inst. Meth. A.](#) — 1985. — Vol. 240, no. 2. — P. 410 – 428.
32. The cosmic-ray energy spectrum observed by the Fly’s Eye / D. J. Bird, S. C. Corbato, H. Y. Dai et al. // [ApJ.](#) — 1994. — Vol. 424, no. 1. — P. 491–502.
33. The prototype high-resolution Fly’s Eye cosmic ray detector / T. Abu-Zayyad, M. Al-Seady, K. Belov et al. // [Nucl. Inst. Meth. A.](#) — 2000. — Vol. 450, no. 2-3. — P. 253–269.
34. Sokolsky P., Thompson G. B. Highest energy cosmic-rays and results from the HiRes experiment // [J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.](#) — 2007. — Vol. 34, no. 11. — P. R401. — arXiv : astro-ph/0706.1248.

35. Monocular measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment / R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amman et al. // *Astropart. Phys.* — 2005. — Vol. 23, no. 2. — P. 157 – 174. — arXiv : astro-ph/0208301.
36. Sokolsky P. Final Results from the High Resolution Fly’s Eye (HiRes) Experiment // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2011. — Vol. 212-213. — P. 74–78. — Proc. of the CRIS 2010.
37. Extension of the Cosmic-Ray Energy Spectrum beyond the Predicted Greisen-Zatsepin-Kuz’min Cutoff / M. Takeda, N. Hayashida, K. Honda et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81, no. 6. — P. 1163–1166.
38. Energy spectrum above  $3 \times 10^{18}$  eV observed with AGASA / M. Takeda, N. Hayashida, K. Honda et al. // Proc. of the 26th ICRC, Salt Lake City, Utah, USA. / Ed. by D. Kieda, M. Salamon, B. Dingus. — Vol. 3. — IUPAP, 1999. — P. 252 – 255.
39. Energy determination in the Akeno Giant Air Shower Array experiment / M. Takeda, N. Sakaki, K. Honda et al. // Proc. of 28th ICRC, Tsukuba, Japan / Ed. by T. Kajita, Y. Asaoka, A. Kawachi et al. — Vol. 1. — Tokyo, Japan: Universal Academy Press, 2003. — P. 381–384.
40. Watson A. A. A critique of the energy estimates made of ultra high energy cosmic rays detected by the Yakutsk array // Proc. of 28th ICRC, Tsukuba, Japan / Ed. by T. Kajita, Y. Asaoka, A. Kawachi et al. — Vol. 1. — Tokyo, Japan: Universal Academy Press, 2003. — P. 373–376.
41. Глушков А. В. Гигантские атмосферные ливни: проблема событий с  $E_0 > 10^{20}$  эВ // Письма в ЖЭТФ. — 2003. — Т. 78, № 12. — С. 1265. — URL: [http://jetpletters.ac.ru/ps/112/article\\_1939.shtml](http://jetpletters.ac.ru/ps/112/article_1939.shtml).
42. Shinozaki K. AGASA results // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2006. — Vol. 151, no. 1. — P. 3–10.
43. AGASA energy spectrum and the GZK cut-off / J. N. Capdevielle, F. Cohen, B. Szabelska, J. Szabelski // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2009. — Vol. 196. — P. 231–234. — Proc. of the XV ISVHECRI, 2008, Paris, France).
44. Pierre Auger Observatory [Электронный ресурс]. — URL: <http://auger.org/>.
45. Kampert K.-H. The Pierre Auger Observatory — status and prospects // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2006. — Vol. 151, no. 1. — P. 393 – 400. — Proc. of the XIII ISVHECRI.
46. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory / J. Abraham, M. Aglietta, I. C. Aguirre et al. // *Nucl. Inst. Meth. A*. — 2004. — Vol. 523, no. 1-2. — P. 50–95.

47. Abraham J. et al. Correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic objects // [Science](#). — 2007. — Vol. 318, no. 5852. — P. 938–943.
48. Abreu P. et al. Update on the correlation of the highest energy cosmic rays with nearby extragalactic matter // [Astropart. Phys.](#) — 2010. — Vol. 34, no. 5. — P. 314–326.
49. Иванов А. А. Поиск внегалактических источников космических лучей сверхвысоких энергий // [Письма в ЖЭТФ](#). — 2008. — Т. 87, № 4. — С. 215.
50. The Telescope Array project [Электронный ресурс]. — URL: <http://telescopearray.org>.
51. Telescope Array Experiment / H. Kawaia, S. Yoshida, H. Yoshii et al. // [Nucl. Phys. B \(Proc. Suppl.\)](#). — 2008. — Vol. 175-176. — P. 221–226.
52. The surface detector array of the Telescope Array experiment / T. Abu-Zayyad, R. Aida, M. Allen et al. // [Nucl. Inst. Meth. A](#). — 2012. — Vol. 689. — P. 87–97.
53. Searches for Large-scale Anisotropy in the Arrival Directions of Cosmic Rays Detected above Energy of  $10^{19}$  eV at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array / A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta et al. // [ApJ](#). — 2014. — Vol. 794, no. 2. — P. 172.
54. Terrano W. A., Zaw I., Farrar G. R. Chandra Observations and Classification of Active Galactic Nucleus Candidates Correlated with Auger UHECRs // [ApJ](#). — 2012. — Vol. 754, no. 2. — P. 142. — arXiv : astro-ph/1207.3186v1.
55. Indications of Intermediate-scale Anisotropy of Cosmic Rays with Energy Greater Than 57 EeV in the Northern Sky Measured with the Surface Detector of the Telescope Array Experiment / R. U. Abbasi, M. Abe, T. Abu-Zayyad et al. // [ApJ Lett](#). — 2014. — Vol. 790, no. 2. — P. L21. — arXiv : astro-ph/arXiv:1404.5890v3.
56. Крымский Г. Ф., Правдин М. И., Слепцов И. Е. Пучок частиц в космических лучах сверхвысокой энергии? // [Письма в АЖ](#). — 2017. — Т. 43, № 10. — С. 1–3.
57. Szabelski J., Wibig T., Wolfendale A. W. Cosmic rays of the highest energies: the case for extragalactic heavy nuclei // [Astropart. Phys.](#) — 2002. — Vol. 17, no. 2. — P. 125–131.
58. Wibig T., Wolfendale A. W. At what particle energy do extragalactic cosmic rays start to predominate? // [J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.](#) — 2005. — Vol. 31, no. 3. — P. 255. — arXiv : astro-ph/0410624.

59. Wibig T., Wolfendale A. W. Cosmic ray composition at the ankle in the energy spectrum // [Astroph. Space Sci. Trans.](#) — 2011. — Vol. 7. — P. 275–278.
60. Thompson G. New results from the HiRes experiment // [Nucl. Phys. B \(Proc. Suppl.\)](#). — 2004. — Vol. 136. — P. 28 – 33. — Proc. of the CRIS 2004.
61. Berezhinsky V. S., Grigorieva S. I., Hnatyk B. I. Extragalactic UHE proton spectrum and prediction for iron-nuclei flux at  $10^8 - 10^9$  GeV // [Astropart. Phys.](#) — 2004. — Vol. 21, no. 6. — P. 617–625. — arXiv : astro-ph/0403477.
62. A dip in the UHECR spectrum and the transition from galactic to extragalactic cosmic rays / R. Aloisio, V. Berezhinsky, P. Blasi et al. // [Astropart. Phys.](#) — 2007. — Vol. 27, no. 1. — P. 76–91.
63. Berezhko E. G., Knurenko S. P., Ksenofontov L. T. Composition of cosmic rays at ultra high energies // [Astropart. Phys.](#) — 2012. — Vol. 36, no. 1. — P. 31–36.
64. Зиракашвили В. Н., Птускин В. С. Спектр космических лучей, производимый галактическими остатками сверхновых // Изв. РАН сер. физ. — 2009. — Т. 73, № 5. — С. 592–595.
65. The cosmic-ray experiment KASCADE / T. Antoni, W. D. Apel, F. Badea et al. // [Nucl. Inst. Meth. A.](#) — 2003. — Vol. 513, no. 3.
66. KASCADE-Grande: A conclusive experiment on the knee / M. Bertagna, T. Antoni, W. D. Apel et al. // Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, Germany. — Vol. 2. — Copernicus, 2002. — P. 792. — KIT Report FZKA-6693N.
67. KASCADE-Grande: a large acceptance, high-resolution cosmic-ray detector up to  $10^{18}$  eV / G. Navarra, T. Antoni, W. D. Apel et al. // [Nucl. Inst. Meth. A.](#) — 2004. — Vol. 518, no. 1-2. — P. 207–209.
68. The KASCADE-Grande experiment / W. D. Apel, J. C. Arteaga, A. F. Badea et al. // [Nucl. Inst. Meth. A.](#) — 2010. — Vol. 620, no. 2-3. — P. 202–216.
69. Wide-angle Cherenkov Array for EAS with Phototube Quasar / R. A. Antonov, B. L. Bezrukov, B. A. Borisovets et al. // Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada / Ed. by D. A Leahy, R. B. Hickws, D. Venkatesan. — Vol. 2. — Singapore : World Scientific, 1993. — P. 430–433.
70. The Energy Spectrum of Primary Cosmic Rays by the Data of Tunka Cherenkov Array / S. V. Bryanski, Y. V. Vasilchenko, O. A. Gress et al. // Proc. of the 24th ICRC, Rome, Italy / Ed. by N. Iucci, E. Lamanna. — Vol. 2. — IUPAP, 1995. — P. 724–727.

