

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Иванова Анна Леонидовна

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ УСТАНОВКИ  
TUNKA-GRANDE ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В  
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  $10^{16} \div 10^{18}$  ЭВ

Специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

*на соискание учёной степени*

*кандидата физико-математических наук*

НАУЧНЫЕ РУКОВОДИТЕЛИ:

доктор физико-математических наук

Калмыков Н.Н.

доктор физико-математических наук

Буднев Н.М.

Иркутск 2015

## Содержание

|  |    |
|--|----|
| Введение.....  | 4  |
| Глава 1. Обзор установок, ведущих исследования ПКЛ в области высоких и сверхвысоких энергий методом ШАЛ..... | 15 |
| 1.1. Первые «гигантские» установки ШАЛ, ведущие исследования ПКЛ в области предельно высоких энергий .....   | 15 |
| 1.2. Действующие гигантские экспериментальные установки .....  | 20 |
| 1.3. Исследование ПКЛ в интервале энергий от $10^{16}$ эВ до $10^{18}$ эВ .....                              | 28 |
| Глава 2. Гамма-обсерватория TAIGA .....  | 43 |
| 2.1. Состав гамма-обсерватории TAIGA .....   | 43 |
| 2.2. Сцинтилляционный комплекс Tunka-Grande.....   | 47 |
| Глава 3. Моделирование ШАЛ .....   | 53 |
| 3.1. Программный пакет Aires .....   | 53 |
| 3.2. Корреляция полного числа электронов и полного числа мюонов ШАЛ с энергией первичной частицы.....        | 55 |
| 3.3. Пробеги поглощения электронов и мюонов по данным программы Aires .....                                  | 59 |
| 3.4. ФПР мюонов.....   | 61 |
| Глава 4. Моделирование работы сцинтилляционной части установки Tunka-133 .....                               | 64 |
| 4.1. Постановка задачи моделирования .....   | 64 |
| 4.2. Моделирование первичной энергии, направления прихода и положения оси ШАЛ .....                          | 66 |
| 4.3. Полное число электронов и полное число мюонов в ШАЛ .....   | 69 |
| 4.4. Выбор ФПР электронов и ФПР мюонов в программе моделирования... ..                                       | 71 |
| 4.5. Плотность частиц в сцинтилляционных детекторах.....   | 73 |
| 4.6. Учет временных задержек при моделировании.....  | 75 |
| Глава 5. Восстановление смоделированных данных.....  | 77 |
| 5.1. Основные этапы восстановления зарегистрированных событий ШАЛ.. ..                                       | 77 |

|        |  |     |
|--------|--|-----|
| 5.2.   | Восстановление направления прихода ШАЛ. Метод треугольника .....                                 | 79  |
| 5.3.   | Восстановление положения оси и полного числа электронов ШАЛ .....                                | 80  |
| 5.4.   | Восстановление полного числа мюонов ШАЛ и энергии первичной частицы, сгенерировавшей ливень..... | 82  |
| 5.5.   | Метод максимума функции правдоподобия .....  | 83  |
| 5.6.   | Общая информация по восстановленным событиям .....   | 85  |
| 5.7.   | Восстановление особенностей в энергетическом спектре ПКЛ.....                                    | 89  |
| 5.8.   | Спектры по числу частиц ШАЛ и спектр по параметру $\rho_{300}$ .....                             | 92  |
| 5.9.   | Перспективы изучения массового состава ПКЛ.....  | 94  |
| 5.10.  | Характеристики сцинтилляционной установки.....   | 97  |
| 5.10.1 | Энергетический порог измерений и эффективная площадь сцинтилляционной установки .....            | 98  |
| 5.10.2 | Точность восстановления положения оси .....  | 101 |
| 5.10.3 | Энергетическое разрешение.....   | 102 |
|        | Заключение .....   | 103 |
|        | Список литературы .....  | 106 |

## Введение

### Актуальность темы

Космические лучи являются уникальным природным источником частиц высоких и сверхвысоких энергий и позволяют получать информацию как о микромире – природе и взаимодействиях элементарных частиц и ядер, так и о крупномасштабных процессах, происходящих не только в нашей Галактике, но и за ее пределами.

Несмотря на то, что с момента открытия первичных космических лучей (ПКЛ) прошло более 100 лет, вопросы, связанные с этим явлением, не теряют своей актуальности. Постоянно уточняются и углубляются наши представления о составе ПКЛ, происхождении, механизмах распространения в межзвездной и межпланетной средах, характере ядерных взаимодействий, в которых они участвуют.

Прямые методы измерений потоков ПКЛ высоких энергий (измерения на спутниках [1]: эксперименты “Протон [2-4], Сокол [5,6], PAMELA [7], AMS-01 [8,9], AMS-02 [10,11], баллонные эксперименты [1]: JACEE [12-15], RANJOB [16, 17], ATIC Collaboration [18] и др. [1]) позволили изучить массовый состав космических лучей и энергетические спектры различных компонент до энергий приблизительно  $10^{14}$  эВ. В эксперименте Протон-4 была получена рекордная точка в спектре всех частиц, соответствующая 2 ПэВ. Предполагается, что новые эксперименты на спутниках (см., например, проект INCA [19]) смогут в будущем измерить состав и энергетический спектр ПКЛ в области «колена» ( $10^{15} - 10^{16}$  эВ). Прямые измерения наиболее надежны [20], но они реализуемы только при относительно невысоких энергиях (в настоящее время не выше  $10^{15}$  эВ), где поток космических лучей достаточно велик и можно детектировать частицы установленными на спутники детекторами за пределами атмосферы. При энергиях свыше  $10^{15}$  эВ поток КЛ становится настолько малым, что единственный способ исследования космических лучей - регистрация широких атмосферных ливней (ШАЛ) с помощью системы синхронно работающих детекторов, размещенных на большой площади [20]. Эти детекторы регистрируют те или

иные вторичные частицы и излучения ШАЛ, порожденных первичной космической частицей при попадании в атмосферу. Однако, при восстановлении энергии, массы и направления первичной частицы по данным об измеренных параметрах ШАЛ следует помнить, что связь между характеристиками первичной частицы и ШАЛ носит вероятностный характер.

При прохождении космических лучей через атмосферу Земли в результате ядерных и электромагнитных взаимодействий происходит каскадное рождение элементарных частиц – развивается широкий атмосферный ливень. На малых расстояниях от оси ливня частицы ШАЛ образуют диск. Радиус этого диска определяется кулоновским рассеянием ливневых частиц в атмосфере, а разброс в длинах траекторий частиц, приходящих в данную точку, приводит к возникновению толщины диска, растущей с удалением от оси ливня. В процессе развития ливня в атмосфере число вторичных частиц увеличивается до глубины, где средняя энергия вторичных частиц равняется критической энергии. Ниже этого уровня число частиц уменьшается приблизительно по экспоненте. Глубина атмосферы, на которой в каскаде достигается наибольшее число заряженных частиц, называется глубиной максимума ливня  $X_{\max}$ . В ходе развития каскада образуются компоненты ШАЛ – адронная, электронно-фотонная, мюонная, нейтринная, а также генерируются оптические (черенковское и флуоресцентное) и радио излучения. Наиболее многочисленными среди заряженных частиц ШАЛ являются электроны и позитроны. При энергии ШАЛ около 1 ПэВ число электронов на уровне моря  $\approx 10^5$ – $10^6$ . Количество мюонов составляет примерно 10% от числа электронов. Число гамма-квантов примерно в два раза превышает число электронов, а адроны составляют около 1% от полного числа частиц в ШАЛ. Именно вторичные частицы ШАЛ, а также излучения, создаваемые заряженными частицами ливня, и используются для исследования ПКЛ высоких, сверхвысоких и предельно высоких энергий. Размеры ливня зависят от энергии первичной частицы. Для первичной частицы с энергией  $E_0 > 10^{16}$  эВ характерный поперечный размер ливня на поверхности Земли достигает нескольких сотен

метров, а число составляющих его вторичных частиц, в основном электронов и гамма-квантов, – более  $10^7$ .

Для реализации метода ШАЛ требуются детекторы большой площади, рассчитанные на длительную экспозицию, что обусловлено малостью потока ПКЛ сверхвысоких энергий. Наиболее распространённый путь – это строительство наземных установок площадью от долей до тысяч квадратных километров, которые могут эксплуатироваться длительное время. Несмотря на интенсивное изучение, природа космических лучей сверхвысоких энергий до сих пор до конца не ясна, и является предметом исследования многих современных экспериментов, таких как AUGER[21], ЯкуШАЛ[22], Тунка-133[23,24], KASCADE [25], KASCADE-Grande [26], ICE TOP[27] и др.

Другая особенность изучения ПКЛ сверхвысоких энергий связана с необходимостью опираться на данные модельных расчётов при интерпретации экспериментальных данных. Современные ускорительные эксперименты заканчиваются на эквивалентной лабораторной энергии  $\sim 10^{17}$  эВ [28], тогда как наблюдаются ПКЛ со значительно более высокими энергиями, так что имеется необходимость вести моделирование ШАЛ, порожденных ПКЛ с энергиями до  $10^{21}$  эВ.

Особый интерес представляет изучение космических лучей в энергетическом диапазоне  $10^{16} - 10^{18}$  эВ. До энергий начальной части этого диапазона, согласно современным представлениям, космические лучи могут ускоряться в оболочках сверхновых. Существуют серьезные аргументы в пользу того, что при более высоких энергиях в этом диапазоне происходит переход от галактических к внегалактическим космическим лучам [20]. Однако, несмотря на то, что изучение именно этого энергетического диапазона имеет существенное значение для понимания происхождения и распространения космических лучей в нашей Галактике, наблюдается недостаток экспериментальной информации о ПКЛ с энергией  $10^{16} - 10^{18}$  эВ. Это связано с тем, что «плотные» экспериментальные установки при малых расстояниях между детекторными пунктами имеют слишком маленькую площадь для набора достаточной статистики, а гигантские

установки в большинстве (обсерватория AUGER, TA, HiRes, AGASA) имеют существенно более высокий энергетический порог.

Для регистрации ШАЛ при энергиях  $10^{16}$  –  $10^{18}$  эВ требуются установки с площадью не менее  $1 \text{ км}^2$  и расстоянием между детекторами не более 100 м. Для увеличения количества и качества информации о регистрируемом ШАЛ перспективным представляется регистрация установкой не одной, а нескольких компонент ливня, например, черенковского излучения, его мюонной и электронной составляющих.

Установка Тунка-133 [23], расположенная в Тункинской долине (республика Бурятия) в 50 км от озера Байкал, включает в себя в настоящее время 175 оптических детекторов, регистрирующих черенковское излучение ШАЛ. Все детекторы сгруппированы в 25 кластеров, по 7 детекторов в каждом. Шесть детекторов одного кластера расположены в вершинах правильного шестиугольника, один в центре. Расстояние между детекторами 85 метров. Строительство центральной части установки, включающей в себя 19 кластеров, распределенных на площади около квадратного километра, было завершено в 2009 году. В 2010-2012 годах развернуто дополнительно 6 внешних кластеров, так что площадь установки Тунка-133 выросла до 3-х квадратных километров.

В 2013 году в рамках создания гамма-обсерватории TAIGA [24] (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray and Gamma Astronomy) в Тункинском астрофизическом центре коллективного пользования ИГУ началось строительство сцинтилляционной установки Tunka-Grande. Сцинтилляционная установка будет вести регистрацию ШАЛ совместно с установками Тунка-133 и Tunka-Rex (Tunka- Radio extension) [29]. Это позволит значительно увеличить число регистрируемых событий, улучшить точность измерения параметров ШАЛ, получить более надежные сведения о массовом составе ПКЛ, расширить энергетический диапазон в область сверхвысоких энергий и провести абсолютную энергетическую калибровку черенковской установки Тунка-133. Таким образом, дополнение установок Тунка-133 и Tunka-Rex сцинтилляционными детекторами мюонов и электронов позволит получать

качественно новые экспериментальные данные о космических лучах в области энергий  $10^{16} - 10^{18}$  эВ [23].

Впоследствии установка Tunka-Grande станет частью комплекса для измерения заряженной компоненты ШАЛ в составе гамма-обсерватории TAIGA, и будет, том числе, использоваться для исследования потоков гамма-квантов сверхвысоких энергий при совместной работе с другими установками: Тунка-133, Tunka-Rex, TAIGA-HiSCORE (прототип установки - Tunka-HiSCORE) и TAIGA-IACT [24]. В этих исследованиях также будут использоваться результаты, полученные в данной диссертации.

### **Цель работы**

Цель диссертационной работы заключается в исследовании возможностей и разработке способов изучения первичных космических лучей в области энергий  $10^{16} \div 10^{18}$  эВ с помощью сцинтилляционной установки Tunka-Grande. Для этого было необходимо:

Применительно к условиям конкретного эксперимента произвести расчет пространственного распределения заряженной и мюонной компонент ШАЛ, корреляции числа электронов и числа мюонов с энергией первичной частицы, на основе результатов моделирования развития ШАЛ в атмосфере методом Монте-Карло.

Разработать программное обеспечение для моделирования процесса регистрации заряженной компоненты ШАЛ с помощью установки Tunka-Grande и выполнить с его помощью расчеты, необходимые для выбора ее геометрических размеров и конструкции детекторов, оптимальных с точки зрения достижения максимально возможной эффективности регистрации ливней, в частности, определить целесообразность размещения сцинтилляционных детекторов у внешних кластеров установки Тунка-133, а также оценить энергетический порог и другие характеристики установки Tunka-Grande.

Создать методику обработки данных, получаемых с помощью установки Tunka-Grande, и разработать мультикомпонентный метод восстановления



энергетического спектра и массового состава ПКЛ по этим экспериментальным данным.

### **Научная новизна работы**

К числу новых результатов следует отнести создание методики моделирования и обработки данных сцинтилляционного комплекса Tunka-Grande, построенного в Тункинской долине. В программы заложены расчетные зависимости между полным числом заряженных частиц ШАЛ, полным числом мюонов в ливне и энергией первичной частицы, зависимости флуктуаций числа заряженных частиц и числа мюонов от энергии первичной частицы, полученные из анализа результатов моделирования в программном пакете Aires [30] для условий Тункинской долины.

В диссертации впервые:

Разработан мультикомпонентный метод восстановления параметров ШАЛ на основе экспериментальных данных, получаемых с помощью системы детекторов установки Tunka-Grande, регистрирующих мюонную и электрон-фотонную компоненты ШАЛ. Проведено моделирование эксперимента Tunka-Grande, позволившее выяснить качество работы различных процедур восстановления параметров первичной частицы и отладить окончательный вариант программы.

Разработана методика измерения электрон-фотонной и мюонной компонент ШАЛ с помощью детекторов заряженных частиц и мюонных детекторов большой площади, позволяющая независимо от калориметрической черенковской установки Тунка-133 восстанавливать исходные параметры ШАЛ и вызвавшей его первичной частицы с хорошей точностью.

Используя полученные с помощью разработанного пакета программ результаты, проведена оценка эффективности, энергетического порога и ряда других параметров установки Tunka-Grande. Показано, что при попадании оси ливня в пределы сцинтилляционной установки пороговая энергия установки, соответствующая эффективности регистрации 90%, равна  $8 \cdot 10^{15}$  эВ, при энергии  $10^{16}$  эВ эффективность составляет 95%, а при энергии  $3 \cdot 10^{16}$  эВ доходит до 99%.

Показано, что погрешность восстановления по данным установки Tunka-Grande числа электронов ШАЛ составляет 17% при энергии  $10^{15}$  эВ, а при энергии  $10^{16}$  эВ уменьшается до 10%. Начиная с энергии  $10^{16}$  эВ точность восстановления числа мюонов 25%, ошибка определения направления прихода первичной частицы оказывается не больше  $1.4^\circ$ . Погрешность в определении положения оси ливня составляет 17м при энергии  $10^{16}$  эВ, а при энергии  $3 \cdot 10^{16}$  эВ не превышает 10 м.

Проведен анализ возможности восстановления энергетического спектра ПКЛ по данным новой установки. Показано, что показатель энергетического спектра может быть восстановлен с погрешностью порядка 0.01, и лишь в области энергий более  $10^{17}$  эВ, где нельзя рассчитывать на получение большой статистики за разумное время работы (3 года), погрешность доходит до 0.05. Показано также, что возможные нерегулярности в спектре на масштабе  $\Delta(\lg E)$  порядка 0.2 могут быть адекватно воспроизведены установкой.

Проведен анализ возможности восстановления массового состава ПКЛ по данным новой установки и показано, что достигнутые точности в определении числа электронов и мюонов позволяют вести анализ массового состава стандартными методами. Дополнительное привлечение к анализу данных черенковской части установки о глубине максимума ливня даёт возможность значительно (вплоть до порядка) повысить вероятность выделения различных групп ядер.

### **Научная и практическая значимость работы**

Результаты диссертационной работы важны для изучения первичного космического излучения. Они имеют большое значение для целого ряда практических приложений, включая задачи совместного анализа данных с установок, использующих детекторы различного типа, экспериментальной отработки методов исследования ПКЛ путем регистрации радиоизлучения ШАЛ, абсолютной энергетической калибровки черенковских установок Tunka-133 и TAIGA-HiSCORE, выработки триггера для радио-установки Tunka-Rex [29].

Разработанное программное обеспечение будет использовано при регистрации мюонов и электронов ШАЛ в Тункинском эксперименте.

Моделирование эксперимента позволило определить оптимальную геометрическую конфигурацию установки Tunka-Grande, позволяющую достигнуть высокую эффективность регистрации ливней.