71. The First Results of TUNKA-13 EAS Cherenkov Light Experiment / O. A. Gress, T. I. Gress, G. B. Khristiansen et al. // Proc. of the 25th ICRC, Durban, South Africa / Ed. by M. S. Potgieter, C. Raubenheimer, D. J. van der Walt. — Vol. 4. — Transvaal, South Africa : Potchefstroom University, 1997. — P. 129 – 132.
72. Энергетический спектр первичных космических лучей вокруг „колена“ по данным черенковской установки ШАЛ Тунка-25 / Н. М. Буднев, Д. В. Чернов, О. А. Гресс и др. // Изв. РАН. сер. физ. — 2002. — Т. 66, № 11. — С. 1563–1565.
73. Tunka-133 EAS Cherenkov Array: Status of 2007 / N. M. Budnev, O. V. Chvalaev, O. A. Gress et al. — 2007. — Proc. of the 30th ICRC, Mérida, México. arXiv : astro-ph/0801.3037.
74. The new Tunka-133 EAS Cherenkov array: Status of 2009 / B. V. Antokhonova, S. F. Beregneva, N. M. Budnev et al. // Nucl. Inst. Meth. A. — 2011. — Vol. 628, no. 1. — P. 124–127. — Proc. of the 12th Int. VCI.
75. Tunka-HiSCORE — A new array for multi-TeV  $\gamma$ -ray astronomy and cosmic-ray physics / O. Gress, M. Brückner, S. Berezhnev et al. // Nucl. Inst. Meth. A. — 2013. — Vol. 732. — P. 290–294. — Proc. of Vienna Conf. on Instr., 2013.
76. Martens K. et al. The Telescope Array and its Low Energy Extension // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). — 2007. — Vol. 165. — P. 33–36. — Proc. of the CRIS, Catania, Italy, 2006.
77. The Telescope Array Low Energy Extension (TALE) / G. B. Thomson, P. Sokolsky, C. C. H. Jui et al. // Proc. of the 32nd ICRC, Beijing, China. — Vol. 3. — IUPAP, 2011. — P. 337–339.
78. The Telescope Array Low-energy Extension / S. Udo, S. Ogio, M. Takeda et al. // PoS(ICRC2017)544. — 2017. — Proc. of the 35th ICRC, Busan, Korea. URL: <https://pos.sissa.it/301/544/>.
79. Prototype muon detectors for the AMIGA component of the Pierre Auger Observatory / A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta et al. // J. Instrumentation. — 2016. — Vol. 11, no. 2. — P. 02012. — arXiv : physics.ins-det/1605.01625.
80. Varela E. et al. The low-energy extensions of the Pierre Auger Collaboration // J. Phys.: Conf. Ser. — 2013. — Vol. 468, no. 1. — P. 012013. — XV Mexican School of Particles and Fields, 6-15 Sep. 2012, Puabla, Pue, Mexico.

81. База данных событий ШАЛ : РФ. Свидетельство о регистрации баз данных : № 2012620884 / Правообладатель: ФГБУН ИКФИА СО РАН (RU) ; исполн.: А. В. Сабуров : 31.08.2012. — заявка № 2012620667 от 2.07.2012.
82. Оценка массового состава ПКИ в области  $10^{17} - 10^{19}$  эВ на основе многокомпонентного анализа характеристик ШАЛ, зарегистрированных на Якутской комплексной установке / А. А. Иванов, С. П. Кнуренко, А. А. Лагутин и др. // Изв. РАН. сер. физ. — 2007. — Т. 71, № 4. — С. 467–469.
83. The composition of the primary particles at energies  $3 \times 10^{17} - 3 \times 10^{19}$  eV observed at the Yakutsk array / L. G. Dedenko, G. F. Fedorova, T. M. Roganova et al. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2012. — Vol. 39, no. 9. — P. 095202.
84. Глушков А. В., Сабуров А. В. Переменный состав космических лучей с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ по данным мюонных детекторов Якутской установки ШАЛ // Письма в ЖЭТФ. — 2013. — Т. 98, № 10. — С. 661–664. — URL: [http://jetpletters.ac.ru/ps/2026/article\\_30537.shtml](http://jetpletters.ac.ru/ps/2026/article_30537.shtml).
85. Кнуренко С. П., Сабуров А. В. Спектр и массовый состав космических лучей в области  $10^{15} - 10^{18}$  эВ по данным Якутской установки // Изв. РАН. сер. физ. — 2014. — Т. 78, № 3. — С. 324–326.
86. Глушков А. В., Правдин М. И., Сабуров А. В. Переоценка энергии ШАЛ на Якутской установке с помощью кода CORSIKA // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 99, № 8. — С. 501. — URL: [http://jetpletters.ac.ru/ps/2041/article\\_30754.shtml](http://jetpletters.ac.ru/ps/2041/article_30754.shtml).
87. Глушков А. В., Сабуров А. В. Определение глубины максимума каскадной кривой из мюонной компоненты на Якутской установке ШАЛ // ЖЭТФ. — 2014. — Т. 146, № 5 (11). — С. 968–972. — URL: <http://jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/r/146/5/p968?a=list>.
88. Глушков А. В., Сабуров А. В. Массовый состав космических лучей с энергией  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ по данным наземных детекторов Якутской установки ШАЛ // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 100, № 11. — С. 793–796. — URL: [http://jetpletters.ac.ru/ps/2061/article\\_31014.shtml](http://jetpletters.ac.ru/ps/2061/article_31014.shtml).
89. Glushkov A. V., Pravdin M. I., Sabourov A. Revision of the energy calibration of the Yakutsk extensive air shower array // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Jul. — Vol. 90, no. 1. — P. 012005.
90. Глушков А. В., Сабуров А. В. Определение глубины максимума каскадной кривой из мюонной компоненты на Якутской установке ШАЛ // Изв. РАН сер. физ. — 2015. — Т. 79, № 3. — С. 365.



91. Глушков А. В., Сабуров А. В. Массовый состав космических лучей с энергией  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ по данным наземных детекторов Якутской установки ШАЛ // *Изв. РАН сер. физ.* — 2015. — Т. 79, № 3. — С. 368.
92. Knurenko S. P., Sabourov A. [Spectrum and mass composition of cosmic rays in the energy range  \$10^{15} - 10^{18}\$  eV derived from the Yakutsk array data.](#) — 2011. — arXiv : astro-ph.HE/1112.2430. Proc. of the 32nd ICRC, Beijing, China.
93. The energy spectrum of cosmic rays at the highest energies / B. R. Dawson, I. C. Maris, M. Roth et al. // [EPJ Web of Conferences](#). — 2013. — Vol. 53. — P. 01005. — Proc. of the UHECR 2012 — Int. Symp. Future Direct. UHECR Phys.
94. Air shower simulation and hadronic interactions / J. Allen, A. Castellina, R. Engel et al. // [EPJ Web of Conf.](#) — 2013. — Vol. 53. — P. 01007. — Proc. of the UHECR 2012 — Int. Symp. on Future Direct. UHECR Phys.
95. Якутская комплексная установка ШАЛ для исследования космических лучей в области энергий выше  $10^{17}$  эВ / Г. А. Бородина, С. Н. Вернов, В. Е. Геврасев и др. // *Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий.* — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1974. — С. 9–17.
96. Модернизация Якутской установки ШАЛ / А. В. Глушков, В. Г. Греков, Т. А. Егоров, С. В. Максимов // *Характеристики широких атмосферных ливней космических лучей сверхвысоких энергий.* — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1976. — С. 4–16.
97. Установка для регистрации мюонов с энергией больше 1 ГэВ в составе ШАЛ / А. В. Глушков, В. М. Григорьев, О.С. Диминштейн и др. // *Космические лучи сверхвысоких энергий.* — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1979. — С. 130–140.
98. Амплитудные измерения на Якутской установке ШАЛ / А. Н. Гадалов, А. В. Глушков, Т.А. Егоров и др. // *Экспериментальные методы исследований космических лучей сверхвысоких энергий.* — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1974. — С. 30 – 35.
99. Управление и контроль на Якутской установке ШАЛ / А. В. Глушков, О. С. Диминштейн, Т. А. Егоров и др. // *Экспериментальные методы исследований космических лучей сверхвысоких энергий.* — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1974. — С. 43 – 47.

100. Электроника центрального регистратора установки ШАЛ / Г. А. Бородина, В. П. Вальков, В. Е. Геврасев и др. // Экспериментальные методы исследований космических лучей сверхвысоких энергий. — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1974. — С. 48–51.
101. Отклик сцинтилляционных детекторов на частицы широких атмосферных ливней / А. В. Глушков, О. С. Диминштейн, Т. А. Егоров и др. // Экспериментальные методы исследований космических лучей сверхвысоких энергий. — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1974. — С. 52 – 57.
102. Временная структура диска мюонов на больших расстояниях от оси ШАЛ с  $E_0 \geq 6 \times 10^{16}$  эВ / А. В. Глушков, В. Б. Косарев, И. Т. Макаров и др. // Письма в ЖЭТФ. — 1998. — Т. 67. — С. 361.
103. Пространственно-временная структура мюонного диска при  $E_0 \geq 5 \times 10^{16}$  эВ по данным Якутской установки ШАЛ / А. В. Глушков, Л. Г. Деденко, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов // ЖЭТФ. — 2004. — Т. 126. — С. 5.
104. Глушков А. В., Деденко Л. Г., Слепцов И. Е. Исследование структуры мюонного диска при  $E_0 \geq 5 \times 10^{16}$  эВ по данным Якутской установки ШАЛ // ЯФ. — 2005. — Т. 68. — С. 74.
105. The PostgreSQL Global Development Group. PostgreSQL: The world's most advanced open source database [Электронный ресурс]. — 2012. — URL: <http://www.postgresql.org/>.
106. Диминштейн О. С. Методы анализа данных по широким атмосферным ливням и их реализация на Якутской установке ШАЛ : Дисс... кандидата наук / О. С. Диминштейн ; НИИЯФ МГУ. — Москва, 1979.
107. Правдин М. И. Методы анализа данных по широким атмосферным ливням и их реализация на Якутской установке ШАЛ : Дисс... кандидата наук / М. И. Правдин ; НИИЯФ МГУ. — Москва, 1985.
108. Kamata K., Nishimura J. The Lateral and the Angular Structure Functions of Electron Showers // [Prog. of Theor. Phys. Suppl.](#) — 1958. — Vol. 6. — P. 93 – 155.
109. Greisen K. // Progress in Cosmic Ray Physics / Ed. by J. G. Wilson. — Amsterdam : North-Holland Publishing Company, 1956. — Vol. III.
110. Linsley J., Scarsi L., Rossi B. Extremely Energetic Cosmic-Ray Event // [Phys. Rev. Lett.](#) — 1961. — Vol. 6, no. 9. — P. 485–487.

111. The shape of EAS lateral distribution and primary composition of the UHE cosmic rays / A. A. Lagutin, R. I. Raikin, N. Inoue, A. Misaki // Proc. of 27th ICRC, Hamburg. — Copernicus, 2001. — P. 290–293. — arXiv : astro-ph/0208301.
112. Electron lateral distribution in air showers: scaling formalism and its implications / A. A. Lagutin, R. I. Raikin, N. Inoue, A. Misaki // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* — 2002. — Vol. 28, no. 6. — P. 1259.
113. Mean square radius of EAS electrons / A. A. Lagutin, R. I. Raikin, N. Inoue, A. Misaki // Mean square radius of EAS electrons. — Copernicus, 2001. — P. 294–297. — arXiv : astro-ph/0106363.
114. Lagutin A. A., Raikin R. I., Tyumentsev A. G. Model-insensitive approach to the cosmic ray primary mass composition deduction // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2009. — Vol. 196. — P. 383–386. — Proc. of the XV ISVHECRI, 2008, Paris, France.
115. Каганов Л. И. Пространственное распределение заряженных частиц в широких атмосферных ливнях с первичной энергией  $\geq 10^{17}$  эВ : Дисс... кандидата наук / Л. И. Каганов ; НИИЯФ МГУ. — Москва, 1981.
116. Исследование характеристик космического излучения с энергией от  $3 \times 10^{18}$  до  $10^{20}$  эВ : научный отчет : 72001705 / ИКФИА СО АН СССР ; исполн.: Н. Н. Ефимов, Г. Б. Христиансен и др. : 1975.
117. Электроны и мюоны в ШАЛ с  $E_0 > 3 \times 10^{17}$  эВ по данным Якутской установки и модели QGSJet / А. В. Глушков, М. И. Правдин, И. Е. Слепцов и др. // *ЯФ*. — 2000. — Т. 63, № 8. — С. 1557.
118. Спектр космических лучей с энергией выше  $10^{17}$  эВ / М. И. Правдин, А. В. Глушков, В. П. Егорова и др. // *Изв. РАН сер. физ.* — 2004. — Т. 68, № 11. — С. 1621–1623.
119. Глушков А. В., Правдин М. И. Энергетический спектр и анизотропия космических лучей с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ по данным Якутской установки ШАЛ // *ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 128, № 1. — С. 103–114.
120. Слепцов И. Е. Исследование черенковского света в широких атмосферных ливнях с энергией около  $10^{18}$  эВ : Дисс... кандидата наук / И. Е. Слепцов ; ФИАН. — Москва, 1973.
121. Глушков А. В. Пространственное распределение и полный поток черенковского света ШАЛ с первичной энергией  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ : Дисс... кандидата наук / А. В. Глушков ; НИИЯФ МГУ. — Москва, 1982.

122. Кнуренко С. П. Развитие широких атмосферных ливней и массовый состав первичного космического излучения в интервале энергий  $10^{17} - 10^{20}$  эВ : Дисс... кандидата наук / С. П. Кнуренко ; ИКФИА СО РАН. — Якутск, 2003.
123. Энергетический спектр космических лучей экстремальных энергий / А. В. Глушков, О. С. Диминштейн, Н. Н. Ефимов и др. // Характеристики широких атмосферных ливней космических лучей сверхвысоких энергий. — Якутск : ЯФ СО АН СССР, 1976. — С. 45–86.
124. Феноменология ШАЛ и первичное излучение / А. В. Глушков, В. М. Григорьев, О. С. Диминштейн и др. — Препринт ИКФИА СО АН СССР, 1978.
125. Определение энергии ШАЛ в области  $10^{19}$  эВ / А. В. Глушков, М. Н. Дьяконов, Т. А. Егоров и др. // Изв. АН СССР сер. физ. — 1991. — Т. 55. — С. 713.
126. Estimation of primary cosmic ray energy registered at the EAS Yakutsk array / A. V. Glushkov, V. P. Egorova, A. A. Ivanov et al. // Proc. of the 28th ICRC, Tsukuba, Japan / Ed. by T. Kajita, Y. Asaoka, A. Kawachi et al. — Vol. 1. — Tokyo, Japan : Frontiers Science Series, Universal Academy Press, 2003. — P. 393–396.
127. Nikolsky S. I. The energy of various components of EAS and the energy spectrum of primary cosmic radiation // Proc. of the 5th Intern. Seminar on Cosmic Rays, La Paz, Bolivia. — Vol. 2. — Laboratorio de Física Cósmica de la Universidad Mayor de San Andrés, 1962. — P. 48–52.
128. / B. N. Afanasiev, B. N. Dyakonov, T. A. Egorov et al. // Proc. of the Tokyo Workshop on Techniques for the Study of Extremely High Energy Cosmic Rays / Ed. by M. Nagano ; ICRR, U. of Tokyo. — 1993. — P. 35–51.
129. Tunka-25 Air Shower Cherenkov array: The main results / N. Budnev, D. Chernov, O. Gress et al. // [Astropart. Phys.](#) — 2013. — Vol. 50-52. — P. 18–25.
130. The cosmic ray spectrum at energies above  $10^{17}$  eV / D. M. Edge, A. C. Evans, H. J. Garmston et al. // J. Phys. A: Math. Nucl. Gen. — 1973. — Vol. 6. — P. 1612.
131. The  $\rho_{600}$  spectrum and primary energy spectrum at  $E_0 > 10^{17}$  eV / A. V. Glushkov, V. M. Grigoriev, M. N. Dyakonov et al. // Proc. of 20th ICRC, Moscow, USSR / Ed. by V. A. Kozyarivsky, A. S. Lidvansky, T. I. Tulupova et al. — Vol. 5. — Moscow : Nauka, 1987. — P. 494–497.
132. Energy estimation of AGASA events / N. Sakaki, M. Chikawa, M. Fukushima et al. // Proc. of 27th ICRC, Hamburg. — Vol. 1. — Copernicus, 2001. — P. 329.