Качество представленной методики реконструкции событий (при  $E_0 > 10^{16}$  эВ точность восстановления энергии первичной частицы не хуже 15%) позволяет использовать восстановленные таким образом значения энергии первичной частицы для проведения постоянного мониторинга точности абсолютной энергетической калибровки черенковских установок Тунка-133 и TAIGA-HiSCORE путем сравнения результатов, получаемых разными методами на установках Тунка-133, TAIGA-HiSCORE и Tunka-Grande.

### **На защиту выносятся**

1. Метод моделирования процесса регистрации ШАЛ сцинтилляционными детекторами Tunka-Grande и методика восстановления параметров ливней и характеристик ПКЛ.
2. Оценка эффективности регистрации ШАЛ при попадании оси ливня в пределы сцинтилляционной установки, энергетического разрешения, радиуса эффективной регистрации ливней сцинтилляционного комплекса Tunka-Grande.
3. Точность и качество восстановления основных параметров ШАЛ (направления прихода и положения оси ливня, полного числа заряженных частиц и полного числа мюонов) полученные при использовании разработанной методики обработки событий.
4. Результаты восстановления энергетического спектра ПКЛ по смоделированным данным в области энергий  $10^{16}$  -  $10^{18}$  эВ при использовании разработанной методики обработки событий.
5. Возможность анализа массового состава ПКЛ по данным Tunka-Grande.

### **Вклад автора**

Автор принимала участие на всех этапах создания сцинтилляционной установки в Тункинской долине.

При непосредственном участии автора разработан пакет программ, позволяющий оценить не только характеристики новой установки, но и качество разработанной методики восстановления исходных параметров ШАЛ. Создана программа моделирования отклика сцинтилляционных детекторов установки Tunka-Grande. Разработано программное обеспечение, позволяющее обрабатывать как «искусственные» события ШАЛ, так и реальные экспериментальные данные. Автором проведен анализ возможности восстановления особенностей в энергетическом спектре ПКЛ при помощи разработанных ей программ и алгоритмов.

На основе данных пакета программ Aires автором выполнен расчёт средних ФПР мюонов в диапазоне первичных энергий  $10^{16} \div 10^{18}$  эВ в рамках модели QGSJET [31], и проведен их анализ, получены расчетные зависимости между полным числом заряженных частиц в ливне и полным числом мюонов ШАЛ от энергии первичной частицы. Существенная часть публикаций по теме диссертации подготовлена и написана автором.

### **Апробация работы**

Результаты диссертации докладывались на V Всероссийской молодежной конференции «Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики» (г. Москва, 2013г), международной научной конференции «The 40<sup>th</sup> COSPAR SCIENTIFIC ASSEMBLY» (г. Москва, 2 – 9 августа 2014 г), «33-ей Всероссийской конференции по космическим лучам» (г. Дубна, 11 – 15 августа 2014г), Международной байкальской молодежной научной школе по фундаментальной физике «Физические процессы в космосе и околоземной среде» (г. Иркутск, 14 – 18 сентября 2015г).

### **Публикации**

1. Berezhnev S. F., Besson D.,..., Ivanova A. et al. The Tunka experiment: status 2013// 33rd Int. Cosmic Ray Conf., RIO DE JANEIRO , Brazil – 2013, №0418
2. Tluczykont M. ,..., Ivanova A. et al. The HiSCORE experiment and its potential for gamma-ray astronomy // J. Phys.: Conf. Ser.. - 2013. - Т. 409. - С. 12120-12124.

3. M. Kunnas (Hamburg U.), M. Brückner (Humboldt U., Berlin), N. Budnev (Irkutsk State U.),..., Ivanova A. *et al.* Hardware and first results of TUNKA-HiSCORE. *Nucl.Instrum.Meth.* A742 (2014) 269-270. DOI: 10.1016/j.nima.2013.12.025
4. S.F. Berezhnev (SINP, Moscow), D. Besson (Kansas U.), N.M. Budnev (Irkutsk State U.),..., A. Ivanova *et al.* The Tunka - Multi-component EAS detector for high energy cosmic ray studies. *Nucl.Instrum.Meth.* A732 (2013) 281-285. DOI: 10.1016/j.nima.2013.05.180
5. M. Tluczykont, D. Hampf, U. Einhaus, D. Horns (Hamburg U.),..., A. Ivanova *et al.* HiSCORE: The hundred-i square-km cosmic ORigin explorer. *AIP Conf.Proc.* 1505 (2012) 821-824 DOI: 10.1063/1.4772386
6. M. Kunnas, R. Nachtigall, S.N. Epimakhov,..., A. Ivanova *et al.* The hardware of the HiSCORE gamma-ray and cosmic ray Cherenkov detector. *AIP Conf.Proc.* 1505 (2012) 825-828. DOI: 10.1063/1.4772387
7. N.M. Budnev , I.I. Astapov, A.G. Bogdanov,..., A.L. Ivanova *et al.* TAIGA the Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma Astronomy - present status and perspectives.// *JINST.* 9 (2014) C09021
8. А.Л. Иванова. Моделирование сцинтилляционного эксперимента Тунка-133.// 33-я Всероссийская конференция по космическим лучам (Дубна, 11-15 августа 2014г.): Тезисы докладов. 2014. С. 18
9. Н.М. Буднев, А.Л. Иванова, Н.Н. Калмыков, Л.А. Кузьмичев, В.П. Сулаков, Ю.А. Фомин. Моделирование сцинтилляционного эксперимента Тунка-133. // *Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* 2014. №4. с.80-85
- 10.Н.М. Буднев, А.Л. Иванова, Н.Н. Калмыков, Л.А. Кузьмичев, В.П. Сулаков, Ю.А. Фомин. Эксперимент TUNKA-GRANDE: сцинтилляционная часть гамма-обсерватории TAIGA. // *Известия РАН. Серия физическая.* 2015, т. 79, №3, с.430-431

11. Н.М. Буднев, А.Л. Иванова, Н.Н. Калмыков, Л.А. Кузьмичев, В.П. Сулаков, Ю.А. Фомин. Возможности сцинтилляционного эксперимента Tunka-Grande в изучении массового состава первичных космических лучей // Вестн. Моск. ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия. 2015. № 2. с. 80-84
12. M. Tluczykont, ..., A.L. Ivanova et al. Towards gamma-ray astronomy with timing arrays // Journal of Physics Conference Series - 2015. - vol.632. - p. 012042.
13. A. Porelli, ..., A.L. Ivanova et al. Timing calibration and directional reconstruction for Tunka-HiSCORE// Journal of Physics Conference Series - 2015.-vol.632 .-p. 012041.
14. M. Kunas, ..., A.L. Ivanova et al. Simulation of the hybrid Tunka Advanced International Gamma-ray and Cosmic ray Astrophysics (TAIGA)// Journal of Physics Conference Series -2015. - vol.632.- p. 012040.
15. N. Budnev, ..., A.L. Ivanova et al. The Tunka detector complex: from cosmic-ray to gamma-ray astronomy// Journal of Physics Conference Series - 2015. - vol.632. - p. 012034.
16. S. Epimakhov, ..., A.L. Ivanova et al. Amplitude calibration with the HiSCORE-9 array// Journal of Physics Conference Series - 2015. - vol.632 .- p. 012007.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Содержит 41 рисунок и 7 таблиц; список литературы включает 110 наименований. Объем диссертации 114 страниц.

## **Глава 1. Обзор установок, ведущих исследования ПКЛ в области высоких и сверхвысоких энергий методом ШАЛ**

Одна из важнейших характеристик космических лучей — зависимость их потока от энергии. Эта величина варьируется в очень широких пределах, поэтому в разных энергетических диапазонах используются различные экспериментальные методы для исследования энергетического спектра, массового состава, углового распределения потока ПКЛ.

Прямые методы измерения [20], позволяющие детектировать частицы за пределами атмосферы, используются при относительно невысоких энергиях (не выше  $10^{14}$  эВ), где поток космических лучей достаточно велик. Подняв установку выше основной толщи атмосферы на аэростате или спутнике, можно измерить заряд частицы (с помощью полупроводникового, черенковского или сцинтилляционного детектора). Таким образом выделяются ядра. Для измерения энергии применяются магнитные спектрометры, газовые черенковские счетчики, детекторы переходного излучения и наиболее универсальные приборы — ионизационные калориметры. Прямые методы измерения наиболее надёжны, однако, требуют высоких денежных затрат и технически нереализуемы для изучения ПКЛ сверхвысоких энергий (СВЭ). Исследование энергетического спектра и массового состава космических лучей с энергией выше  $10^{14}$  эВ в связи с малой интенсивностью ПКЛ СВЭ ( $50 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$  при энергии  $>10^{15}$  эВ и менее 3-х частиц  $\text{м}^{-2} \cdot \text{год}^{-1}$  при энергии  $>10^{16}$  эВ) до сих пор возможно только с помощью косвенных методов регистрации, таких, каким является метод измерения различных компонент широких атмосферных ливней - ШАЛ.

### **1.1. Первые «гигантские» установки ШАЛ, ведущие исследования ПКЛ в области предельно высоких энергий**

К гигантским экспериментальным установкам можно отнести установки, имеющие площадь не менее  $10 \text{ км}^2$  и исследующие космическое излучение в

области энергий выше  $10^{18}$  эВ. Из экономических соображений в больших установках приходится располагать детекторы на большом ( $\sim 1$  км и более) расстоянии друг от друга. Основная часть потока частиц ШАЛ в таком случае проходит вдали от детекторов, и восстановление полного числа частиц и положения оси ливня зависит от предположений о функции пространственного распределения (ФПР) – зависимости плотности частиц от расстояния до оси ШАЛ. Из условия накопления за разумное время достаточной статистики площадь установки, регистрирующей ШАЛ с энергией  $10^{19}$  эВ и выше, должна быть  $\sim 10$  км<sup>2</sup> и более.

Начиная с 1959 года, в мире начали создаваться так называемые шаловские установки больших площадей, позволяющие вести исследования КЛ в области сверхвысоких энергий. Одними из первых были такие установки, как установка Volcano Ranch (Нью-Мексико, США), английская установка ШАЛ Haverah Park и австралийская установка ШАЛ SUGAR (Narrabri), AKENO и её продолжение Akeno Giant Air Shower Array (AGASA) в Японии.

Американская установка ШАЛ Volcano Ranch [32,33] располагалась на высоте 1800м над уровнем моря. Данная установка регистрировала заряженную компоненту ШАЛ и имела площадь регистрации около 12 км<sup>2</sup>. Именно здесь в 1961г. был впервые зарегистрирован ШАЛ с энергией  $E \geq 6 \cdot 10^{18}$  эВ, а в 1963г. гигантский атмосферный ливень, вызванный частицей с энергией порядка  $10^{20}$  эВ. Сам факт существования ливней с такими большими энергиями, подтвержденный впоследствии другими экспериментами, является важным для астрофизики космических лучей. Период работы установки: с 1959г. по 1963г.

Комплексная установка ШАЛ Haverah Park университетов Лидс, Ноттингем, Лондон, Дарэм (Англия) [34] регистрировала черенковский свет в водных баках, т.е. суммарное энерговыделение в водном объёме (чистая горная вода). Диапазон энергий регистрируемых ШАЛ от  $10^{16}$  до  $10^{20}$  эВ [34,35]. Площадь всей комплексной установки, на которой были размещены 580 водных черенковских детекторов, составляла 15 км<sup>2</sup>. Период работы установки: 1968 - 1987гг.



Установка ШАЛ Сиднейского университета (Австралия) SUGAR [36] работала в период с 1968г. по 1979г. и регистрировала на уровне моря проникающую мюонную компоненту ШАЛ. Общая регистрирующая площадь этой установки составляла около  $55 \text{ км}^2$ . В ее состав входило 408 жидких сцинтилляционных детекторов с площадью каждого  $6 \text{ м}^2$ . Благодаря своим размерам установка позволяла вести регистрацию ШАЛ, сгенерированных первичными частицами с энергией от  $10^{16}$  до  $10^{21}$  эВ. Энергия первичных частиц на установке SUGAR находилась из полного числа вертикальных мюонов с порогом  $E_\mu = 0.75 \sec\theta [\text{ГэВ}]$ . Энергетический спектр, восстановленный по данным SUGAR, представлен на рис.1.1.

В 1990 г. в районе Акено (Япония) была запущена гигантская установка AGASA (Akeno Giant Air Shower Array), позволяющая исследовать ПКЛ с энергией от  $10^{17}$  эВ до  $10^{20}$  эВ [37,38]. Новая установка состояла из 111 наземных сцинтилляционных детекторов и 27 мюонных детекторов. Площадь эффективной регистрации установки составляла около  $100 \text{ км}^2$ . За четырнадцатилетний период работы (1990 - 2004 гг.) на установке было зарегистрировано около 1000 событий с энергией более  $10^{19}$  эВ, в том числе 11 событий с энергией более  $10^{20}$  эВ. Результаты AGASA были использованы для анализа энергетического спектра и анизотропии космических лучей [38]. Полученные данные позволили подтвердить существование космических лучей сверхвысоких энергий ( $> 5 \times 10^{19}$  эВ), таких, какие наблюдались в эксперименте Fly's Eye (штат Юта, США), в котором регистрировалось флуоресцентное излучение, возникающее в результате развития ШАЛ в верхних слоях атмосферы.

Экспериментальная установка Fly's Eye (штат Юта, США) (1981-1993) [39] работала в период с 1981 по 1993 годы. В 1981-1986 гг установка состояла из объединенных в один детектор 67 оптических модулей. В состав каждого модуля входило параболическое зеркало диаметром 1,5 м. В 1987 году вступил в работу второй детектор установки, расположенный на расстоянии 3,4 км от первого и состоящий из 36 аналогичных модулей. Эффективная площадь регистрации ШАЛ с энергией  $E_0 > 5 \cdot 10^{19}$  эВ, определяющаяся площадью светосбора в той области

атмосферы, откуда приходит наибольшее количество флуоресцентного света, достигла  $1000 \text{ км}^3$ . Именно на установке Fly's Eye было зарегистрировано событие ШАЛ с самой высокой измеренной энергией  $3,2 \cdot 10^{20}$  эВ (1991г).

High Resolution Fly's Eye (HiRes) [40](1997-2006гг) стал преемником проекта Fly's Eye. Как и Fly's Eye, установка HiRes располагалась в Западной пустыне штата Юта, США и представляла собой эксперимент по изучению космических лучей сверхвысоких энергий методом регистрации флуоресцентного излучения, вызываемого ШАЛ. В своей итоговой конфигурации она состояла из 63 детекторов флуоресцентного излучения, объединенных в два независимых кольца. В первое кольцо входило 21 зеркало диаметром 3 м, во второе – 42 зеркала. В первом кольце зеркала были ориентированы так, чтобы просматривать небо в диапазоне от 3 до 16 градусов по вертикали во всем диапазоне азимутальных углов. Во втором кольце – так, чтобы просматривать небо в диапазоне углов от 3 до 31 градуса по вертикали при условии полного азимутального покрытия. Группы детекторов располагались на вершинах двух холмов на расстоянии 12.6 км друг от друга. В безлунную ночь в области наблюдения обоих колец находилась атмосфера Земли над территорией общей площадью около  $3000 \text{ км}^2$ . В течение года работы на установке HiRes было зарегистрировано не менее 300 событий с энергией выше  $10^{19}$  эВ. Установка HiRes стала первым экспериментом, результаты работы которого указали на наличие эффекта Грейзена-Зацепина-Кузьмина (ГЗК) – обрезания в спектре ПКЛ (данные AGASA не подтверждали существования ультра-фиолетового обрезания).

Все перечисленные выше установки на сегодня прекратили своё существование. Часть из них была использована в качестве надёжной основы при создании более мощных установок нового поколения.

На рис. 1.1*a,b* [41] представлены дифференциальные энергетические спектры установок AGASA, HiRes, Haverah Park, Auger, SUGAR и ЯкуШАЛ, описание которой приводится ниже в пункте 1.2.