133. Monocular measurement of the spectrum of UHE cosmic rays by the FADC detector of the HiRes experiment / R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, J. F. Amman et al. // *Astropart. Phys.* — 2005. — Vol. 23, no. 2. — P. 157–174. — arXiv : astro-ph/0208301.
134. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above  $10^{18}$  eV using the Pierre Auger Observatory / J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta et al. // *Physics Letters B.* — 2010. — Vol. 685, no. 4-5. — P. 239–246. — arXiv : astro-ph/1002.1975.
135. Глушков А. В., Правдин М. И. Зависимость энергетического спектра космических лучей сверхвысоких энергий от широты расположения установок ШАЛ // *Письма в ЖЭТФ.* — 2008. — Т. 87, № 7. — С. 406–409.
136. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers : FZKA : 6019 / Forschungszentrum Karlsruhe ; Executor: D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle et al. : 1988.
137. Cosmic rays in the ‘knee’-region — recent results from KASCADE / K. H. Kampert, T. Antoni, W. D. Apel et al. // *Acta Phys. Pol. B.* — 2004. — Vol. 35, no. 6-7. — P. 1799–1812. — Proc. of the Cracow Epiphany Conf. *Astropart. Phys.*, Cracow, Poland. arXiv : astro-ph/0405608.
138. The EGS4 code system : SLAC-R : 265 ; Executor: W. R. Nelson, H. Hirayama, D. W. O. Rogers : SLAC, 1985. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-265.html>.
139. Capdevielle J. N., Gawin J. The radial electron distribution in extensive air showers // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* — 1982. — Vol. 8, no. 9. — P. 1317.
140. Ostapchenko S. S. High Energy Cosmic Ray Interactions — an Overview // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2007. — Vol. 60. — P. 167–170.
141. Dual parton model / A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan, J. Tran Thanh Van // *Phys. Rep.* — 1994. — Vol. 236, no. 4-5. — P. 225–329.
142. Ostapchenko S. S. Hadronic Interactions at Cosmic Ray Energies // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2008. — Vol. 175-176. — P. 73–80. — Proc. of the XIV ISVHECRI, Weihai, China. arXiv : astro-ph/0612068.
143. Калмыков Н. Н., Остапченко С. С. Ядро-ядерное взаимодействие, фрагментация ядер и флуктуации широких атмосферных ливней // *ЯФ.* — 1993. — Т. 56, № 3. — С. 105.
144. Kalmykov N. N., Ostapchenko S. S., Pavlov A. I. Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 1997. — Vol. 52, no. 3. — P. 17–28.

145. Ostapchenko S. S. QGSJETII-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions // [Nucl. Phys. B \(Proc. Suppl.\)](#). — 2006. — Vol. 151, no. 1. — P. 143–146. — Proc. of the XIII ISVHECRI, Pylos, Greece.
146. SIBYLL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades / R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev // [Phys. Rev. D](#). — 1994. — Vol. 50, no. 9. — P. 5710–5731.
147. Werner K. The hadronic interaction model EPOS // [Nucl. Phys. B \(Proc. Suppl.\)](#). — 2008. — Vol. 175-176. — P. 81–87. — Proc. of the XIV ISVHECRI, Weihai, China.
148. GHEISHA: The Simulation of Hadronic Showers : report PITHA : 85/02 / RWTH Aachen ; Executor: H. Fesefeldt : 1985.
149. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions / S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher et al. // [Prog. Part. Nucl. Phys.](#) — 1998. — Vol. 41. — P. 255–369. — arXiv : nucl-th/9803035.
150. Fasso A., Ferrari A., Sala P. R. Electron-photon transport in FLUKA: status // *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications* / Ed. by A. Kling, F. J. C. Bãrao, M. Nakagawa et al. — Springer, 2001. — P. 159–164. — Proc. of the MC 2000 Conf., Lissbon, Portugal.
151. FLUKA: a multi-particle transport code / A. Fassó, A. Ferrari, J. Ranft, P. R. Sala ; CERN, INFN, SLAC. — CERN-2005-10 (2005), INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773, 2005.
152. The FLUKA code: Description and benchmarking / G. Battistoni, S. Muraro, P. R. Sala et al. // *Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006* / Ed. by M. Albrow, R. Raja ; Fermilab. — Vol. 896. — AIP Conference Proceeding, 2007. — P. 31–49.
153. Ostapchenko S. S. QGSJET-II: results for extensive air showers // [Nucl. Phys. B \(Proc. Suppl.\)](#). — 2006. — Vol. 151, no. 1. — P. 147–150. — Proc. of the XIII ISVHECRI, Pylos, Greece. arXiv : astro-ph/0412591.
154. Engel R. and Gaisser T. K., Stanev T., Lipari P. Air shower calculations with the new version of SIBYLL // *Proc. of the 26th ICRC, 1999, Salt Lake City, Utah, USA* / Ed. by B. K. Dingus, D. B. Kieda, M. H. Salamon. — Vol. 1. — New York : AIP Publishing, 2000. — P. 415–418.
155. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1 / E.-J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser et al. // [Phys. Rev. D](#). — 2009. — Vol. 80, no. 9. — P. 094003. — arXiv : hep-ph/0906.4113.

156. A Study of the Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays Using the High-Resolution Fly's Eye / R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad, G. Archbold et al. // *ApJ.* — 2005. — Vol. 622, no. 2. — P. 910. — arXiv : astro-ph/0407622.
157. Werner K., Drescher H. J., Ostapchenko S., Pierog T. The Nexus Model. — 2001. — arXiv : hep-ph/0209198.
158. Cosmic ray air shower characteristics in the framework of the parton-based Gribov-Regge model NEXUS / G. Bossard, H. J. Drescher, N. N. Kalmykov et al. // *Phys. Rev. D.* — 2001. — Vol. 63. — P. 054030. — arXiv : hep-ph/0009119.
159. Werner K., Liu F.-M., Pierog T. Parton ladder splitting and the rapidity dependence of transverse momentum spectra in deuteron-gold collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider // *Phys. Rev. C.* — 2006. — Vol. 74. — P. 044902.
160. Werner K., Pierog T. [Extended Air Shower Simulations Using EPOS](#) // Proc. of the C2CR07: COLLIDERS TO COSMIC RAYS / Ed. by M. Tripathi, R. E. Breedon. — Vol. 928. — AIP Publishing, 2007. — P. 111. — arXiv : astro-ph/0707.3330.
161. Pierog T., Werner K. Muon Production in Extended Air Shower Simulations // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 171101. — arXiv : astro-ph/0611311.
162. Pierog T., Werner K. EPOS Model and Ultra High Energy Cosmic Rays // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*. — 2009. — Vol. 196. — P. 102–105. — Proc. of the XV ISVHECRI, 2008, Paris, France. arXiv : hep-ph/0905.1198.
163. Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics / D. d'Enterria, R. Engel, T. Pierog et al. // *Astropart. Phys.* — 2011. — Vol. 35, no. 2. — P. 98–113. — arXiv : astro-ph/1101.5596.
164. Csörgő H. Elastic Scattering and Total Cross-Section in p+p reactions measured by the LHC Experiment TOTEM at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // *Prog. Theor. Phys. Suppl.* — 2012. — no. 193. — P. 180–193. — Proc. of the XLI ISMD, Hiroshima, Japan. arXiv : hep-ex/1204.5689.
165. Ostapchenko S. Monte Carlo treatment of hadronic interactions in enhanced Pomeron scheme: QGSJET-II model // *Phys. Rev. D.* — 2011. — Vol. 83. — P. 014018. — arXiv : hep-ph/1010.1869.
166. Pierog T., Karpenko Iu., Katzy J. M. et al. EPOS LHC: test of collective hadronization with LHC data. — 2013. — arXiv : hep-ph/1306.0121.

167. Pierog T. Connecting accelerator experiments and cosmic ray showers // [EPJ Web of Conf.](#) — 2013. — Vol. 53. — P. 01004. — Proc. of the UHECR 2012 — Int. Symp. Future Direct. UHECR Phys.
168. Caso C. Review of Particle Physics // [EPJ C.](#) — 1998. — Vol. 3. — P. 1–783.
169. LHC Update of the Hadronic Interaction Model SIBYLL 2.1 / E.-J. Ahn, R. Engel, T. K. Gaisser et al. // Proc. of the 33rd ICRC, Rio de Janeiro. — 2013.
170. Heck D., T. Pierog. — Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide, Version 7.37xx. — Karlsruhe Institut für Technologie, Karlsruhe, 2013.
171. СВФУ. Вычислительный кластер [Электронный ресурс]. — URL: [http://s-vfu.ru/universitet/rukovodstvo-i-struktura/instituty/imi/nik\\_vt/cluster.php](http://s-vfu.ru/universitet/rukovodstvo-i-struktura/instituty/imi/nik_vt/cluster.php).
172. First results of fast one-dimensional hybrid simulation of EAS using CONEX / T. Pierog, M. K. Alrkseeva, T. Bergmann et al. // [Nucl. Phys. B \(Proc. Suppl.\)](#). — 2006. — Vol. 151, no. 1. — P. 159–162. — Proc. of the XIII ISVHECRI. arXiv : astro-ph/0411260.
173. One-dimensional hybrid approach to extensive air shower simulation / T. Bergmann, R. Engel, D. Heck et al. // [Astropart. Phys.](#) — 2007. — Vol. 23, no. 6. — P. 420–432. — arXiv : astro-ph/0606564.
174. Федунин Е. Ю. Расчеты базы данных для оценивания энергии шишантских атмосферных ливней : Дисс... кандидата наук / Е. Ю. Федунин ; МГУ. — Москва, 2004.
175. Gaisser T. K., Hillas A. M. Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers // Proc. of the 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria, 1977. — Vol. 8. — Sofia : Bulgarska Akademiia na Naukite, 1978. — P. 353–357.
176. Haungs A., Rebel H., Roth M. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays // [Reports on Prog. Phys.](#) — 2003. — Vol. 66, no. 7. — P. 1145–1206.
177. Beringer J., Particle Data Group. Review of Particle Physics // [Phys. Rev. D.](#) — 2012. — Vol. 86, no. 1. — P. 01001.
178. Particle Data Group. Atomic and Nuclear Properties of Materials for more than 300 materials [Электронный ресурс]. — 2012. — URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/AtomicNuclearProperties/index.html>.



179. Калибровка энергии широких атмосферных ливней с использованием черенковского и флуоресцентного света / Л. Г. Деденко, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова и др. // [ЯФ](#). — 2007. — Т. 70, № 10. — С. 1806–1811.
180. Hörandel J. R. A review of experimental results at the knee // [J. Phys.: Conf. Ser.](#) — 2006. — Vol. 47. — P. 41–50. — Proc. of the „Physics at the end of the galactic cosmic ray spectrum”, April 2005, Aspen, Colorado, USA.
181. The Cerenkov Radiation and Longitudinal Development of EAS with  $E_0 > 10^{17}$  eV / A. V. Glushkov, V. M. Grigoryev, N. N. Efimov et al. // Proc. of the 16th ICRC, Kyoto, Japan / Ed. by S. Miyake, N. G. Kaigi, N. B. Gakkai. — Vol. 8. — ICRR, University of Tokyo, 1979. — P. 159.
182. The maximum depth of shower with  $E_0$  larger than  $10^{17}$  eV on average characteristics of EAS different components / A. V. Glushkov, N. N. Efimov, I. T. Makarov et al. // Proc. of the 19th ICRC, La Jolla, USA. — Vol. 7. — NASA, 1985. — P. 48–51.
183. Cherenkov Light of EAS and Longitudinal-Lateral Development of Shower at Highest Energies / M. N. Dykonov, A. A. Ivanov, S. P. Knurenko et al. // Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, Canada / Ed. by D. A. Leahy, R. B. Hickws, D. Venkatesan. — Vol. 4. — Singapore : World Scientific, 1993. — P. 303.
184. Cosmic-ray composition around  $10^{18}$  eV / T. K. Gaisser, Todor Stanev, Serap Tilav et al. // [Phys. Rev. D](#). — 1993. — Vol. 47. — P. 1919–1932.
185. Measurement of the Cosmic-Ray Energy Spectrum and Composition from  $10^{17}$  to  $10^{18.3}$  eV Using a Hybrid Technique / T. Abu-Zayyad, K. Belov, D. J. Bird et al. // [ApJ](#). — 2001. — Vol. 557, no. 2. — P. 686.
186. Measurement of the Depth of Maximum of Extensive Air Showers above  $10^{18}$  eV / J. Abraham, P. Abreu, M. Aglietta et al. // [Phys. Rev. Lett.](#) — 2010. — Vol. 104, no. 9. — P. 091101.
187. Mass composition working group report / E. Barcikowski, J. Bellido, J. Belz et al. // [EPJ Web of Conferences](#). — 2013. — Vol. 53, no. 14. — P. 01006. — Proc. of the UHECR 2012 — Int. Symp. on Future Direct. UHECR Phys.
188. Jui C. H. Cosmic Ray in the Northern Hemisphere: Results from the Telescope Array Experiment. — 2011. — arXiv : astro-ph/1110.0133. Proc. of the APS DPF Meeting, Providence, USA.
189. Tunka-133: Results of 3 year operation / V. V Prosin, S. F. Berezhnev, N. M. Budnev et al. // [Nucl. Instr. Meth. A](#). — 2014. — Vol. 756. — P. 94 – 101.

190. Глушков А. В., Правдин М. И. Нестационарные явления в космических лучах с  $E_0 \leq 10^{18}$  эВ по данным Якутской установки ШАЛ // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Т. 95, № 9. — С. 499–503. — URL: [http://jetpletters.ac.ru/ps/1962/article\\_29691.shtml](http://jetpletters.ac.ru/ps/1962/article_29691.shtml).
191. Primary energy spectra of cosmic rays selected by mass groups in the knee region / H. Ulrich, T. Antoni, W. D. Apel et al. // Proc. of the 27th ICRC, Hamburg, Germany. — Vol. 1. — Copernicus, 2001. — P. 97.
192. Andringa S. Results of the Pierre Auger Observatory on Astroparticle Physics. — 2010. — arXiv : astro-ph/1005.3795.
193. Indications of Proton-Dominated Cosmic-Ray Composition above 1.6 EeV / R. U. Abbasi, T. Abu-Zayyad et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 161101.
194. Tsunesada Y. Highlights from Telescope Array. — 2011. — arXiv : astro-ph.HE/1111.2507v1.
195. Распределение глубины максимума ливня при  $E_0 = 10^{18}$  эВ / А. В. Глушков, Л. Г. Деденко, Н. Н. Ефимов и др. // Изв. АН СССР. сер. физ. — 1986. — Т. 50, № 11. — С. 2166–2167.
196. The spectrum features of UHECRs below and surrounding GZK / V. P. Egorova, A. V. Glushkov, A. A. Ivanov et al. // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* — 2004. — Vol. 136, no. 0. — P. 3–11.
197. Abreu P. et al. The Pierre Auger Observatory I: The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements. — 2011. — arXiv : astro-ph.HE/1107.4809.
198. Knurenko S. P., Petrov Z. E., Sidorov R. et al. Cosmic ray spectrum in the energy range  $10^{15}$  –  $10^{18}$  eV and the second knee according to the small Cherenkov setup at the Yakutsk EAS array. — 2013. — arXiv : astro-ph.HE/1310.1978. Proc. of the 33rd ICRC, Rio de Janeiro, Brazil.
199. The spectrum of high-energy cosmic rays measured with KASCADE-Grande / W. D. Apel, J.C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk et al. // *Astropart. Phys.* — 2012. — Vol. 36, no. 1. — P. 183–194.
200. Правдин М. И. Основные результаты исследования космических лучей сверхвысоких энергий на Якутской установке ШАЛ. — 2014. — Приглашенный доклад на 33-й ВККЛ, г. Дубна.