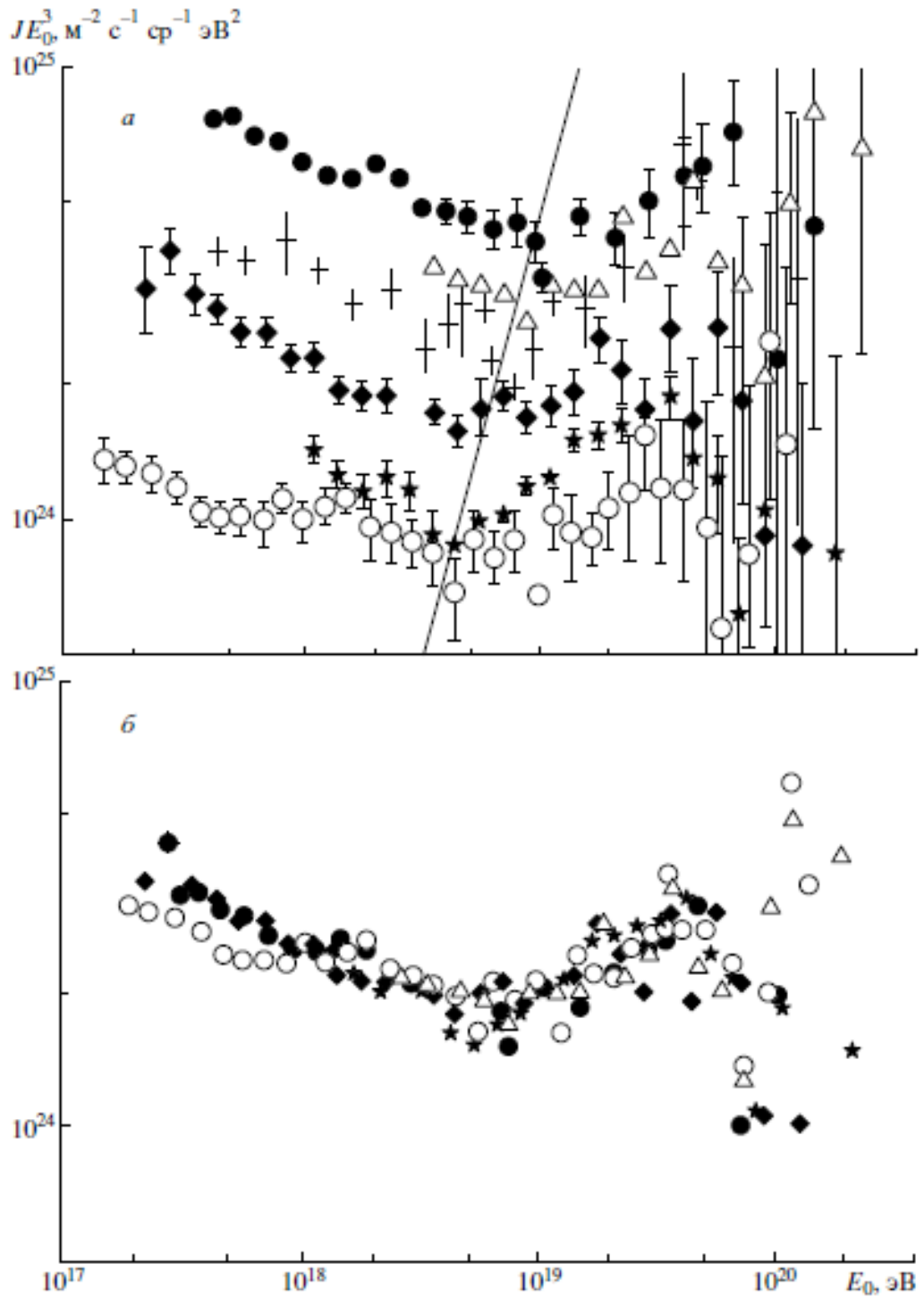


Рис. 1.1 *a* - Дифференциальные энергетические спектры, полученные на установках AGASA (белые треугольники), HiRes (ромбики), Naverah Park (крестики), Auger (звездочки), SUGAR (белые кружки), ЯкуШАЛ (черные кружки); *b* - те же спектры, только после изменения их энергии в  $K = 0.85; 1.02; 0.9; 1.19; 1.29; 0.75$  раз соответственно.

## 1.2. Действующие гигантские экспериментальные установки

К действующим гигантским установкам относятся Telescope Array (ТА) в США [42], установка Pierre Auger Observatory (Auger) [43,44] в Аргентине, и Якутская установка ЯкуШАЛ [45] (Россия). Поскольку каждая из установок ведёт регистрацию не менее чем двух различных компонент ШАЛ, то в рамках поставленной задачи создания мультикомпонентного метода восстановления данных установки Tunka-Grande вызывают особый интерес применяемые на них методы обработки событий.

Telescope Array (ТА)[42,46] является результатом сотрудничества университетов и научно-исследовательских институтов США, Японии, Кореи, России и Бельгии. В частности, в этом проекте объединились две ранее конкурировавшие коллаборации: HiRes (High Resolution Fly's Eye) [40] и AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) [37]. Проект предназначен для детектирования ШАЛ, сгенерированных космическими лучами предельно высоких энергий ( $E > 10^{18}$  эВ), и объединяет в себе две основные методики измерения ПКЛ сверхвысоких энергий: регистрацию заряженной компоненты ШАЛ и регистрацию флуоресцентного излучения. ТА [47] состоит из трех детекторов флуоресценции, объединенных в три станции, расположенные в вершинах равностороннего треугольника с длиной стороны 30км, и более чем 500 сцинтилляционных детекторов, площадью  $3\text{м}^2$  каждый, распределенных в узлах вписанной в треугольник квадратной решетки площадью около  $730\text{ км}^2$ . Строительство нового комплекса было начато на территории штата Юта, США в 2003 г., а в 2007 г на ТА был произведен первый набор данных. Восстановление энергии первичной частицы по данным сцинтилляционных детекторов происходит по формуле связи между энергией первичной частицы и измеренной в эксперименте плотностью заряженных частиц на расстоянии 800м от оси ШАЛ  $S(800)$ [48]. Поскольку соотношение между параметром  $S(800)$  и первичной энергией получено из анализа результатов Монте-Карло моделирования, то

данный способ восстановления энергии первичной частицы является модельно зависимым.

Разработанная для установки Tunka-Grande методика восстановления событий в целом аналогична методике, применяемой на ТА. Основное отличие заключается в выбранном восстанавливаемом параметре и аппроксимации ФПР электронов. Относительно небольшие размеры Tunka-Grande (0.5 кв. км.) и плотность расположения станций наблюдения установки позволяют в качестве восстанавливаемого параметра использовать не плотность, а число частиц.

С другой стороны, энергия первичной частицы на ТА оценивается калориметрическим методом по данным детекторов флуоресценции. При этом также используются результаты Монте-Карло моделирования. Энергетический спектр, восстановленный по данным детекторов флуоресценции по сравнению с энергетическим спектром, восстановленным по данным сцинтилляционных детекторов, имеет большую статистику при меньших энергиях и невысокую статистику при сверхвысоких энергиях. Поэтому данные спектры сложно сравнивать при энергиях ГЗК – обрезания, однако их поведение в районе энергий 5 – 60 ЭэВ согласуется достаточно хорошо[48].

В настоящее время проводится модернизация установки Telescope Array для расширения энергетического диапазона регистрации в сторону низких энергий [45]. Предполагалось, что TALE (Telescope Array Low Energy extension) будет вести регистрацию ШАЛ, начиная с энергии  $3 \cdot 10^{16}$  эВ. Первые 3 месяца работы TALE (начиная с июня 2014г) показали, что установка ведет регистрацию событий, начиная с  $10^{16}$  эВ. Энергетический спектр, полученный по её данным, находится в хорошем согласии с данными черенковской установки Тунка-133, о чем докладывалось на конференциях: D. Bergman, COSPAR'2014, И. И. Ткачев, 33-я Всероссийская конференция по космическим лучам (см. рис. 1.2).

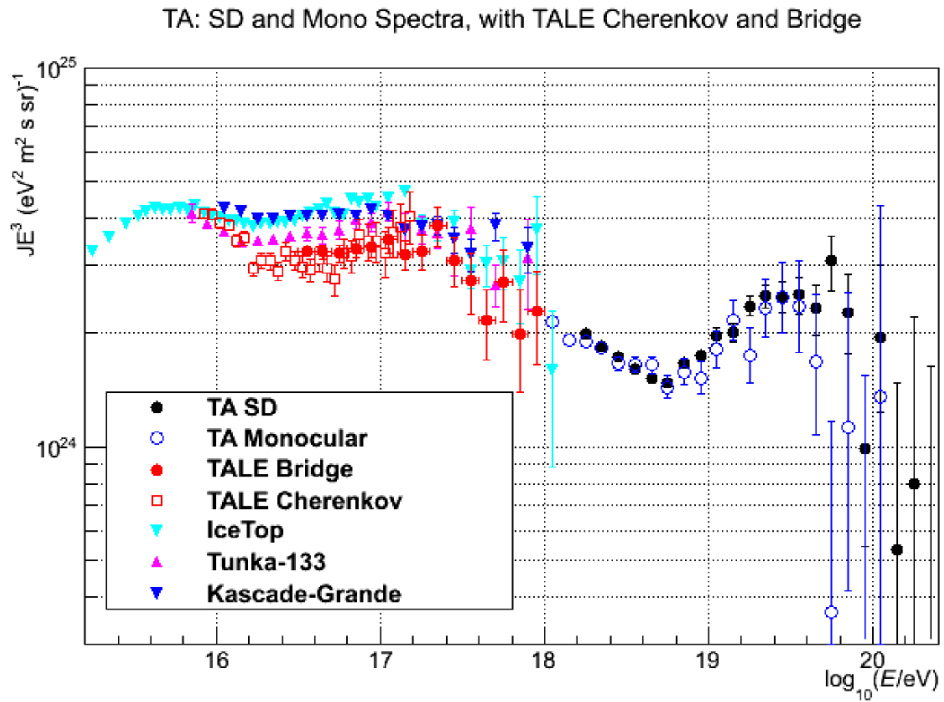


Рис. 1.2 Экспериментальный дифференциальный энергетический спектр.

Крупнейшая в мире обсерватория Auger [49,50] находится в Аргентине и предназначена для изучения ПКЛ с  $E > 10^{18}$  эВ. Ее строительство было завершено в 2008г. Обсерватория состоит из 27 детекторов флуоресцентного излучения (FD-детекторов), подобных детекторам установки HiRes [40,41], и 1600 водных черенковских детекторов (SD-детекторов), аналогичных детекторам эксперимента Naverah park [34], распределенных равномерно на площади в 3000 квадратных километров. Объем каждого резервуара с водой составляет 12000 л, расстояние между соседними водными детекторами – 1,5 км.

Для оценки энергии первичных частиц в эксперименте Auger применяется параметр  $s_{38}(1000)$  – плотность энергосвечения в детекторе на расстоянии 1 км от оси ШАЛ с зенитным углом  $\theta$ , равным 38 градусов [51].

Обработка зарегистрированных установкой событий ШАЛ происходит в несколько этапов.

На первом этапе обработки событий по синхронизированным данным от водных черенковских детекторов (SD-детекторов) определяется направление прихода и положение оси ШАЛ [52,53].

В случае если событие ШАЛ было зарегистрировано как черенковскими детекторами, так и детекторами флуоресцентного излучения, применяется гибридный метод обработки данных[54], в котором направление прихода и положение оси ливня определяются по данным FD-детекторов с использованием временной информации, полученной с помощью SD-детекторов.

В каждом индивидуальном событии находится значение плотности энерговыделения в SD- детекторе на расстоянии порядка 1000 м от оси ШАЛ, пришедшего под зенитным углом  $\theta$  и осуществляется переход от  $s_\theta(1000)$  к  $s_{38}(1000)$  [51,55]. Энергия первичной частицы связана с параметром  $s_{38}(1000)$  соотношением типа [51,55]:  $E = a \cdot [S_{38}(1000)]^b$ .

Если событие зарегистрировано только SD-детекторами, то значения коэффициентов в формуле можно найти из результатов анализа искусственных ливней, смоделированных методом Монте-Карло в программе CORSIKA[56].

Однако данный подход зависит от выбора модели адронных взаимодействий и предполагаемой массы первичной частицы. Гораздо более надежным является подход, основанный на перекрестной калибровке черенковских детекторов и детекторов флуоресцентного излучения[51,55]. Благодаря тому, что черенковские детекторы и детекторы, регистрирующие флуоресцентную компоненту ШАЛ, расположены на одной территории, на установке возможно проведение подобной калибровки детекторов, что позволяет уменьшить систематические ошибки, присущие любой технике регистрации.

События ШАЛ, зарегистрированные детекторами обоих видов, составляют массив так называемых «золотых гибридных» событий (*golden hybrid events*)[55]. Они используются для связи почти модельно-независимой энергии первичной частицы  $E_{FD}$ , реконструированной по показаниям флуоресцентных детекторов, с параметром  $s_{38}(1000)$ , полученным на основе данных черенковских детекторов.

Поток света, зарегистрированный детекторами флуоресцентного свечения, пересчитывается в энергию, потраченную ливнем с зенитным углом  $\theta$  на излучение на соответствующей глубине. Поскольку поле зрения FD-детекторов

ограничено, то для получения полного энергетического профиля ШАЛ восстановленные по их данным энергетические потери ливня на излучение аппроксимируются функцией Гайссера-Хилласа [57]. Калориметрическая энергия электро-магнитной компоненты ШАЛ  $E_{em}$  вычисляется путем интегрирования итогового энергетического профиля. Наконец, энергия первичной частицы вычисляется по формуле [55]:  $E_{FD}=(1+f_{inv})E_{em}$ , где  $f_{inv}$  соответствует доле энергии, уносимой не регистрируемыми FD-детекторами мюонами и нейтрино. Величина  $f_{inv}$  определяется из анализа искусственных ШАЛ, смоделированных в программе CORSIKA[56](QGSJetII [58]). В случае смешанного массового состава ПКЛ ( $p$  и  $Fe$ ) при энергии первичных частиц 10 ЕэВ  $f_{inv}$  составляет 9% от  $E_{em}$  [55].

Коэффициенты  $a$  и  $b$  получаются путем подстановки в формулу восстановленной по данным FD-детекторов энергии  $E_{FD}$  и определенного по данным SD-детекторов параметра  $s_{38}(1000)$ [55].

Найденная таким образом зависимость энергии первичной частицы от плотности энерговыведения на расстоянии 1000м от оси ШАЛ используется при обработке всего набора событий ШАЛ, зарегистрированных черенковскими детекторами[54].

Действующая на территории России Якутская комплексная установка ШАЛ [22,45,59,60,61,62] является на сегодня единственным экспериментальным комплексом, чей стаж непрерывной работы превышает 30 лет. Созданная в 1973 г. в селе Октемцы (55 км от Якутска), Якутская комплексная установка ШАЛ работает до сих пор.

ЯкуШАЛ способна регистрировать высокоэнергетическое первичное космическое излучение (ПКИ) в области энергий  $10^{17}$  -  $10^{20}$  эВ. Частицы меньших энергий не способны инициировать ливень достаточного размера для надёжной регистрации на якутской установке. Контролируемая площадь (светосила установки) -  $10 \text{ км}^2$  ( $18 \text{ км}^2$  до 1990 г.), измеряемая доля энергии ливневого каскада - до 90% (для  $E_0 \cong 10^{19}$  эВ измеряемая доля энергии:  $(E_i + E_{el} + E_{\mu}) / E_0 \cong 74\% + 15\% + 3.6\%$ ) [63].



Установка обеспечивает получение комплексной информации по всем основным компонентам ШАЛ: электронам, мюонам, потоку черенковского света и радиоизлучению от ливня (эпизодически).

В настоящее время она насчитывает 59 наземных станций наблюдения (60 основных и 10 дополнительных [61]) и 6 подземных мюонных детекторов (5 мюонных детекторов общей площадью  $20 \text{ м}^2$  каждый и большой мюонный детектор общей площадью  $180 \text{ м}^2$ ). Также, на расстоянии 0.5 км от центра находятся 3 дифференциальных черенковских детектора (камеры обскура), для исследования продольного развития ливня.

В каждой наземной станции установлен сцинтилляционный детектор на основе пластических сцинтилляторов толщиной 5 см и площадью  $2 \text{ м}^2$  (двух - в случае основных наземных станций, одного – в случае дополнительных станций)[64]. Кроме того, большинство станций оснащены оптическим приемником излучения Вавилова-Черенкова. 19 черенковских детекторов находятся в круге радиусом 1 км и 17 дополнительных черенковских детекторов установлены в центральной части установки в пределах 250 м от её центра. Наземные станции размещены в узлах треугольной решетки со стороной 500 м. 10 дополнительных станций на основе одного сцинтиллятора размещены в центральной части установки в пределах круга радиусом 250 м [61].

Наземный сцинтилляционный детектор регистрирует суммарный отклик входящих в его состав сцинтилляционных счетчиков от всех падающих на них частиц (электронов, фотонов и мюонов). Черенковский детектор регистрирует черенковское излучение, рождаемое энергичными частицами в ливне.

Мюонный детектор представляет собой расположенный на глубине 2-3 м детектор, состоящий из сцинтилляционных счетчиков, аналогичных счетчикам наземных сцинтилляционных детекторов [64]. Электроны и фотоны ШАЛ имеют меньший пробег поглощения, чем мюонная компонента ливня, и вследствие этого практически не проникают на такую глубину.

Условие срабатывания всей установки – это срабатывание трёх основных наземных станций, расположенных в вершинах одной из ячеек треугольной

решетки. Дополнительные станции, расположенные в центральной части установки, в отборе событий ШАЛ не участвуют [61]. Когда три наземных сцинтилляционных детектора в углах одного из треугольников срабатывают с относительной задержкой, не более чем несколько микросекунд, информация со всех детекторов поступает в центр управления установкой. Поскольку для надежной регистрации черенковского света пригодны только ясные безлунные ночи, то для анализа состояния и параметров атмосферы в составе установки имеется мощный лазер — лидар[64].

По сравнению с другими экспериментальными комплексами, работающими в области сверхвысоких энергий, Якутская установка уникальна возможностью независимого измерения плотности черенковских фотонов, мюонов и электронов в ШАЛ. Это позволяет сравнивать различные экспериментальные методы и проверять многие теоретические модели, поскольку в то время как полный сигнал во всех компонентах ШАЛ в значительной степени определяется энергией первичной частицы, распределение его между различными компонентами чувствительно к модели взаимодействий частиц.

Процедура реконструкции энергетического спектра ПКЛ на Якутской установке основана на корреляции энергии первичной частицы и получаемой из эксперимента величины сигнала (отклика, энерговыделения) в детекторе на расстоянии 600 метров от оси ШАЛ (классификационный параметр  $S_{600}(0^\circ)$ ) для вертикального ливня [65]. Зарегистрированная в эксперименте величина  $S_{600}(\theta)$  в ШАЛ, пришедшем под углом  $\theta$ , пересчитывается в величину  $S_{600}(0^\circ)$ , при этом используются зенитно-угловые зависимости для этого параметра. Стандартная процедура восстановления основана на определении пробега  $\lambda$  для поглощения сигнала  $S_{600}(\theta)$  по этим зенитно-угловым зависимостям или по каскадным кривым, полученным методом сечения спектров ШАЛ линиями равной интенсивности.

Сначала для каждого индивидуального зарегистрированного события ШАЛ определяются направление прихода и положение оси ливня, причем координаты оси ШАЛ в плоскости детекторов находятся с использованием некоторой

азимутально симметричной ФПР сигнала, параметры которой не известны, а подгоняются [66].