# Список иллюстраций

1.1	План расположения станций наблюдения и детекторов на Якутской установке ШАЛ	32
1.2	Конструкция сцинтилляционного детектора Якутской установки	33
1.3	Сцинтилляционный счетчик площадью 2.25 м <sup>2</sup> пирамидальной конструкции	34
1.4	Дифференциальный спектр отклика сцинтилляционного счётчика площадью 2 м <sup>2</sup> от фона космических лучей	34
1.5	Изменение вида спектра отклика для неуправляемого сцинтилляционного счётчика при различных уровнях шума	35
1.6	Измерение отклика сцинтилляционного счетчика от вертикального релятивистского мюона	35
1.7	Дифференциальное распределение отклика сцинтилляционного счетчика площадью 2 м <sup>2</sup> от вертикального мюона	36
1.8	Дифференциальные спектры амплитудных распределений от сцинтилляционного счётчика площадью 2 м <sup>2</sup>	37
1.9	Интегральные спектры отклика сцинтилляционного счетчика от фона космических лучей в разных условиях	38
1.10	Функциональная схема преобразователей и подключения их к аноду ФЭУ	38
1.11	Преобразование амплитуды в длительность на основе разряда RC-цепи	39
1.12	Преобразование амплитуда в число пиков на основе LC-контура	39
1.13	Примеры амплитудных характеристик RC-преобразователей	40
2.1	Сравнение параметров неупругого взаимодействия согласно моделей QGSJet II, QGSJet01 и SIBYLL-2.1	46
2.2	Средние положения максимумов в ливнях, вызванных протонами и ядрами железа согласно моделей QGSJet II, QGSJet01 и SIBYLL-2.1	47
2.3	Отношение $N_\mu$ ( $\epsilon_\mu > 10$ ГэВ) на уровне моря в моделях QGSJet II и QGSJet01 для протонов и ядер железа	47
2.4	Сравнение предсказаний моделей EPOS-1.6 с QGSJet II-03 по числу заряженных частиц и числу мюонов на уровне наблюдения	49

2.5	ЕРОS-1.6 и QGSJet II: отношение числа нейтральных пионов к числу заряженных частиц как функция энергии вторичных частиц при кинетической энергии $10^5$ ГэВ . . . . .	49
2.6	Сечение неупругих взаимодействий $p$ -воздух согласно моделям ЕРОS-1.6, ЕРОS-1.99, QGSJet II и SIBYLL-2.1 . . . . .	51
2.7	Сравнение теоретических расчетов сечений рассеяния $p-p$ с данными отчета Particle Data Group и эксперимента TOTEM . . . . .	51
2.8	Значения $\langle x_{\max} \rangle$ в ШАЛ, инициированных протонами и ядрами железа: сравнение теоретических предсказаний двух поколений моделей QGSJet II и ЕРОS с экспериментальными данными . . . . .	52
2.9	Среднее число мюонов на уровне наблюдения, нормированное на первичную энергию: сравнение предсказаний теоретических предсказаний двух поколений моделей адронных взаимодействий . . . . .	52
3.1	Дифференциальные энергетические спектры электронов и позитронов на разных расстояниях от оси . . . . .	58
3.2	Дифференциальные энергетические спектры гамма-фотонов на разных расстояниях от оси . . . . .	59
3.3	Дифференциальные энергетические спектры мюонов на разных расстояниях от оси . . . . .	60
3.4	Пространственное распределение заряженных частиц (электронов с $\varepsilon_i \times \cos \theta_i > 2$ МэВ и мюонов с $\varepsilon_i \times \cos \theta_i > 50$ МэВ) в ливнях, вызванных первичными протонами с энергией $10^{17} - 10^{19.5}$ эВ с углом прихода $\cos \theta = 0.95$ (симуляция в рамках 4 моделей) . . . . .	62
3.5	Пространственное распределение мюонов с $\varepsilon_i \times \cos \theta_i > 1$ ГэВ в ливнях, вызванных первичными протонами с энергией $10^{17} - 10^{19.5}$ эВ с углом прихода $\cos \theta = 0.95$ (симуляция в рамках 4 моделей) . . . . .	63
3.6	Зависимость глубины максимума развития ШАЛ $x_{\max}$ от энергии первичной частицы $E_0$ для 4 моделей . . . . .	65
3.7	Одномерная модель сцинтилляционного детектора . . . . .	68
3.8	Энергопотери мюонов в воде . . . . .	68
3.9	Функция отклика мюонной компоненты . . . . .	69
3.10	Энергопотери электронов в воде . . . . .	69
3.11	Функция отклика электрон-позитронной компоненты . . . . .	71
3.12	Прохождение фотонной компоненты ШАЛ через сцинтилляционный детектор . . . . .	71
3.13	Функция отклика фотонной компоненты ШАЛ . . . . .	77

3.14	Пространственное распределение компонент ШАЛ с разными энергетическими порогами и соответствующие им отклики в ливнях, вызванных первичными протонами с энергией $10^{18}$ эВ (в относительных единицах) . . . . .	78
3.15	Пространственное распределение компонент ШАЛ с разными энергетическими порогами и соответствующие им отклики в ливнях, вызванных первичными ядрами железа с энергией $10^{18}$ эВ . . . . .	79
3.16	Пространственные распределения частиц ШАЛ, вызванных первичными протонами и ядрами железа с $E_0 = 10^{19.5}$ эВ (в относительных единицах): SIBYLL-2.1 и QGSJet01	80
3.17	Пространственные распределения частиц ШАЛ, вызванных первичными протонами и ядрами железа с $E_0 = 10^{19.5}$ эВ (в относительных единицах): EPOS-LHC и QGSJet II-04	81
3.18	Пространственное распределение откликов НСД ЯКУ ШАЛ в ливнях, вызванных первичными протонами с $E_0 = 10^{18}$ эВ и $\cos \theta = 0.95$ . . . . .	82
3.19	Средние ФПР откликов НСД и их аппроксимация в ливнях, инициированных первичными протонами и ядрами железа с $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$ эВ и $\cos \theta = 0.95$ (SIBYLL-2.1 и QGSJet01) . . . . .	83
3.20	Средние ФПР откликов НСД (зеленые треугольники) и их описание аппроксимацией (3.5) (синяя линия) в ливнях, инициированных первичными протонами и ядрами железа с $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$ эВ и $\cos \theta = 0.95$ (QGSJet II-04 и EPOS-LHC) . . . . .	84
3.21	Пространственное распределение мюонов с порогом $\varepsilon_{thr.} \geq 1$ ГэВ $\cdot \cos \theta$ в ливнях, вызванных первичными протонами с $E_0 = 10^{18}$ эВ и $\cos \theta = 0.95$ . . . . .	85
3.22	Зенитно-угловая зависимость величины $\lg(\rho_s(600, \theta))/E_0$ согласно предсказаниям модели QGSJet01 для первичных протонов и ядер железа с энергиями $E_0 = 10^{17}, 10^{18}$ и $10^{19}$ эВ . . . . .	86
3.23	Энергетическая зависимость величины $\lg(\rho_s(600, 0^\circ)/E_0)$ для первичных протонов и ядер железа согласно предсказаниям модели QGSJet01 для вертикальных ливней . . .	86
4.1	Аналитические аппроксимации ФПР откликов НСД вида (3.5) в ливнях с $E_0 = 10^{17} - 10^{19.5}$ эВ и $\cos \theta = 0.95$ , вызванных первичными протонами и ядрами железа, полученные с использованием нескольких моделей адронных взаимодействий . . . .	89
4.2	Среднее пространственное распределение откликов наземных детекторов ЯКУ ШАЛ с первичной энергией $\langle E_0 \rangle \simeq 3.5 \times 10^{17}$ эВ и $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.95$ . . . . .	91
4.3	Локальный наклон ФПР откликов наземных сцинтилляционных детекторов в диапазоне расстояний 100400 м от оси в ливнях с $\cos \theta = 0.95$ и первичными энергиями в диапазоне $10^{17} - 10^{19.5}$ эВ . . . . .	92

4.4	Зависимости массового состава КЛ от первичной энергии, полученные на разных установках ШАЛ . . . . .	93
4.5	Средняя ФПР откликов подземных мюонных детекторов с порогом $1 \text{ ГэВ} \times \text{сек } \theta$ в ливнях с $\langle E_0 \rangle \simeq 3.98 \times 10^{17} \text{ эВ}$ и $\langle \cos \theta \rangle \simeq 0.9$ . . . . .	96
4.6	Энергетическая зависимость средней плотности мюонов с порогом $1.0 \cdot \text{сек } \theta \text{ ГэВ}$ на расстоянии от оси 300 м, нормированной на первичную энергию $E_0$ , в ливнях с $\langle \cos \theta \rangle = 0.9$ : сравнение с теоретическими предсказаниями, полученными в рамках моделей QGSJet II-04, QGSJet01 и SIBYLL-2.1 для первичных протонов и ядер железа . . . . .	97
4.7	Зависимости глубины максимума развития ШАЛ $x_{\text{max}}$ от логарифма нормированной на первичную энергию плотности мюонов $\rho_\mu(300)$ с порогом $1.0 \cdot \text{сек } \theta \text{ ГэВ}$ в ливнях с $E_0 = 10^{17} - 10^{19} \text{ эВ}$ и $\cos \theta = 0.9$ для первичных протонов и ядер железа, вычисленные в рамках моделей QGSJet II-04, QGSJet01 и SIBYLL-2.1 . . . . .	99
4.8	Зависимости глубины максимума развития ШАЛ $x_{\text{max}}$ от энергии ПКЛ . . . . .	100
4.9	Зависимость масштабного коэффициента (4.8) от расстояния (в $\text{г}/\text{см}^2$ ) от $x_{\text{max}}$ до уровня наблюдения $x_{\text{obs}}$ . для двух составов ПКЛ . . . . .	104
4.10	Энергия ПКЛ, реконструированная по классификационному параметру $\rho_s(600, \theta)$ , в ливнях с $\langle \cos \theta \rangle = 0.95$ . . . . .	107
4.11	Дифференциальные энергетические спектры согласно данным крупнейших мировых установок ШАЛ . . . . .	108
4.12	Дифференциальные энергетические спектры ПКЛ по данным компактных и гигантских установок ШАЛ . . . . .	110
A.1	Структурная схема базы данных событий ШАЛ . . . . .	137

# Список таблиц

3.1	Параметры якутской атмосферы . . . . .	57
4.1	Измеряемые параметры ШАЛ от первичных ядер $A$ . . . . .	102
4.3	Энергетический баланс ШАЛ . . . . .	103

# Приложение А

## Структурная схема базы данных для событий ШАЛ

База данных (БД) Якутской установки предназначена для хранения, обновления и предоставления данных по событиям широких атмосферных ливней (далее — событие), вызываемых космическими лучами сверхвысоких энергий, зарегистрированных Якутской комплексной установкой ШАЛ. Она обеспечивает стандартизованный, оперативный и централизованный доступ к экспериментальным данным ЯКУШАЛ.

Данная БД реализована на основе СУБД PostgreSQL. Структурно, она представляет собой несколько таблиц, сгруппированных в соответствии со спецификой эксперимента (см. рис. А.1). Так как атмосферный ливень представлен в показаниях множества детекторных станций наблюдения для различных типов элементарных частиц (электромагнитной, заряженной, мюонной компонент ШАЛ, а также детекторов черенковского излучения), показания этих станций отражены в соответствующих таблицах (таблицы *master*, *center* и *cerenkov*). Сами показания в этих таблицах хранятся в массивах, длина которых равна полному числу станций установки на момент регистрации. В случае отсутствия показаний (станция не сработала), соответствующие элементы этих массивов заполняются отрицательными числами (-1.0). Для геометрической реконструкции (определения оси ливня, т.е. нахождения точки пересечения траектории первичной частицы, вызвавшей ШАЛ, с плоскостью установки) и дальнейшего анализа необходимо знать координаты каждой станции наблюдения. Эти координаты (равно как и другая информация о станциях) хранятся в таблице *array\_configuration* в виде массивов, длина которых равна полному числу станций установки на момент регистрации события.

Каждый элемент массивов в колонках таблицы *array\_configuration* соответствует элементам массивов в колонках таблиц *master*, *center* и *cerenkov*. Таким образом, номер элемента массива является номером станции, что позволяет обращаться к данными конкретной станции непосред-



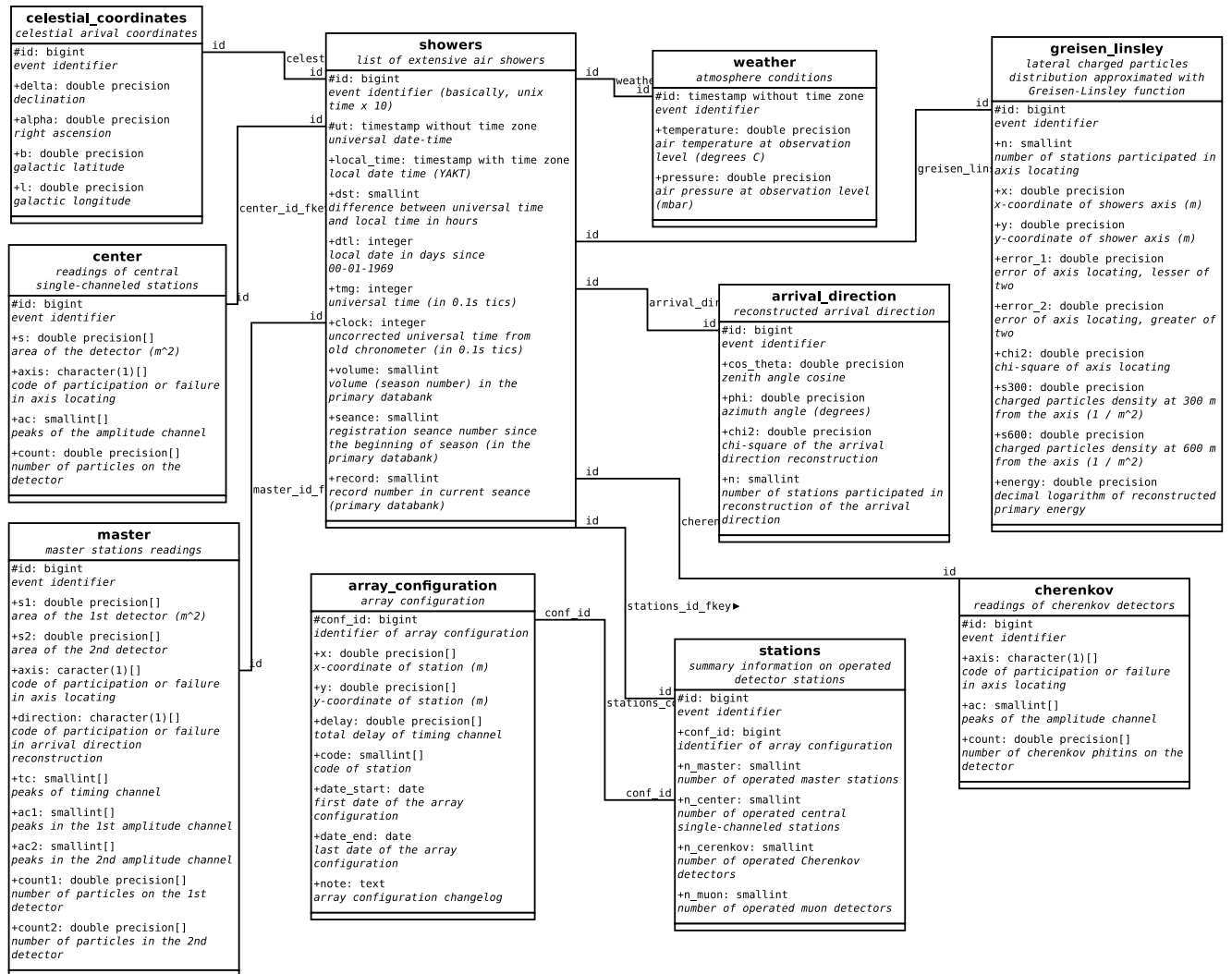


Рис. А.1: Структурная схема базы данных событий ШАЛ. Показаны таблицы базы данных с полями и комментариями. Ломаными линиями показаны соединения таблиц через внешние ключи, обеспечивающие целостность данных.

ственно с помощью языка запросов SQL, например для мониторинга аппаратных сбоев станции в течение рассматриваемого периода. Связь показаний станций в событии с конфигурацией установки осуществляется через колонку *conf\_id* (первичный ключ в таблице *array\_configuration*, внешний ключ в таблице *stations*).