Затем для данного события находится значение сигнала  $S_{600}(\theta)$ , которое равно энергии, выделенной в сцинтилляционных детекторах от электронов, позитронов, мюонов и гамма-квантов ливня на расстоянии 600 м от его оси. Этот сигнал есть обобщенное значение откликов всех сработавших детекторов, полученное на основе ФПР сигналов. Показано, что данные сигналы на Якутской установке определяются корректно на расстоянии до 1000 м от оси ШАЛ, на больших же расстояниях происходит их недооценка [67].

Следующий этап стандартной обработки события ШАЛ связан с пересчетом величины сигнала  $S_{600}(\theta)$  к его значению для вертикального ливня на основе соотношения

$$S_{600}(0^\circ) = S_{600}(\theta) \cdot \exp(\Delta x / \lambda), \quad \Delta x = x_0 \cdot (\sec \theta - 1),$$

где  $x_0 = 1020 \text{ г/см}^2$  – глубина уровня наблюдения,  $\lambda$  – среднее значение пробега поглощения, определяемое с помощью метода сечения спектров сигналов линиями равной интенсивности [68] (полученное из модельных расчетов значение  $\lambda = 530 \pm 60 \text{ г/см}^2$ , экспериментальная оценка -  $\lambda = 500 \pm 40 \text{ г/см}^2$  [66]).

Для оценки энергии  $E_0$  по величине  $S_{600}(0^\circ)$  используется следующее соотношение:

$$E_0 = a \cdot [S_{600}(0^\circ)]^b,$$

Значения коэффициентов в формуле получены на основе калибровки сигнала для вертикальных ливней:  $a = 4.8 \times 10^{17}$ ,  $b \approx 1$  [66].

Неоспоримое достоинство стандартного метода восстановления событий ШАЛ заключается в том, что все его этапы основаны на экспериментальных данных. Однако на Якутской установке разрабатываются и иные методы оценки энергии, дающие возможность учитывать индивидуальное развитие каждого ливня от разных первичных частиц в области предельно высоких энергий [66].

На сегодня в мире зарегистрировано уже более двух десятков ливней с  $E > 10^{20}$  эВ. Однако, несмотря на большое внимание, уделяемое проблемам ПКЛ

предельно высоких энергий, и на то, что прошло уже несколько десятилетий эксплуатации установок большой площади, окончательного ответа на вопрос о поведении энергетического спектра в данном диапазоне пока нет. Более того, противоречивой является картина и в области энергий  $10^{18} - 10^{20}$  эВ (показатель спектра в разных работах отличается примерно на единицу), где статистика является достаточно богатой. Согласно данным установки AGASA[38], энергетический спектр космических лучей становится более пологим при  $E > 10^{19}$  эВ и продолжается за энергией  $10^{20}$  эВ. Это подтверждают и данные эксперимента Volcano Ranch [32,33], согласно которым при энергиях  $E > 10^{18}$  эВ показатель энергетического спектра ПКЛ уменьшается до своего значения при  $E < 3 \cdot 10^{15}$  эВ. Полученный на установках Haverah Park [34,35] и Fly's Eye[39] энергетический спектр ПКЛ в области  $E > 4 \cdot 10^{19}$  эВ не противоречит наличию обрезания из-за реликтового излучения. Последние данные установки HiRes [40,41] и обсерватории Auger также показывают, что в области  $E > 4 \cdot 10^{19}$  эВ энергетический спектр обрывается. На установке ЯкуШАЛ статистических данных недостаточно, чтобы сделать определенное заключение об обрыве или продолжении энергетического спектра ПКЛ при  $E > 4 \cdot 10^{19}$  эВ [65]. Таким образом, вопрос о форме энергетического спектра ПКЛ в области предельных энергий остается открытым и ждет своего решения.

### 1.3. Исследование ПКЛ в интервале энергий от $10^{16}$ эВ до $10^{18}$ эВ

Исследование ПКЛ в «переходном» диапазоне энергий  $10^{16}$ - $10^{18}$  эВ имеет существенное значение для понимания происхождения и распространения космических лучей в нашей Галактике. До энергий этого диапазона, согласно современным представлениям, космические лучи могут ускоряться в оболочках сверхновых. Существуют серьезные аргументы в пользу того, что в этом диапазоне происходит переход от галактических к внегалактическим космическим лучам [69-73]. Вклад внегалактических космических лучей резко меняется при переходе от области умеренных энергий  $10^{14}$ — $10^{16}$  эВ, где он

примерно в 30 раз меньше вклада галактических ПКЛ, к области ультравысоких энергий, где он становится доминирующим. Об этом свидетельствуют изменения массового состава ПКЛ и показателя степени энергетического спектра ПКЛ.

Однако именно в этой, столь интересной области энергий, имеется существенный недостаток экспериментальной информации, вызванный следующими причинами. «Плотные» установки ШАЛ небольшой площади ( $\sim 0.1 \text{ км}^2$ ) при малых расстояниях между детекторными пунктами не имеют возможности набора достаточной статистики для исследования ПКЛ в области энергий  $10^{16}$ - $10^{18}$  эВ из-за низкого потока космического излучения в этом диапазоне. Установки большой площади, такие, как гигантская установка П. Оже в Аргентине [43,44], ТА (США) [45,46] имеют слишком большие расстояния между детекторами, чтобы регистрировать с достаточной точностью сравнительно небольшие по размеру атмосферные ливни, образованные первичными частицами с энергиями  $10^{16}$ - $10^{18}$  эВ.

Для регистрации ШАЛ в диапазоне  $10^{16}$  –  $10^{18}$  эВ требуются установки площадью не менее  $1 \text{ км}^2$  и расстоянием между детекторами  $\sim 100 \text{ м}$ . Для увеличения количества и качества информации о регистрируемом ШАЛ перспективным представляется регистрация установкой не одной, а нескольких компонент ливня, например, черенковского излучения, его мюонной и электронной составляющих [74]. В таком случае одна часть установки должна регистрировать черенковский свет ШАЛ, и, следовательно, иметь наилучшее энергетическое разрешение, а другая часть может состоять из сцинтилляционных детекторов и регистрировать заряженную компоненту ШАЛ.

Существенный вклад в изучение ПКЛ в данном энергетическом диапазоне внесли такие установки, как черенковская установка Тунка-133, сцинтилляционная установка KASCADE-Grande [75], сцинтилляционная установка ШАЛ МГУ [76,77], в ближайшее время появятся результаты работы ледовой черенковской установки IceTop [78, 79].

Установка Tunka-133, более подробное описание которой приводится в главе 2, удовлетворяет всем указанным выше требованиям, и дает возможность получать

экспериментальные данные высокого качества о космических лучах в области энергий  $10^{16} - 10^{18}$  эВ. Включение в эксперимент сцинтилляционных детекторов позволит значительно увеличить число регистрируемых событий, улучшить точность измерения параметров ШАЛ, получить более надежные сведения о массовом составе ПКЛ, расширить энергетический диапазон в область сверхвысоких энергий и провести абсолютную энергетическую калибровку черенковской установки Tunka-133 в данном энергетическом диапазоне.

Экспериментальная установка НИИЯФ МГУ для исследования космических лучей сверхвысоких энергий – установка ШАЛ МГУ, является на сегодня старейшим действующим экспериментом, предназначенным для исследования космических лучей сверхвысоких энергий. Эта установка, созданная в 1950-х годах и многократно модернизированная (последняя модернизация в конце 2009-го), являлась одной из самых информативных в мире, и даже в настоящее время некоторые ее результаты (в частности, распределения по числу мюонов с энергией выше 10 ГэВ при фиксированном числе электронов, относящиеся к области первичных энергий выше  $10^{17}$  эВ) продолжают оставаться уникальными.

Наибольший интерес представляют данные ШАЛ МГУ в старой конфигурации (до 1990 г), когда занимаемая установкой площадь составляла  $0.5 \text{ км}^2$ . Для изучения ливня на установке проводились измерения плотности потока электронов ШАЛ в 77 наземных пунктах регистрации. В каждом пункте регистрации располагались 3 группы счетчиков Гейгера-Мюллера: 24 с площадью  $0.0021 \text{ м}^2$ , 24 по  $0.01 \text{ м}^2$  и 72 счетчика по  $0.033 \text{ м}^2$ . Всего наземную часть установки полной площадью  $205.4 \text{ м}^2$  составляло 9240 счетчиков.

Благодаря наличию расположенных на глубине 40 м в.э. 4-х подземных детекторов мюонов с пороговой энергией 10 ГэВ имелась возможность построения ФПР мюонов в индивидуальных ливнях. Центральный детектор площадью  $36.4 \text{ м}^2$  находился под центральным пунктом установки и содержал 1104 счетчика Гейгера-Мюллера площадью  $0.033 \text{ м}^2$ . Остальные три детектора площадью по  $18.2 \text{ м}^2$  состояли из 552 счетчиков каждый и располагались на расстояниях 150-300 метров от центра установки в туннеле метрополитена.

На установке работали две независимые системы отбора ливней. Центральная система состояла из семи сцинтилляционных детекторов и была устроена следующим образом: в центре установки находился детектор площадью  $1 \text{ м}^2$ , а остальные 6, площадью  $0.5 \text{ м}^2$ , располагались в вершинах правильного шестиугольника на расстоянии 60 м от центрального детектора. Периферийную систему отбора также составляли сцинтилляционные детекторы площадью  $0.5 \text{ м}^2$ . В этих же помещениях находились счетчики Гейгера-Мюллера. 22 помещения, где располагались сцинтилляционные детекторы и счетчики были объединены в 13 четырехугольников со стороной 150-200 метров.

Данные ШАЛ МГУ по первичному спектру хорошо согласуются с данными других установок, регистрирующих события в диапазоне энергий от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  эВ (КАСКАДЕ, ТУНКА-25)(рис.1.3).

Сегодня установка ШАЛ-МГУ [76, 77] представляет собой сеть из более чем сорока детекторов электронно-фотонной компоненты ШАЛ площадью  $1 \text{ м}^2$  каждый, расположенных на площади  $60 \times 120 \text{ м}^2$  на территории МГУ. Для мониторинга околосреднего слоя атмосферы ШАЛ-МГУ дополнена детектором тепловых нейтронов площадью  $6 \text{ м}^2$ , состоящим из 6-ти стандартных сцинтилляционных детекторов установки ШАЛ, в которых обычный пластический сцинтиллятор заменен на специализированный неорганический сцинтиллятор (светосостав СЛ6-5) на основе сернистого цинка ( $\text{ZnS}$ ) активированного серебром, и измерителем электростатического поля атмосферы. Параметры атмосферы - давление, температура, влажность измеряются автоматически с помощью компактной метеостанции.

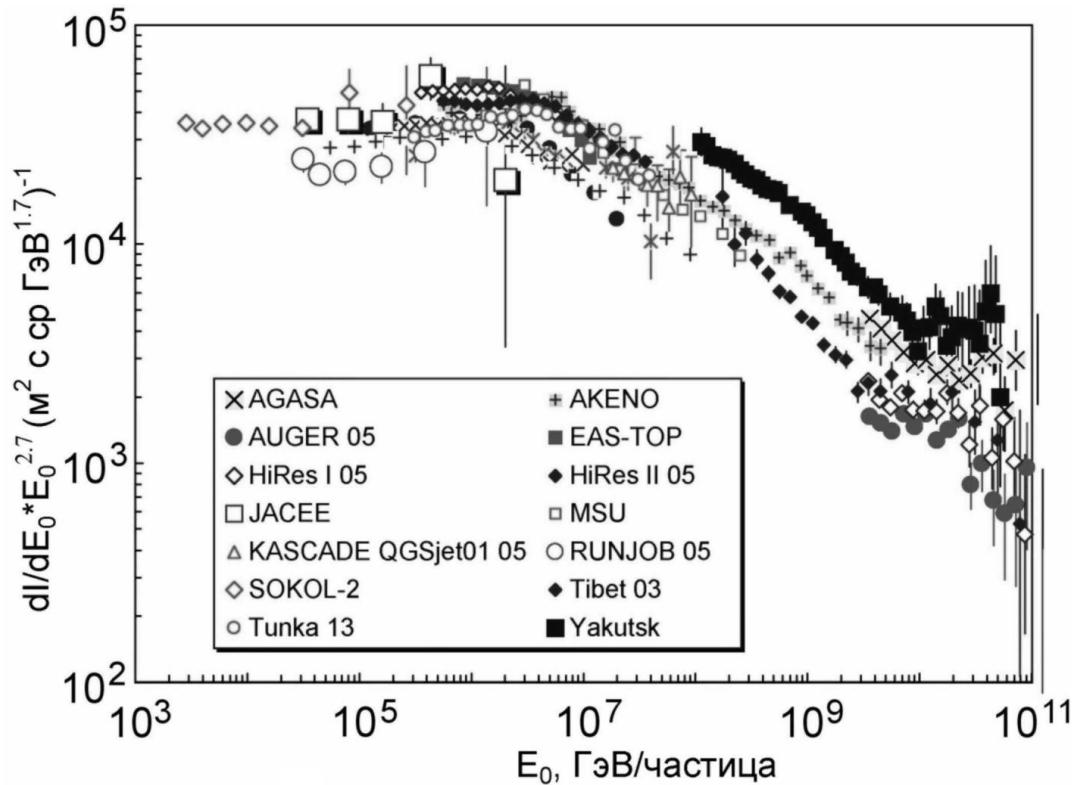


Рис. 1.3 Экспериментальный дифференциальный энергетический спектр.

Одно из важнейших достижений установки ШАЛ МГУ – открытие излома в энергетическом спектре ПКЛ при энергии  $3 \cdot 10^{15}$  эВ. Поскольку процедуры обработки экспериментальных данных установок для исследования ШАЛ и процесс сопоставления экспериментальных результатов с предсказаниями теоретических моделей за последнее время значительно усовершенствовались, то анализ данных установки ШАЛ МГУ, накопленных за многолетний период её эксплуатации, продолжается до сих пор. Результаты, полученные на более высоком методическом уровне, подтверждают предыдущее заключение относительно обогащения состава тяжелыми ядрами за изломом при энергиях  $\sim 3 \cdot 10^{15}$  эВ в энергетическом спектре ПКЛ [73, 76].

Установка KASCADE-Grande [75,80] осуществляла регистрацию ПКЛ с энергиями  $10^{16} - 10^{18}$  эВ в период с 2003 по 2009 гг. Этот проект стал успешным продолжением эксперимента KASCADE [81], начавшего свою работу по исследованию ПКЛ в области энергий  $10^{14} - 10^{17}$  эВ с 1996г. KASCADE-Grande располагалась на территории научно-исследовательского центра Карлсруэ, Германия, на высоте 110 м над уровнем моря, что соответствует глубине



атмосферы  $1022 \text{ г/см}^2$ . Установка включала в себя основной комплекс KASCADE [81], расширение Grande[80] и KASCADE-Piccolo Trigger Array[80] (рис. 1.4).

Комплекс KASCADE[75,81] (рис. 1.4, рис. 1.5) осуществлял измерение электромагнитной и мюонной компонент ШАЛ и состоял из 252 детекторных станций, расположенных на расстоянии 13м друг от друга в узлах прямоугольной сетки, занимающей площадь  $200 \times 200 \text{ м}^2$  (рис.1.5). Станции были объединены в 12 внешних кластеров (по 16 детекторных станций в каждом) и 4 внутренних кластера (по 15 детекторных станций в каждом). Внешние кластеры (192 сцинтилляционных станции) были оснащены двумя незранированными сцинтилляционными детекторами и одним экранированным (железо, свинец) мюонным детектором. Мюонный детектор состоял из 4-х сцинтилляционных счетчиков размером  $90 \times 90 \times 3 \text{ см}^3$  каждый.

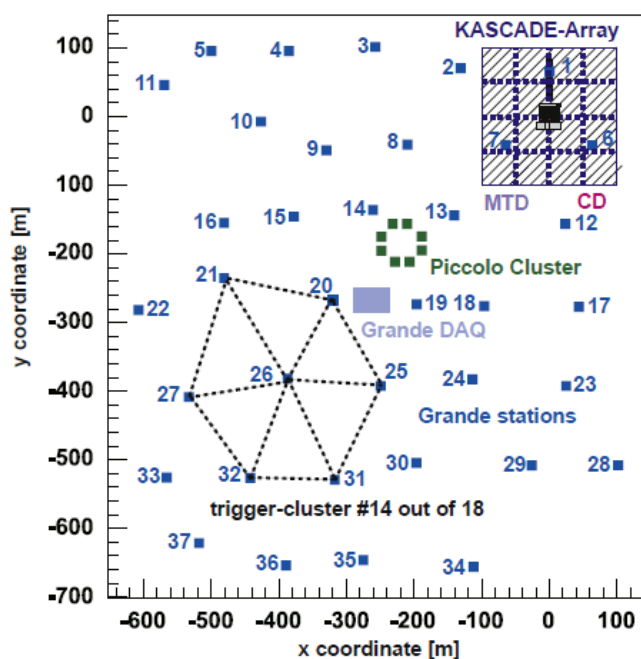


Рис. 1.4 Схема установки KASCADE-Grande

Расширение Grande[75,80] (см. рис. 1.4) состояло из 37 детекторных станций, расположенных в узлах прямоугольной сетки на расстоянии около 130 м друг от друга, и охватывало площадь 0.5 кв. км. Каждая станция была оснащена блоком электроники и сцинтилляционным детектором площадью  $10 \text{ м}^2$ , состоящим из 16 локальных сцинтилляционных счетчиков. Ранее эти счетчики были использованы в эксперименте EAS-TOP (1987 – 2000 гг., Гранд Сассо, Италия) [82].