Каждому событию в БД назначен уникальный идентификатор (*id*), генерируемый на основе мирового даты-времени регистрации события (колонка *ut* в таблице *showers*). Этот идентификатор является первичным ключом в таблице *showers* и других таблицах (см. рис. A.1) и, в то же время, в других таблицах он является внешним ключом, ссылающимся на колонку *id* в таблице *showers*, обеспечивая таким образом целостность данных.

Далее приводится подробное описание таблиц БД и их полей.

## Список таблиц

### *array\_configuration*

Таблица *array\_configuration* содержит описание конфигурации установки в разные периоды работы.

колонка	тип	ограничение	описание
<i>conf_id</i>	bigint	PRIMARY KEY	идентификатор периода с соответствующей конфигурацией установки
<i>x</i>	double precision[]		координаты <i>x</i> детекторов установки (м)
<i>y</i>	double precision[]		координаты <i>y</i> детекторов установки (м)
<i>delay</i>	double precision[]		полная задержка временного канала (ед. 100 нс)
<i>code</i>	smallint[]		кодовый признак станции
<i>date_start</i>	date		начало периода действия конфигурации
<i>date_end</i>	date		окончание периода действия конфигурации
<i>note</i>	text		описание изменений в конфигурации

Кодовые признаки станций:

- 1 - мастерная станция с начальным вариантом электроники станции наблюдения (ЭСН): 2 счетчика суммируются на входе одного преобразователя и имеют один амплитудный канал. В такой конфигурации работали станции ШАЛ-13 некоторый период (2-6 до 1985 г.);
- 2 - мастерная станция со стандартным вариантом ЭСН с 2 счетчиками и 2 амплитудными каналами. В данное время все мастерные станции первой очереди;
- 3 - мастерная станция, в которой установлен 1 счетчик в режиме с пониженной фоновой загрузкой. Имеет более высокий порог срабатывания, чем два первых. По этому варианту работали 6 станций с 1979 г. по 1985 г. (36-41);
- 4 - станция сгущения с 1 счетчиком;
- 5 - станция сгущения с 2 счетчиками;
- 6 - отдельный канал (секция) мюонного детектора, площадь от 2.25 м<sup>2</sup> до 6.75 м<sup>2</sup> в зависимости от номера секции и времени регистрации;
- 7 - детектор суперсгущения площадью 0.25 м<sup>2</sup>;
- 8 - отсутствует, либо демонтирована;
- 11 - связан с ливнями 74-77 гг., которые записаны в банк с перфолент, на которых записаны отобранные ливни по жесткому критерию и выводились плотности на м<sup>2</sup>, а не показания в числе частиц на всю площадь;
- 12 - мастерная станция второй очереди аналогичная 2, но ЭСН может иметь до 12 каналов информации.

## showers

Таблица *showers* содержит список зарегистрированных событий ШАЛ.

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
ut	timestamp without zone	UNIQUE NOT NULL	мировое время
local_time	timestamp with time zone		местное время

dst	smallint	разница между мировым и местным временами в часах
dtl	integer	местная дата в днях, прошедших с 31.12.1968
tmg	integer	мировое время (ед. 0.1 с)
clock	integer	неисправленное мировое время по показаниям старого хронометра (ед. 0.1 с)
volume	integer	номер тома (сезона регистрации) в первичном банке данных
seance	smallint	номер сеанса регистрации с начала сезона в первичном банке данных
record	smallint	номер записи в текущем сеансе в первичном банке данных

### weather

Таблица **weather** содержит информацию об атмосферных условиях (температура, давление) для каждого зарегистрированного события, оказывающих влияние на развитие атмосферного ливня.

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
temperature	double precision		температура (°C)
pressure	double precision		давление (мбар)

### arrival\_direction

Таблица **arrival\_direction** содержит реконструированные направления первичных частиц КЛСВЭ, инициировавших ШАЛ.

колонка	тип	ограничение	описание
---------	-----	-------------	----------

id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
cos_theta	double precision		косинус зенитного угла
phi	double precision		азимутальный угол (град)
chi2	double precision		Хи-квадрат полученного направления прихода первичной частицы
n_stations	smallint		число станций, принимавших участие в определении направления прихода первичной частицы

## stations

Таблица *stations* содержит список и описание сработавших при регистрации события детекторных станций. Через внешний ключ **conf\_id** осуществляется связь с конфигурацией установки на момент регистрации события.

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
conf_id	bigint	FOREIGN KEY REFERENCES array_configuration(conf_id)	идентификатор периода с соответствующей конфигурацией установки
n_master	smallint		число сработавших мастерных станций
n_center	smallint		число сработавших одноканальных станций центрального сгущения
n_cerenkov	smallint		число сработавших детекторов черенковского света
n_muon	smallint		число сработавших мюонных детекторов

---

## master

Таблица **master** содержит показания мастерных станций (т.е. сцинтилляционных детекторных станций, участвующих в отборе событий).

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
s1	double[]		площадь первого детектора (м <sup>2</sup> )
s2	double		площадь второго детектора (м <sup>2</sup> )
axis	character(1)[]		кодировый признак участия или сбоя при определении оси ливня
direction	character(1)[]		кодировый признак участия или сбоя при реконструкции направления первичной частицы
tc	smallint[]		аппаратные показания временного канала
ac1	smallint[]		аппаратные показания первого амплитудного канала
ac1	smallint[]		аппаратные показания второго амплитудного канала
count1	double precision[]		число частиц на всю площадь первого детектора
count2	double precision[]		число частиц на всю площадь второго детектора

Кодовые признаки\_ участия или сбоя при определении оси ливня для мастерных станций:

- '0' - не участвовала;
- '+' - участвовала, плотность частиц определена по обоим детекторам;
- '1' - участвовала, плотность частиц определена по первому детектору;
- '2' - участвовала, плотность частиц определена по второму детектору;

'D' - из списка для определения удалит оператор.

Кодовые признаки участия или сбоя при реконструкции направления первичной частицы для мастерных станций:

'0' - не участвовала;

'+' - участвовала;

'E' - сбой временного канала, определила программа;

'D' - из списка для определения удалит оператор.

### center

Таблица **center** содержит показания одноканальных станций центрального сгущения, не участвующих в отборе событий.

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
s	double precision[]		площадь детектора (м <sup>2</sup> )
axis	character(1)[]		кодовый признак участия или сбоя при определении оси
ac	smallint[]		аппаратные показания амплитудного канала
count	double precision[]		число частиц на всю площадь детектора

Кодовые признаки центральных станций

'0' - не участвовала;

'+' - участвовала;

'D' - из списка для определения удалит оператор.

## cerenkov

Таблица **cerenkov** содержит показания детекторов черенковского света.

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного со- бытия ШАЛ
axis	character(1)[]		кодový признак участия или сбоя при определении оси
ac	smallint[]		аппаратные показания амплитудного ка- нала
count	double precision[]		плотность фотонов

Кодовые признаки черенковских детекторов:

- '0' - не участвовал;
- '+' - участвовал;
- 'D' - из списка для определения удалил оператор.

## greisen\_linsley

Таблица **greisen\_linsley** содержит результаты геометрической реконструкции зарегистрированных ливней (координаты оси ливня на плоскости установки) и их классификационные параметры (плотность заряженных частиц на расстояниях 300 м и 600 м, первичная энергия), определенные при фитировании функции пространственного распределения заряженных частиц в аппроксимации Грейзена-Линсли.

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного со- бытия ШАЛ



n	smallint	число станций, принимавших участие в определении оси
x	double precision	координата x оси ливня (м)
y	double precision	координата y оси ливня (м)
error_1	double precision	ошибка лоцирования оси, меньшая из двух
error_2	double precision	ошибка лоцирования оси, меньшая из двух
chi2	double precision	Хи-квадрат определения оси
s300	double precision	плотность заряженных частиц на расстоянии 300 м от оси ( $\text{м}^{-2}$ )
s600	double precision	плотность заряженных частиц на расстоянии 600 м от оси ( $\text{м}^{-2}$ )
energy	double precision	десятичный логарифм первичной энергии (в эВ), оцененный калориметрическим методом

### celestial\_coordinates

Таблица **celestial\_coordinates** содержит реконструированные направления прихода первичных частиц на небесной сфере:

колонка	тип	ограничение	описание
id	bigint	PRIMARY KEY, FOREIGN KEY REFERENCES showers(id)	идентификатор зарегистрированного события ШАЛ
delta	double precision		склонение
alpha	double precision		прямое восхождение

---

b	double precision	галактическая широта
---	---------------------	----------------------

---

l	double precision	галактическая долгота
---	---------------------	-----------------------

---

---