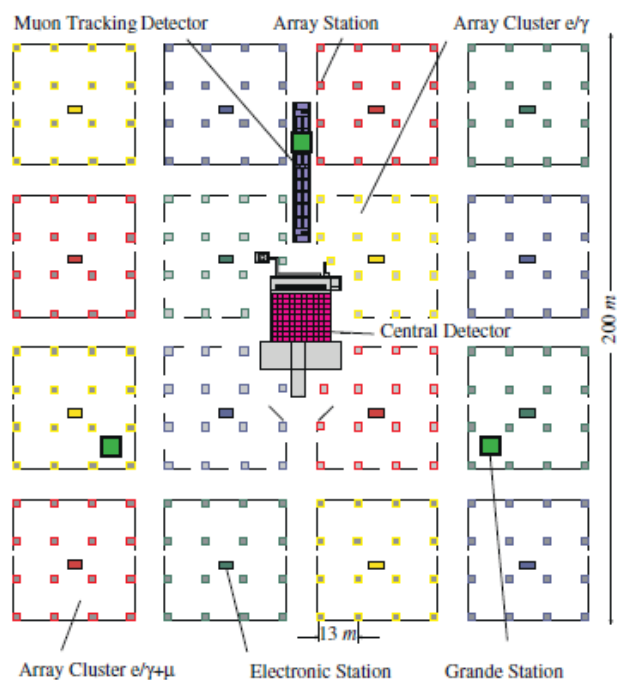


Рис. 1.5 Схема расположения детекторов основного комплекса KASCADE

KASCADE-Piccolo Trigger Array[75,80] (см. рис. 1.4) включал в себя 8 детекторных станций, аналогичных станциям расширения Grande. Станции располагались по сторонам квадрата на расстоянии 20 м друг от друга. Основной целью KASCADE-Piccolo была выработка общего триггера для совпадения событий комплексов KASCADE и Grande. Сам KASCADE-Piccolo считался сработавшим при срабатывании 2 станций из 8.

Измерение адронной компоненты ШАЛ происходило в центральном детекторе установки KASCADE-Grande (см. рис. 1.5). Его основным компонентом являлся тонко сегментированный адронный калориметр[75] размером  $16 \times 20 \text{ м}^2$ , в состав которого входило более 10000 ионизационных камер, расположенных между 9 горизонтальными слоями железного поглотителя. После 3-го слоя железного поглотителя находился слой из 456 сцинтилляционных детекторов, действующих как триггер для калориметра и измерения времени прихода адронов. После 9 слоев железного поглотителя располагался дополнительный слой жидких ионизационных камер и 32 пропорциональных камер, используемых для

обнаружения мюонов с энергией более 2 ГэВ. К сожалению, регистрация адронной компоненты ШАЛ не дала особых результатов. Данные по адронной компоненте не удалось соединить с данными по электронно-фотонной и мюонной компонентам и их анализ был прекращен.

К северу от центрального детектора установки в 48-метровом туннеле шириной 5.4 м и глубиной 2.4 м находился трековый мюонный детектор[75] (см. рис. 1.5), состоящий из 3 слоев стримерных трубок, площадь каждого из которых была около  $128 \text{ м}^2$ , и дополнительных вертикальных детекторных модулей, расположенных вдоль стен туннеля. Низкий фон электронов и гамма-квантов обеспечивался за счет расположенных над туннелем слоев почвы, бетона и железа общей толщиной более 18 радиационных длин.

Одним из основных результатов эксперимента KASCADE-Grande является картина утяжеления массового состава ПКЛ в области выше 'колена', вызванная изломом в спектре легких компонентов [75]. Обычные модели ускорения ПКЛ предсказывают с ростом энергии обогащение массового состава более тяжелыми компонентами. Открытие колена в тяжелых компонентах, представленных железом, было бы убедительной проверкой этих теорий. Из наблюдаемых между  $10^{14}$  и  $10^{16}$  эВ изменений спектров для более легких элементов, железное 'колени' ожидается при энергии около  $E_0=10^{17}$  эВ.

30 марта 2009 на большом симпозиуме в Карлсруэ установка KASCADE-Grande была официально закрыта [75]. Некоторые компоненты KASCADE-Grande до сих пор используются для тестирования радио-антенной решетки LOPES [75] и некоторых других установок (HISPARC, TAUWER и др.). Преимуществом KASCADE-Grande в роли тестовой площадки является то, что установка представляет собой эксперимент по регистрации ШАЛ, откалиброванный с высокой точностью.

В соответствии с достигнутой договоренностью в 2012 году сцинтилляционные счетчики установки KASCADE-Grande были переданы Туринским университетом (Италия) для создания в Тункинском астрофизическом центре коллективного пользования ИГУ детекторов для регистрации заряженной компоненты ШАЛ. В

июле 2013 года 380 счетчиков прибыли в Тункинскую долину в разобранном виде и были начаты работы по их сборке, в ходе которой проводилось также техническое обслуживание счетчиков, тестирование и калибровка. В 2013 году было собрано около 100 счетчиков и введено в режим штатных измерений 1 станция наблюдения. В 2014 году были введены в строй еще 6 станций. В настоящее время работает 7 станций наблюдения из внутренней части Tunka-Grande площадью  $0.2 \text{ км}^2$ . В остальных станциях полностью подготовлены к запуску наземные детекторы электронов и продолжаются работы по установке и подключению подземных мюонных детекторов. В таком составе установка Tunka-Grande совместно с установками Тунка-133 и Tunka-Rex вела регистрацию событий ШАЛ в течение весеннего сезона 2015г. К осени 2015 года планируется ввести в эксплуатацию 12 внешних станций наблюдения.

Первоначально при восстановлении энергетического спектра ПКЛ на установке KASCADE-Grande использовался стандартный подход [71], в котором спектр первичной энергии реконструировался на основе корреляции полного числа заряженных частиц и полного числа мюонов в атмосферном ливне, полученной в программе CORSIKA (FLUKA[83], QGSJet II [58]) [56]. Полное число заряженных частиц в ШАЛ, положение оси ливня и направление его прихода восстанавливалось по данным расширения Grande с помощью метода максимума функции правдоподобия. В качестве ФПР заряженных частиц использовался аналог функции Нишимуры-Каматы-Грейзена[84]. Полное число мюонов реконструировалось по данным экранированных детекторов установки KASCADE.

Уникальность установки KASCADE-Grande заключалась в возможности оценки точности восстановления параметров ШАЛ расширением Grande путем сравнения с данными независимого эксперимента KASCADE. В результате такого анализа было получено, что при восстановлении полного числа заряженных частиц по данным установки Grande систематическая погрешность не более 0.5%, точность восстановления направления прихода ливня около  $0.8^\circ$ , положения оси ШАЛ – 6 м [71].

В 2013 г коллаборацией KASCADE-Grande был представлен иной способ восстановления первичной энергии на основе оценки другого параметра, а именно плотности заряженных частиц на расстоянии 500 м от оси ШАЛ,  $S(500)$  [85].

Известно, что плотность заряженных частиц становится почти независимой от сорта первичной частицы при больших фиксированных радиальных расстояниях от оси ливня [85]. В результате моделирования в программе CORSIKA [56] (QGSJET-II [58]) было получено, что для установки KASCADE-Grande это расстояние составляет 500 м [87]. Поэтому в качестве параметра восстановления была выбрана плотность заряженных частиц именно на расстоянии 500 м от оси ливня  $S(500)$ .

Расчетная зависимость энергии первичной частицы от параметра  $S(500)$  была получена в программе CORSIKA (QGSJET-II), её вид представлен на рис. 1.6 [84].

Параметр  $S(500)$  в зависимости от угла прихода ливня находится по следующей формуле [84]:

$$S(500)_\theta = S(500)_0 \exp \left[ \frac{-h_0}{\lambda_s(500)} (\sec\theta - 1) \right],$$

где  $S(500)_\theta$  и  $S(500)_0$  – соответственно плотности числа заряженных частиц на расстоянии 500 м от оси ШАЛ для ливней пришедших под углом  $\theta$  и для вертикальных ливней,  $\lambda_s(500) = 402 \text{ г/см}^2$  – пробег поглощения заряженных частиц,  $h_0$  – глубина атмосферы для вертикальных ливней.

Использование подхода  $S(500)$  [84] при обработке зарегистрированных событий показало наличие в результате систематического сдвига [71] (см. рис.1.7), который оказался больше, чем оцененные систематические ошибки данного метода. Разногласие в результатах, полученных с помощью двух разных методик восстановления событий, объясняется в основном тем, что моделирование не достаточно точно описывает форму распределений плотности числа заряженных частиц в зависимости от расстояния до оси ливня [84].

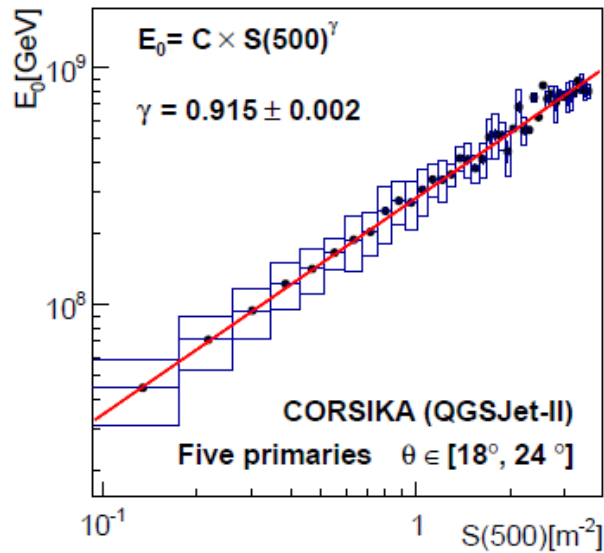


Рис. 1.6 Расчетная зависимость энергии первичной частицы от параметра  $S(500)$

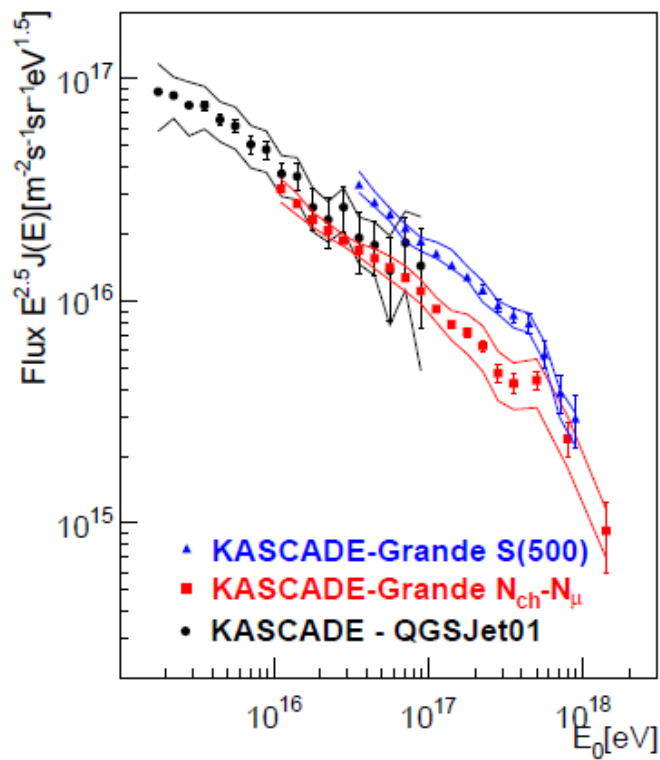


Рис. 1.7 Энергетические спектры ПКЛ, полученные на установках KASCADE[88] (кружки) и KASCADE-Grande (квадраты – стандартный подход, треугольники – подход  $S(500)$ ). Сплошные линии показывают расчетные систематические неопределенности.

Установка IceTop[89] является наземной частью расположенного в районе географического южного полюса подледного нейтринного телескопа IceCube (рис. 1.8). IceTop находится на поверхности ледового антарктического щита на высоте 2835 м над уровнем моря, что соответствует глубине атмосферы  $692 \text{ г/см}^2$ . Установка состоит из 162 заполненных льдом цилиндрических черенковских баков диаметром 1.8м и высотой 1.3м, объединенных попарно в 81 наземную станцию.

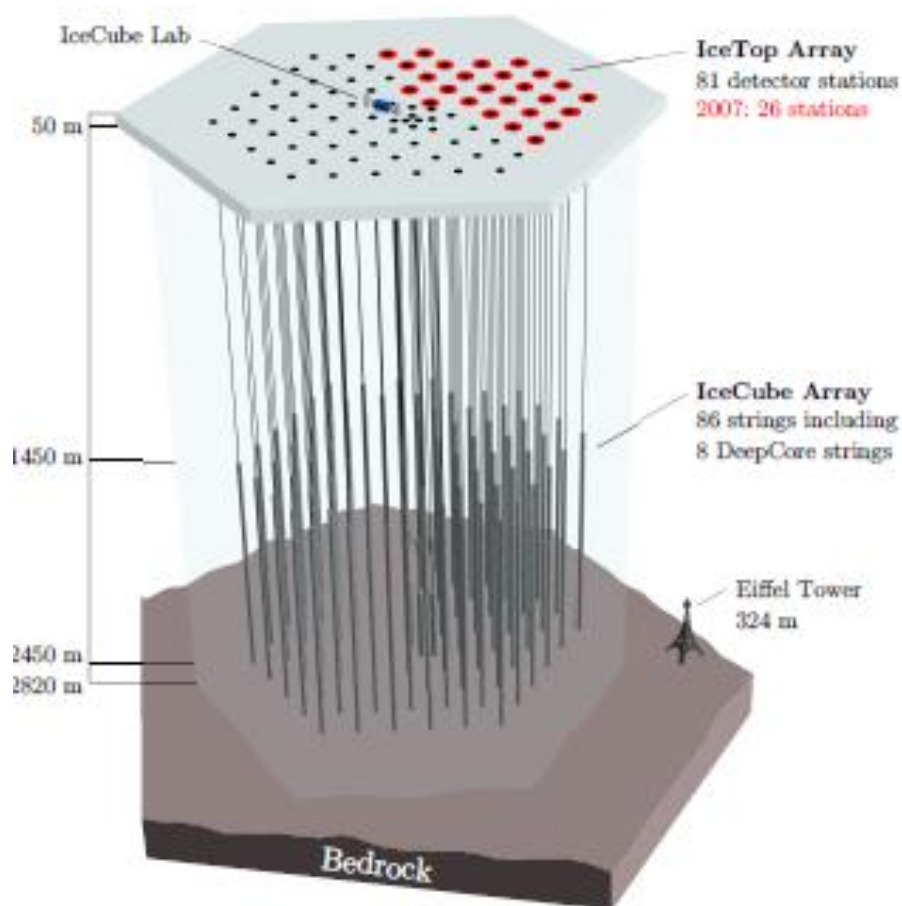


Рис.1.8 Обсерватория IceCube. Черные точки на поверхности указывают расположение струн нейтринного телескопа IceCube и места расположения станций IceTop. Красным цветом выделены 26 черенковских станций, заработавших в 2007 году. Центр сбора данных IceCube расположен на поверхности в центре установки.

Каждый бак установки оснащен двумя цифровыми оптическими модулями, оборудованными 10-дюймовым ФЭУ и блоком электроники для считывания и передачи сигналов, и встроены в снег так, что его верхняя поверхность находится на одном уровне с окружающим снегом [90]. Это позволяет минимизировать перепады температуры и накопление снежных заносов. Работают данные баки по тому же принципу, что и резервуары с водой в установках Haverah Park [34] и Auger [49]. Станции IceTop расположены на расстоянии 125 м друг от друга на площади в 1 км<sup>2</sup>. Расстояние между двумя баками в каждой отдельной станции составляет 10 м. Условие срабатывания установки IceTop - срабатывание не менее трех черенковских станций.

Установка IceTop исследует ПКЛ сверхвысоких энергий в энергетическом диапазоне от 300 ТэВ до 1ЭэВ [90]. В качестве измеряемого параметра при восстановлении энергетического спектра КЛ СВЭ используется плотность энергосвечения ШАЛ на расстоянии 125м от оси ливня 1ЭэВ [79]. Связь данного параметра с энергией первичной частицы найдена путем модельных расчетов в программе CORSIKA:  $\log_{10}(E) = p_0 + p_1 \log_{10}(S_{125})$  [79]. Различия в результатах при выборе разных моделей адронного взаимодействия (в качестве которых были выбраны SIBYLL 2.1 и QGSJET-II) оказались не более 4% [79].

Для того, чтобы повысить качество восстановления и попасть в выбранный при моделировании диапазон зенитных углов, на экспериментальные данные накладываются следующие условия [79]. При обработке используются события ШАЛ, зарегистрированные 5 и более станциями. Отбираются только те события, для которых параметр  $\log_{10}(S_{125}) > 0.0$ , зенитный угол  $\cos \theta > 0.8$  и положение оси ШАЛ находится в пределах указанной на рис. 1.9 области. События, в которых максимальный уровень сигнала приходится на крайние станции установки, либо уровень сигнала в каждой из сработавших станций не превышает 6 VEM (в качестве единицы измерения указан заряд, который генерирует мюон при вертикальном попадании в оптический модуль), отбраковываются. Восстановленный таким образом энергетический спектр ПКЛ, в сравнении с данными других экспериментов, показан на рис.1.10 и рис.1.2.



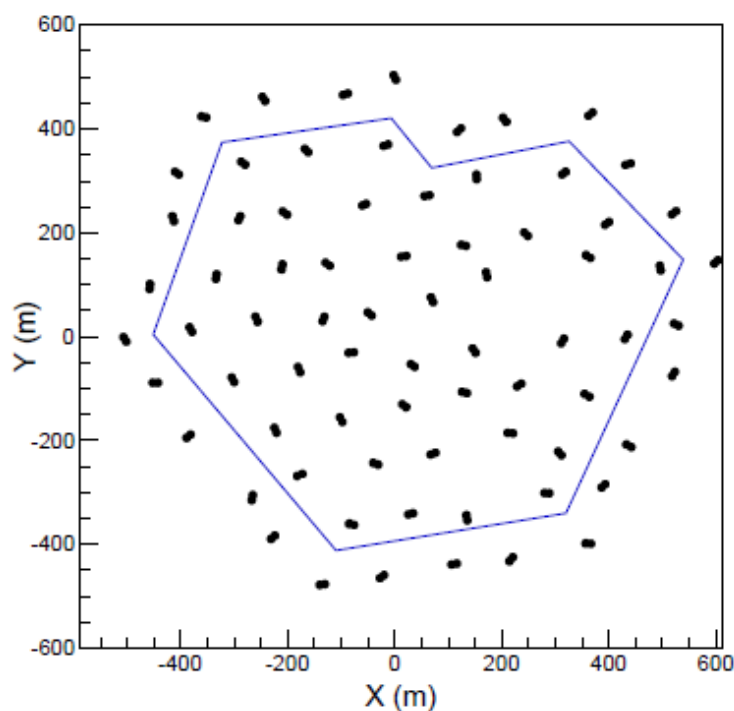


Рис. 1.9[79] Схема установки IceTop в 2010г. Площадь, занимаемая установкой, составляет  $0.577 \text{ км}^2$ .

При совместной работе с телескопом IceCube IceTop позволит уточнить сведения о массовом составе ПКЛ в указанном диапазоне энергий. Это возможно благодаря тому, что отношение сигнала от ШАЛ, зарегистрированного наземными черенковскими детекторами, к сигналу, зарегистрированному детекторами подледного телескопа чувствительно к массе первичной частицы. Другая задача установки – это калибровка подледного телескопа IceCube. Кроме того, регистрируя время прихода, направление и положение оси ШАЛ, IceTop может помочь в решении проблемы отделения постоянного фона космических мюонов, являющегося помехой в работе нейтринного телескопа IceCube.

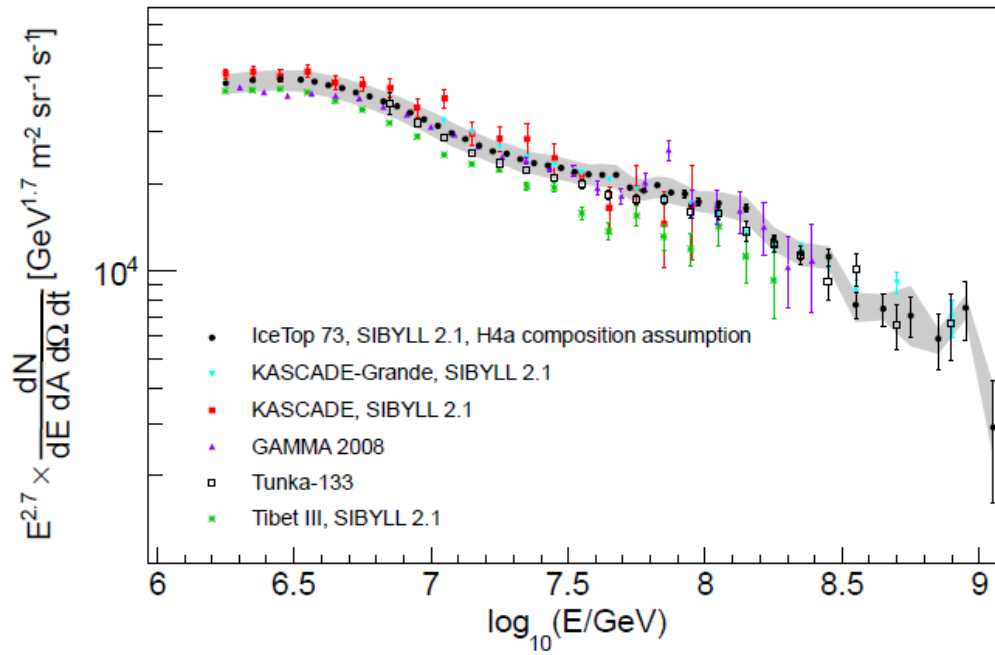


Рис. 1.10 [79] Спектр IceTop – 73 станции в сравнении с другими экспериментами. Линиями показаны статистические ошибки экспериментов, площадь, залитая серым цветом, отвечает систематическим ошибкам установки IceTop.

## Глава 2. Гамма-обсерватория TAIGA

### 2.1. Состав гамма-обсерватории TAIGA

В 2013 году в рамках проекта «Гамма-астрономия мульти-ТэВных энергий и происхождение Галактических космических лучей» в Тункинском астрофизическом центре коллективного пользования ИГУ началось создание гамма-обсерватории TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray and Gamma Astronomy) [24]. В состав гамма-обсерватории войдут пять установок, использующих детекторы различного типа. Это действующие черенковская установка Тунка-133 [23] и радио-установка Tunka-Rex [29], строящаяся на основе низкопороговых черенковских детекторов установка Тунка-HiSCORE, строящаяся сцинтилляционная установка Tunka-Grande и проектируемая сеть атмосферных черенковских телескопов, в которых изображение ШАЛ будет регистрироваться с помощью сверхбыстрых многоканальных камер.

Установка Тунка-133 расположена в Тункинской долине (республика Бурятия) в 50 км от озера Байкал. Она позволяет изучать энергетический спектр и массовый состав ПКЛ в энергетическом диапазоне  $10^{16}$  –  $10^{18}$  эВ путем регистрации космических лучей по черенковскому свету, который излучается заряженными частицами ШАЛ в атмосфере[91]. Этот метод регистрации, в котором наша атмосфера используется в качестве гигантского калориметра, позволяет получить значение энергии космической частицы с наивысшей точностью.

Установка состоит из 175 оптических детекторов, распределенных на площади 3 км<sup>2</sup>. Детекторы объединены в 25 кластеров, по 7 детекторов в каждом [92,93]. В каждом кластере один детектор расположен в центре, а шесть – симметрично относительно центра в вершинах правильного шестиугольника со стороной 85 м. Строительство центральной части установки, включающей в себя 19 кластеров, распределенных на площади около квадратного километра, было завершено в 2009 году. В 2010-2012 годах было развернуто дополнительно 7 внешних

кластеров на расстоянии 700 – 1000 м от центра установки, так что площадь установки Тунка-133 выросла до 3-х квадратных километров.

Оптические детекторы, входящие в состав установки, разработаны на базе полусферических фотоумножителей ЕМІ-9350 и НАМАМАТСU R1408-01 с диаметром фотокатода 20 см. Каждый отдельный детектор состоит из металлического цилиндрического контейнера высотой 60 см и диаметром 50 см, в котором помещен ФЭУ и блок электроники. Окно контейнера направлено в зенит и закрыто оргстеклом с подогревом для защиты от выпадения инея и росы. Металлическая крышка контейнера снабжена механизмом дистанционного управления. Вся электроника и механика оптического детектора разработаны с учетом возможности работы при температурах до  $-40^{\circ}\text{C}$ . Импульсы от детекторов передаются в центр кластера по коаксиальным кабелям RG-58 длиной 100 м и оцифровываются АЦП с частотой 200 Гц. В случае совпадения импульсов от трех детекторов, записываются 1024 точки с импульсом в центре. Информация со всех кластеров передается в центр сбора данных по оптоволоконным кабелям.

При создании установки были использованы последние достижения современной электроники (перепрограммируемые логические матрицы, сверхбыстрые АЦП с частотой 200 МГц, передача информации по оптоволоконным кабелям), что повысило качество информации о регистрируемом ШАЛ. Точность определения положения оси ШАЛ составляет 6 м, энергетическое разрешение - 15 %, а точность восстановления положения максимума развития ливня  $X_{max}$  - 25 г/см<sup>2</sup>.

Информация о форме сигнала с каждого детектора дает возможность локации оси ливня, даже в случаях, когда его ось лежит вне геометрической площади установки. Эффективная площадь установки в таком случае увеличивается почти на порядок в области энергий выше  $10^{17}$  эВ.

В 2012 году было начато поэтапное развертывание широкоугольной атмосферной черенковской установки Tunka-HiSCORE [24], которая представляет собой сеть фотодетекторов – оптических станций (ОС), расположенных на поверхности Земли в узлах квадратной решётки. На текущем этапе (2015 г.)

установка состоит из 28 ОС (рис.2.1), расстояние между которыми составляет около 106 м, площадь установки равна 0,25 км<sup>2</sup>. Установка расположена на высоте 669 м над уровнем моря. В дальнейшем планируется сократить расстояние между оптическими станциями центральной части установки до 75м, а также увеличивать площадь установки, дополняя её новыми оптическими станциями.

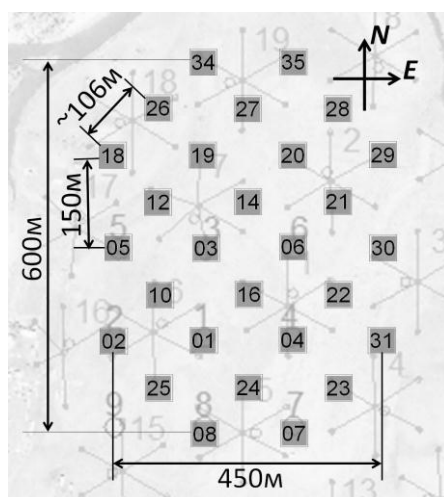


Рис.2.1. Схема текущего расположения оптических станций установки Tunka-HiSCORE.

Оптическая станция является отдельным, логически завершённым элементом установки Tunka-HiSCORE. ОС (рис.2.2) представляет собой металлический контейнер с дистанционно-управляемыми крышками для защиты от солнечного света, атмосферных осадков и пыли. В ОС размещаются 4 оптических модуля (ФЭУ с диаметром фотокатода 20 см, укомплектованные конусами Винстона, увеличивающими площадь светосбора в 4 раза). Телесный угол обзора конусов Винстона и, соответственно, ОС составляет 0.6 ср.

Основная электроника оптической станции, ответственная за сбор и оцифровку данных, вынесена в расположенный рядом отдельный подогреваемый контейнер (рис.2.3), что позволяет уменьшить наводки на ФЭУ и предусилителях. В ОС расположены только высоковольтный источник напряжения для фотоумножителей, контроллер, ответственный за управление высоким напряжением на ФЭУ, питание предусилителей, обогрев входных окон и открывание крышек оптической станции и аналоговая часть электроники,

ответственной за получение данных (делители и предусилители). Для понижения энергетического порога станции сигналы с анодов четырех ФЭУ суммируются, и суммарный сигнал поступает на вход компаратора системы выработки локального триггера. Сигналы с анодов и промежуточных динодов оцифровываются с шагом 0.5 нс. Порог компаратора системы локального триггера выбирается в области пересечения интегрального амплитудного спектра сигналов от ШАЛ (спектра плотностей) со спектром флуктуаций фона ночного неба.



Рис.2.2. Конструкция и элементы оптической станции установки Tunka-HiSCORE

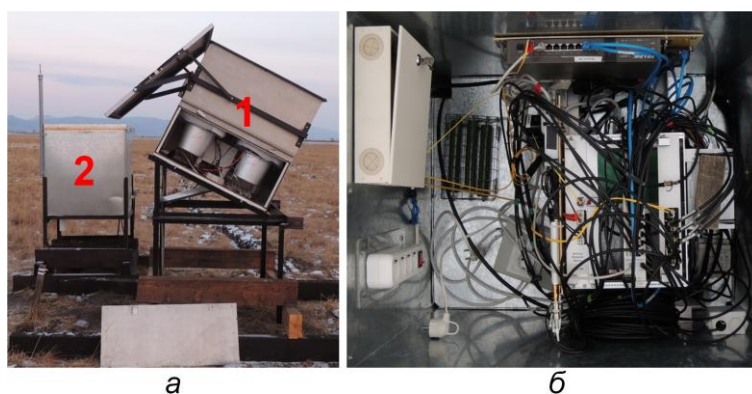


Рис.2.3. а – оптическая станция (1) и электронный модуль оптической станции (2); б – электронный модуль оптической станции, вид сверху.

Проектируемая установка TAIGA-IACT [24] - также предназначена для выделения событий, связанных с гамма-квантами, из фона, который создают заряженные частицы. Установка будет представлять собой сеть атмосферных черенковских телескопов, отличительной частью которых станут составные зеркала диаметром 4,5 метра. В фокусе на расстоянии около пяти метров будут установлены сверхбыстрые четырехсотканальные камеры для фиксации вспышек черенковского света, возникающих при попадании в атмосферу гамма-квантов высоких энергий.

Действующая установка Tunka-Rex представляет собой пространственную решетку из 47 радиоантенн типа SALLA на площади  $0.5 \text{ км}^2$ . Сбор данных на установке Tunka-Rex осуществляется с 8 октября 2012 г по триггеру с кластеров черенковской решетки Тунка-133. Направления прихода, восстановленные по радио-данным согласуются с результатами черенковской установки Тунка-133, что подтверждает возможность кросс калибровки радио и черенковских данных [29].

Основным недостатком черенковского метода регистрации, применяемого на установках Tunka-HiSCORE и Тунка-133, является то, что наблюдения возможны только в ясные безлунные ночи, то есть порядка 400 часов в год даже в условиях Тункинской долины. Другим калориметрическим методом наблюдений является регистрация радиоизлучения ШАЛ (установка Tunka-Rex). В отличие от черенковского, в принципе, он является «всепогодным» (точнее, почти «всепогодным», исключаются относительно редкие периоды высокого радио фона). Однако радио метод еще недостаточно изучен с методической точки зрения. Совместная работа установок Tunka-133, Tunka-HiSCORE, Tunka-Rex и сцинтилляционной установки Tunka-Grande позволит достигнуть качественно нового уровня в исследовании энергетического спектра ПКЛ.

## 2.2. Сцинтилляционный комплекс Tunka-Grande

До некоторого времени «массовое» создание сцинтилляционных детекторов заряженных частиц в Тункинском эксперименте сдерживалось высокой их стоимостью. «Прорыв» в этом направлении стал возможным в 2013 году за счет поставки дорогостоящих сцинтилляционных счетчиков, работавших ранее в установке KASCADE-Grande. С этого момента началось развертывание сцинтилляционного комплекса Tunka-Grande, представляющего собой сеть станций на поверхности и под землей, предназначенных для регистрации заряженных частиц и мюонов ШАЛ.

На начальном этапе сцинтилляционный комплекс Tunka-Grande будет использоваться для совместной работы с установкой Тунка-133[91], впоследствии он войдет в состав гамма-обсерватории TAIGA.

При определении размеров и выборе конфигурации сцинтилляционной установки за основу была взята геометрия расположенной на площади 3 км<sup>2</sup> действующей черенковской установки Тунка-133 [91-93].

Первоначально предполагалось, что в состав установки будут входить 6 дополнительных станций наблюдения, расположенных вблизи 6 внешних кластеров установки Тунка-133. Однако, анализ результатов моделирования показал, что при таком расположении дополнительные станции будут начинать эффективную регистрацию ШАЛ только с энергии  $3 \cdot 10^{17}$  эВ и, из-за большой удаленности от 19 внутренних станций, дополнительные станции наблюдения будут давать большие погрешности при восстановлении параметров ШАЛ и сгенерировавшей его первичной частицы. Поэтому было принято решение на первом этапе отказаться от дополнительных станций наблюдения у внешних кластеров и распределить все сцинтилляционные счетчики между станциями в пределах внутренней части установки Тунка-133. В дальнейшем рассматривается увеличение установки Tunka-Grande за счет строительства внешнего круга сцинтилляционных станций.

Первая очередь сцинтилляционного комплекса представляет собой 19 сцинтилляционных станций, размещённых на территории черенковской



установки Тунка-133 в круге с радиусом  $\sim 400$  м. (рис.2.4). Первоначальная площадь сцинтилляционной части установки составляет около  $0.5 \text{ км}^2$ .

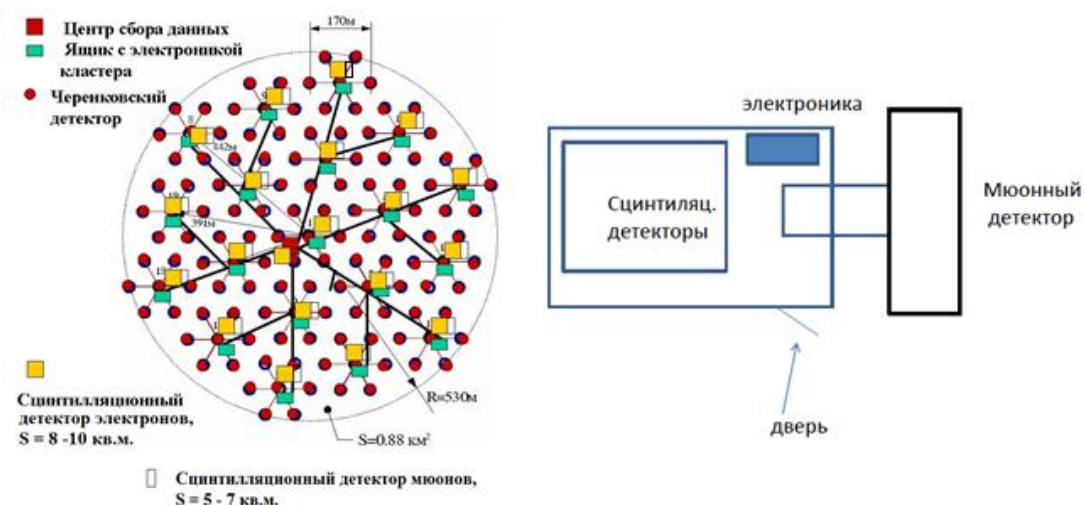


Рис. 2.4 Схема расположения сцинтилляционных детекторов

Каждая станция включает в себя наземный детектор электронов, состоящий из 12 сцинтилляционных счетчиков общей площадью  $8 \text{ м}^2$ , и подземный детектор мюонов общей площадью  $5 \text{ м}^2$ , состоящий из 8 аналогичных сцинтилляционных счетчиков (Рис.2.5).

Каждый отдельный сцинтилляционный счетчик представляет собой светособирающий дюралюминиевый кожух, внутри которого размещаются фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) PHOTONICS XP-3462 и сцинтилляционная пластина размером  $800 \times 800 \times 40$  мм (Рис.2.6 с). Основная часть счетчиков (352 штуки) была поставлена Туринским университетом в августе-сентябре 2012 года. Ранее они использовались в установке KASCADE-Grande [64].

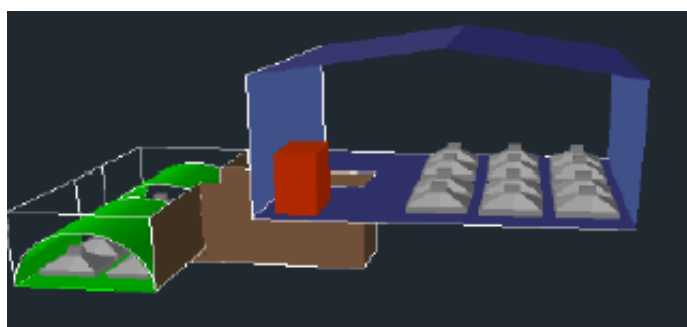


Рис. 2.5 Схема сцинтилляционной станции

Наземные детекторы электронов установлены в специальных легких контейнерах на расстоянии не более 30 метров от центров внутренних кластеров черенковской установки Tunka-133 (рис. 2.4). Мюонные детекторы расположены в бетонных контейнерах под слоем грунта 1.5 м в непосредственной близости от детекторов электронов. Подобная геометрия позволит восстанавливать положение оси и направление прихода ливня с достаточной точностью.

Электроника сцинтилляционных станций подобна электронике установки Tunka-133 и расположена в контейнерах с наземными детекторами. Дополнительным является наличие в каждой станции двух шестиканальных аналоговых сумматоров сигналов с детектора электронов. Составляющие электронный детектор 12 локальных сцинтилляционных счетчиков, разделены на две половины, состоящие соответственно из шести четных и шести нечетных счетчиков (см. рис. 2.6, а). Четные счетчики подключены к первому сумматору, а нечетные - ко второму. Такие специальные меры приняты для ослабления возможного влияния пространственного градиента в распределении частиц, падающих на детектор.

Таким образом, станции могут передавать информацию как о поступлении «внешнего» триггерного сигнала от ближайшего кластера установки Tunka-133, так и о поступлении сигнала от «локального» триггера детектора электронов. Условие выработки «локального» триггера детектора электронов – наличие сигнала от релятивистской частицы на выходе каждого сумматора в пределах 100 нс. Порог срабатывания каждого отдельного сцинтилляционного счетчика - 1 релятивистская частица. Мюонный детектор считается сработавшим при срабатывании не менее одного из составляющих его счетчиков с порогом 1 релятивистская частица.

Каждая станция будет подключена двухжильным оптоволоконным кабелем к ближайшему кластеру. Информация со сцинтилляционной станции будет сначала поступать в ближайший кластер, а затем по сводным оптическим жилам кабеля, связывающего этот кластер с центром установки, будет передаваться в центральный пункт сбора данных, регистрирующий сигналы как от

сцинтилляционной, так и от черенковской части установки. При выработке локального триггера детектора электронов информация с мюонного детектора будет поступать в центральный пункт сбора данных вне зависимости от того сработал или не сработал мюонный детектор. Событие ШАЛ будет считаться зарегистрированным при срабатывании не менее 3-х наземных детекторов электронов.

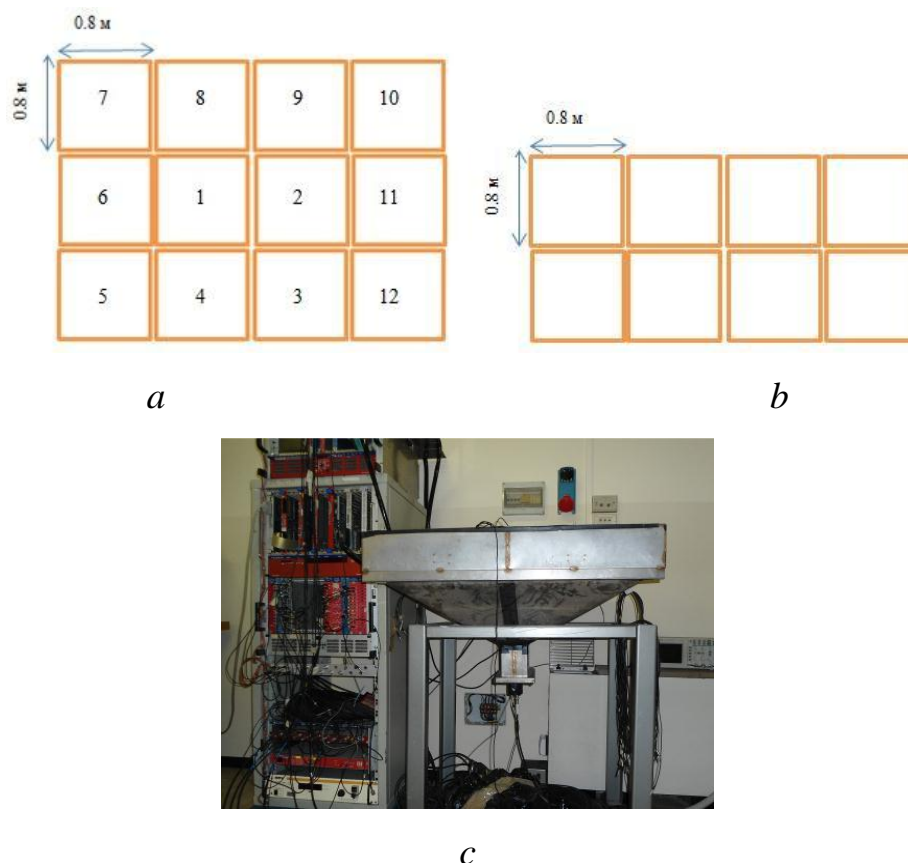


Рис.2.6. *a)* Схема детектора электронов; *b)* схема мюонного детектора; *c)* сцинтилляционный счетчик установки KASCADE-Grande.

Летом 2013 г. был произведен первый запуск центрального наземного детектора электронов и подготовлена часть специально оборудованных подвалов для размещения подземных мюонных детекторов. В 2014 году полностью закончены работы по монтажу остальных 18 наземных детекторов электронов и 7 подземных детекторов мюонов. В настоящее время подготовлены к работе 7 станций наблюдения из внутренней части Tunka-Grande площадью  $0.2 \text{ км}^2$ .

Проводится их калибровка. В остальных станциях продолжаются работы по установке и подключению подземных мюонных детекторов (рис. 2.7).



Рис.2.7. *a)* подготовка подвала для мюонного детектора; *b)* сцинтилляционные пластины; *c)* вид на детектор электронов внутри станции.

## Глава 3. Моделирование ШАЛ

### 3.1. Программный пакет Aires

Действующие сегодня наземные экспериментальные комплексы исследуют ПКЛ высоких и сверхвысоких энергий с помощью ШАЛ, генерируемых частицами ПКЛ в атмосфере Земли. Однако, подобные методы исследования позволяют получить лишь фрагменты информации об исходном индивидуальном событии, поскольку даже в лучшем случае удастся зарегистрировать лишь малую долю частиц, достигающих уровня наблюдения, остальная же часть ливня проходит мимо, навсегда унося с собой столь важную для исследователей информацию. Восстановить по полученным данным наиболее вероятные параметры исходной частицы можно только обладая надёжной математической моделью такого сложного явления, как ШАЛ.

Поэтому, по мере увеличения сложности экспериментальных задач и структуры установок все более значимой становится проблема математического моделирования самого процесса каскадного размножения частиц в атмосфере.

Прежде чем приступить к моделированию реакции детекторов установки на различные типы вторичного излучения, необходимо, исходя из эволюции ливня в атмосфере, найти связь между его параметрами и характеристиками сгенерировавшей его частицы. Для этого требуется программное обеспечение, разработанное для моделирования явления ШАЛ на достаточно высоком уровне, и ориентированное на нужды экспериментов по исследованию ПКЛ в области высоких и сверхвысоких энергий.

В данном случае в качестве такого программного обеспечения был выбран программный пакет Aires (Air shower Extended Simulations) [30], представляющий собой комплекс Монте-Карло программ и подпрограмм, предназначенных для изучения эволюции и свойств широких атмосферных ливней. Он позволяет моделировать взаимодействия и распады ядер и других адронов, мюонов, электронов и фотонов в атмосфере до энергий порядка  $10^{20}$  эВ [30].

Преимуществом Aires над более распространенным пакетом Монте-Карло программ CORSIKA[56] является простота и скорость, а различие в результатах, составляющее не более нескольких процентов, на стадии оценок не представляется существенным.

Цель использования программы Aires состояла в получении экстраполирующих и интерполирующих формул, позволяющих по некоторому набору параметров, измеренных для отдельных компонент ШАЛ, определить характеристики исходной космической частицы.

При работе с Aires розыгрыш ШАЛ проводился для 6-ти значений энергии первичной частицы:  $\lg(E_0(\text{эВ})/1 \text{ эВ}) = 16, 16.3, 16.7, 17, 17.3, 17.7$  для первичного протона и первичного ядра железа; вертикальный угол прихода  $\theta = 0^\circ, 30^\circ$  и  $45^\circ$  градусов. Было разыграно по 100 событий для каждого отдельного случая. Для вертикальных ливней был проведён дополнительный розыгрыш ливней по четырем значениям энергии первичной частицы:  $\lg(E_0(\text{эВ})/1 \text{ эВ}) = 15, 15.3, 15.7, 18.0$  (по 500 событий для каждого из значений энергии) для первичного протона и первичного ядра железа. Пороговая энергия мюонов была выбрана 0.5 ГэВ, что соответствует минимальной энергии, которой должен обладать мюон для попадания в детектор, расположенный под слоем грунта 1м. Расчет адронных взаимодействий при сверхвысоких энергиях проводился в рамках модели QGSJET, наиболее полно описывающей современные экспериментальные данные об адронных взаимодействиях [31,58, 94,95,96]. Выбор иной модели адронного взаимодействия - SIBYLL 2.1 [97], показал различие в результатах моделирования не более 5% [98]. Параметры атмосферы соответствовали условиям в Тункинской долине.

Измеряемыми параметрами в будущем сцинтилляционном эксперименте будут плотности числа электронов и мюонов в каждом отдельном электронном и мюонном детекторе соответственно. Для сведения этих отдельных измерений в единую картину ШАЛ из моделирования в программе Aires требовалось получить семейство функций пространственного распределения мюонов, связь между

полным числом электронов, полным числом мюонов и энергией первичной частицы а также оценить величину пробега поглощения мюонов и электронов в зависимости от зенитного угла прихода ШАЛ и энергии сгенерировавшей его частицы. В качестве ФПР электронов было принято решение выбрать аналитическую аппроксимацию экспериментальной ФПР заряженных частиц, полученной на установке ШАЛ МГУ, которая обеспечивает лучшее описание флуктуаций плотности числа электронов с ростом расстояния от оси ливня по сравнению с применявшимися ранее.

Результаты анализа искусственных ШАЛ, полученных в программе Aires, заложены в основу программного обеспечения, подробное описание которого дано в главах 4 и 5.

### 3.2. Корреляция полного числа электронов и полного числа мюонов ШАЛ с энергией первичной частицы

В результате анализа данных Aires были получены зависимости полного числа электронов  $N_e(E_0)$  и полного числа мюонов  $N_\mu(E_0)$  от энергии первичных частиц в предположении чисто протонного и чисто железного состава ПКЛ для трех значений зенитного угла  $\theta$ .

На рисунке 3.1, *a*, *b* представлены зависимости полного числа электронов  $N_e$  и полного числа мюонов  $N_\mu$  ШАЛ от энергии первичной частицы  $E_0$  для вертикальных ливней ( $\theta = 0^\circ$ ). Квадратики отвечают усредненному по 200 событиям значению полного числа частиц ШАЛ (рис. 3.1, *a* - электронов, рис. 3.1, *b* - мюонов) при фиксированной энергии первичной частицы в предположении равного массового состава первичных протонов и первичных ядер железа (100 событий ШАЛ сгенерировано первичными протонами, 100 событий ШАЛ - первичными ядрами железа). Сплошная линия соответствует фитирующей функции, выбранной в виде  $N(E_0) \sim (E_0 / 1 \text{ ПэВ})^b$ , где  $b=1.16$  для полного числа электронов (рис. 3.1, *a*) и  $b=0.96$  для полного числа мюонов (рис. 3.1, *b*).

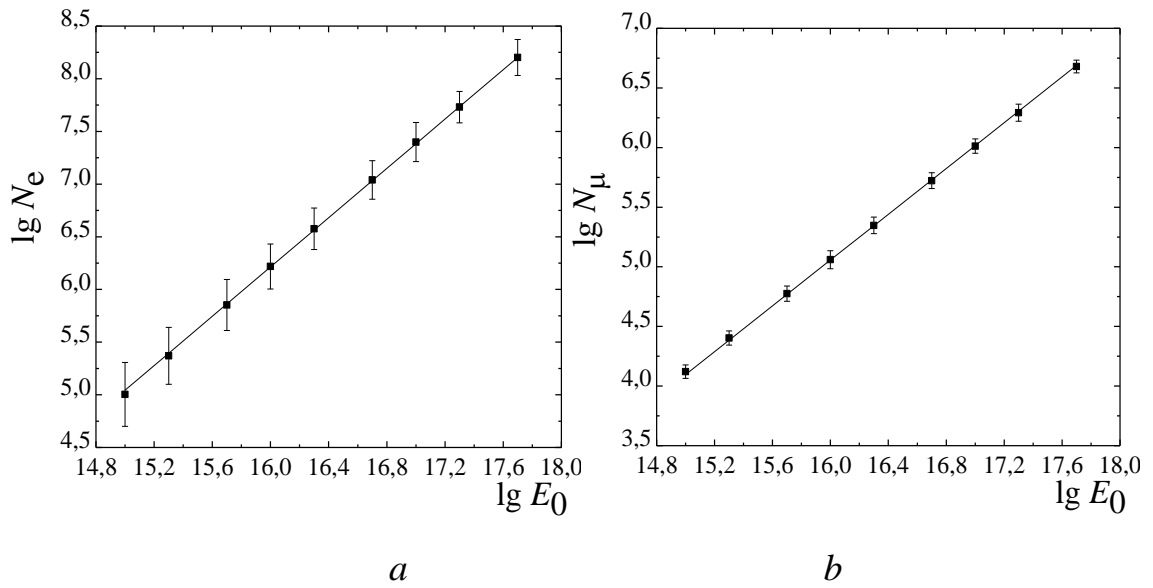


Рис.3.1 *a, b* Зависимость полного числа электронов и полного числа мюонов ШАЛ от энергии первичной частицы  $E_0$ . Расчет проведен для вертикальных ливней.

Аналогичный расчет был проведен для ливней пришедших под фиксированными зенитными углами  $\theta = 30^\circ$  и  $\theta = 45^\circ$ .

При усреднении по всем зенитным углам в предположении равной доли протонов и ядер железа в ПКЛ зависимости  $N_e(E_0)$  и  $N_\mu(E_0)$  принимают следующий вид:

$$N_e(E_0) \sim (E_0/1 \text{ ПэВ})^{1.14}, \sigma(N_e/\langle N_e \rangle) = 0.37 \quad (3.1)$$

$$N_\mu(E_0) \sim (E_0/1 \text{ ПэВ})^{0.96}, \sigma(N_\mu/\langle N_\mu \rangle) = 0.2. \quad (3.2)$$

Стандартные ошибки в определении значений степени в указанных формулах не превосходят 0.005. В качестве значения  $\sigma(N/\langle N \rangle)$  указана величина среднего квадратичного отклонения, усредненная по всем энергиям, зенитным углам и сортам первичных частиц.

Теоретическая зависимость полного числа электронов  $N_e$  и полного числа мюонов  $N_\mu$  в ливне от энергии первичной частицы  $E_0$  для всех применявшихся в расчете первичных энергий, зенитных углов и сортов ядер показана на рис.3.2, *a, b*.



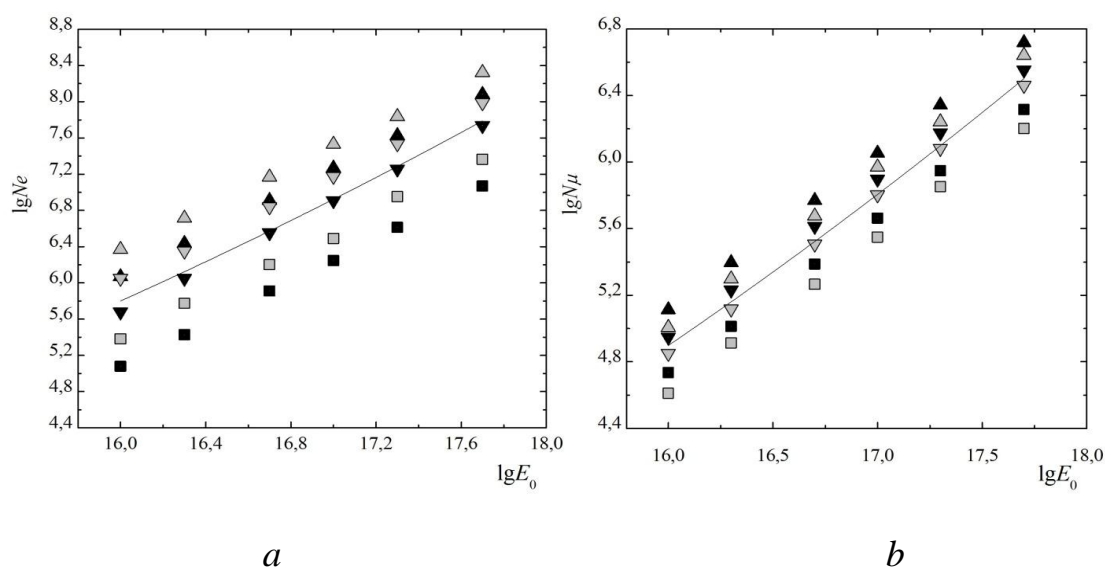


Рис.3.2 *a, b* Полное число электронов и полное число мюонов в зависимости от  $E_0$ . Сплошными линиями - аппроксимирующие степенные функции, связывающие полное число частиц в ливне, усредненное по всем углам и сортам ядер с энергией первичных частиц. Черные значки отвечают числу частиц в ливнях, образованных первичными ядрами железа, серые - числу частиц в ливнях, образованных первичными протонами, квадратики - числу частиц в ливнях, пришедших под зенитным углом  $\theta = 45^\circ$ , перевернутые треугольники  $\blacktriangledown$  - числу частиц в ливнях с зенитным углом  $\theta = 30^\circ$ , треугольники  $\blacktriangle$  - числу частиц в ливнях с зенитным углом  $\theta = 0^\circ$ .

Величина среднего квадратического отклонения полного числа электронов падает с ростом энергии первичных частиц и аппроксимируется функцией вида:

$$\sigma(N_e / \langle N_e \rangle) \sim \sigma_0 (E_0 / 1 \text{ ПэВ})^{-\beta}, \quad (3.3)$$

где  $\beta$  меняется в пределах от 0.01 для ливней от первичного железа, пришедших под углом в  $45^\circ$ , до 0.1 для вертикальных ливней образованных первичными протонами (рис. 3.3, *a, b*). Значения  $\beta$  приведены в таблице 3.1. Стандартные ошибки в определении значений  $\beta$  в таблице не превышают 0.007.

Значения показателя степени в аппроксимирующей функции (3)

| $B$  | $\theta = 0^\circ$ | $\theta = 30^\circ$ | $\theta = 45^\circ$ |
|------|--------------------|---------------------|---------------------|
| $P$  | 0.102              | 0.099               | 0.087               |
| $Fe$ | 0.101              | 0.074               | 0.013               |

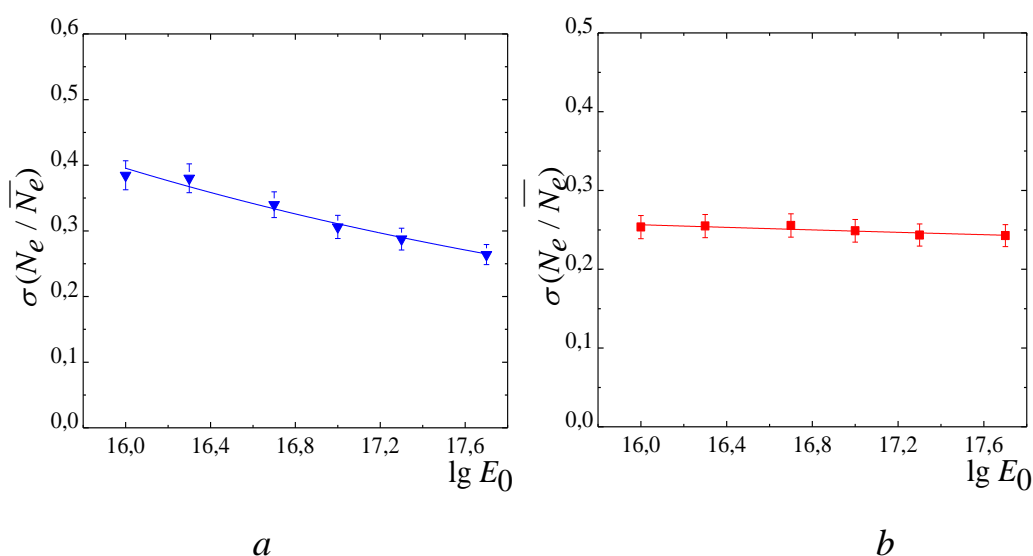


Рис. 3.3, *a, b* Зависимость флуктуаций полного числа электронов ШАЛ от энергии первичной частицы: *a*) первичная частица – протон,  $\theta = 0^\circ$ , коэффициенты аппроксимирующей функции (3.3)  $\sigma_0 = 0.50$ ,  $b = 0.10$ ; *b*) первичная частица – ядро железа,  $\theta = 45^\circ$ , коэффициенты аппроксимирующей функции (3.3)  $\sigma_0 = 0.26$ ,  $b = 0.01$ . Каждой точке соответствует 100 событий.

При аппроксимации усредненных по всем зенитным углам средних квадратичных отклонений полного числа электронов ШАЛ, сгенерированных первичными протонами и первичными ядрами железа, коэффициенты в формуле (3.3) принимают следующие значения:  $\sigma_0=0.813$ ,  $\beta=0.097$  в случае, если первичная частица – протон;  $\sigma_0=0.261$ ,  $\beta=0.058$  если первичная частица – ядро железа (рисунок 3.4). Стандартные ошибки в определении значений  $\sigma_0$  и  $\beta$  не превосходят 0.03.

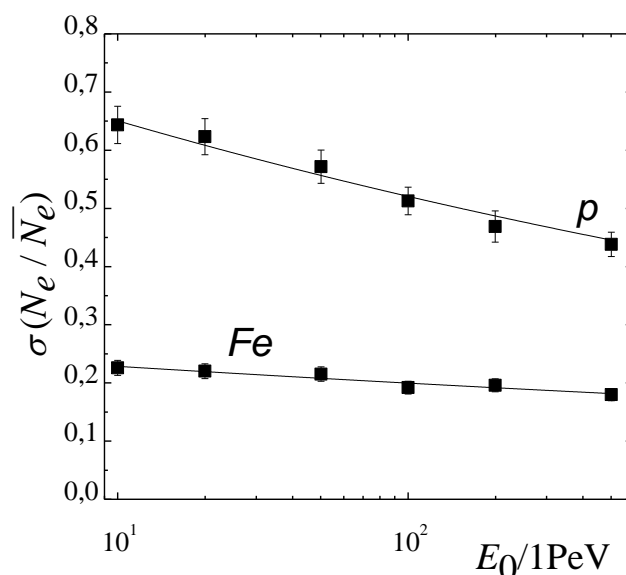


Рис. 3.4 Аппроксимирующие функции зависимости среднего квадратического отклонения полного числа электронов ШАЛ для всех зенитных углов.

Как и следовало ожидать, из результатов анализа данных Aires следует, что значение  $\sigma(N_e / \langle N_e \rangle)$  растет с увеличением зенитного угла  $\theta$  и падает при переходе от легких сортов ядер ПКЛ к более тяжелым.

Среднее квадратичное отклонение полного числа мюонов практически не зависит от энергии и зенитного угла  $\theta$  и сохраняет зависимость только от массового состава ПКЛ.

В программы моделирования и обработки событий ШАЛ с помощью аппроксимирующей функции (3.3) была заложена возможность учета зависимости среднего квадратичного отклонения полного числа электронов от энергии первичных частиц, а также учтено снижение среднего квадратичного отклонения как электронов, так и мюонов, при переходе от легких сортов ядер ПКЛ к тяжелым.

### 3.3. Пробеги поглощения электронов и мюонов по данным программы Aires

В результате анализа искусственных ливней, смоделированных в программе Aires, была получена оценка пробегов поглощения электронов и мюонов ШАЛ.

Из результатов моделирования нам известны значения полного числа мюонов и полного числа электронов для трех значений зенитного угла (рис.3.2, *a*, *b*) при фиксированной энергии первичной частицы. Каждой паре зенитных углов соответствует дополнительная глубина, проходимая ливнем в атмосфере:

$$\Delta = x_0 \cdot \left( \frac{1}{\cos\theta_2} - \frac{1}{\cos\theta_1} \right), \quad (3.4)$$

причем предполагается, что  $\theta_2 > \theta_1$ ,  $\Delta = x_2 - x_1$

Если считать поглощение экспоненциальным, то

$$N_e(x_2) = N_e(x_1) \cdot e^{-\frac{(x_2-x_1)}{L_{1,2}}}, \quad (3.5)$$

где  $x_2 > x_1$  и обе точки находятся за максимумом ШАЛ. Тогда

$$L_{1,2} = \Delta / \ln \left( \frac{N_e(x_1)}{N_e(x_2)} \right). \quad (3.6)$$

Значение глубины максимума  $x_0$  для Тункинской долины составляет  $940 \text{ г/см}^2$ .

Результаты расчета представлены в таблицах 3.2 и 3.3. Усредненное по всем энергиям и зенитным углам значение пробега поглощения электронов составляет около  $190 \text{ г/см}^2$ , мюонов –  $1050 \text{ г/см}^2$ .

Табл. 3.2

Пробеги поглощения электронов, полученные из анализа данных Aires.

| $\lg E_0$ | $\lambda_e \text{ г/см}^2$ , первич. частица – протон |   |  | $\lambda_e \text{ г/см}^2$ , первич. частица - ядро железа |   |  |
|-----------|---|---|--|--|---|--|
|           | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=30^\circ$             | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ | $\theta_1=30^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=30^\circ$                  | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ | $\theta_1=30^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ |
| 16        | $2.1 \cdot 10^2$                                      | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.7 \cdot 10^2$                           | $1.7 \cdot 10^2$   | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.9 \cdot 10^2$                           |
| 16.3      | $1.8 \cdot 10^2$                                      | $1.9 \cdot 10^2$                          | $1.9 \cdot 10^2$                           | $1.7 \cdot 10^2$   | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.8 \cdot 10^2$                           |
| 16.7      | $2.0 \cdot 10^2$                                      | $1.9 \cdot 10^2$                          | $1.8 \cdot 10^2$                           | $1.9 \cdot 10^2$   | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.7 \cdot 10^2$                           |
| 17        | $1.9 \cdot 10^2$                                      | $1.7 \cdot 10^2$                          | $1.6 \cdot 10^2$                           | $1.9 \cdot 10^2$   | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.7 \cdot 10^2$                           |
| 17.3      | $2.2 \cdot 10^2$                                      | $2.0 \cdot 10^2$                          | $1.9 \cdot 10^2$                           | $1.8 \cdot 10^2$   | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.7 \cdot 10^2$                           |
| 17.7      | $2.0 \cdot 10^2$                                      | $1.9 \cdot 10^2$                          | $1.8 \cdot 10^2$                           | $1.9 \cdot 10^2$   | $1.8 \cdot 10^2$                          | $1.7 \cdot 10^2$                           |

Пробеги поглощения мюонов, полученные из анализа данных Aires.

| lg $E_0$ | $\lambda_\mu$ г/см <sup>2</sup> , первич. частица – протон |   |  | $\lambda_\mu$ г/см <sup>2</sup> , первич. частица - ядро железа |   |  |
|----------|--|---|--|---|---|--|
|          | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=30^\circ$                  | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ | $\theta_1=30^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=30^\circ$                       | $\theta_1=0^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ | $\theta_1=30^\circ$<br>$\theta_2=45^\circ$ |
| 16       | $10^3$   | $10^3$                                    | $0.9 \cdot 10^3$                           | $0.9 \cdot 10^3$  | $0.9 \cdot 10^3$                          | $10^3$                                     |
| 16.3     | $10^3$   | $1.1 \cdot 10^3$                          | $1.2 \cdot 10^3$                           | $0.9 \cdot 10^3$  | $0.9 \cdot 10^3$                          | $10^3$                                     |
| 16.7     | $0.9 \cdot 10^3$   | $10^3$                                    | $10^3$                                     | $10^3$  | $10^3$                                    | $10^3$                                     |
| 17       | $1.2 \cdot 10^3$   | $10^3$                                    | $0.9 \cdot 10^3$                           | $10^3$  | $10^3$                                    | $0.9 \cdot 10^3$                           |
| 17.3     | $1.1 \cdot 10^3$   | $1.1 \cdot 10^3$                          | $10^3$                                     | $0.9 \cdot 10^3$  | $10^3$                                    | $10^3$                                     |
| 17.7     | $1.1 \cdot 10^3$   | $10^3$                                    | $10^3$                                     | $10^3$  | $10^3$                                    | $10^3$                                     |

### 3.4. ФПР мюонов

В результате моделирования в программе Aires[30] были получены функции пространственного распределения мюонов для каждого индивидуального события.

На рисунке 3.5 приведены усредненные по числу событий ФПР мюонов  $\rho(r)$  для разных зенитных углов ( $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ), энергий и сортов ядер (p, Fe). Графики слева отвечают событиям, когда ШАЛ был сгенерирован первичным протоном, на графиках с правой стороны показаны ФПР мюонов для ливней образованных первичными ядрами железа. Синими треугольниками обозначены ФПР мюонов для вертикальных ШАЛ, зелеными – ФПР мюонов для ливней с  $\theta = 30^\circ$ , черными квадратами показаны ФПР мюонов для ШАЛ, пришедших под углом  $45^\circ$ .

На этом же рисунке (рис. 3.5) приведена аппроксимирующая функция Грейзена (4.10) с фиксированными параметрами  $a = 0.61$  и  $R_0 = 180$  м. Стандартные ошибки в определении значений параметра  $b$  не превышают 0.015.

Более подробно о выборе аналитической функции, аппроксимирующей набор смоделированных ФПР мюонов, говорится в пункте 4.4 следующей главы.

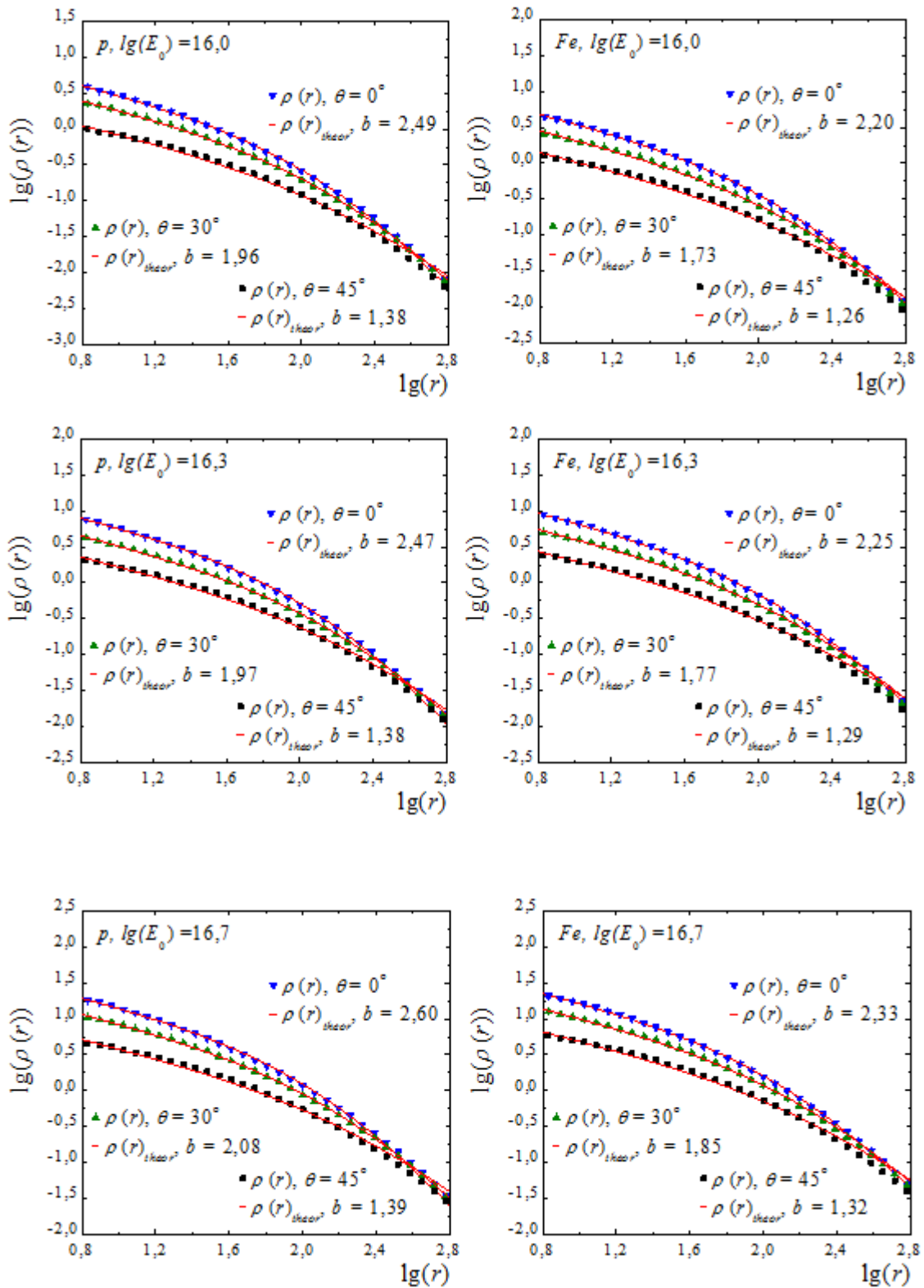


Рис.3.5 Средние ФПР мюонов для разных энергий первичной частицы.

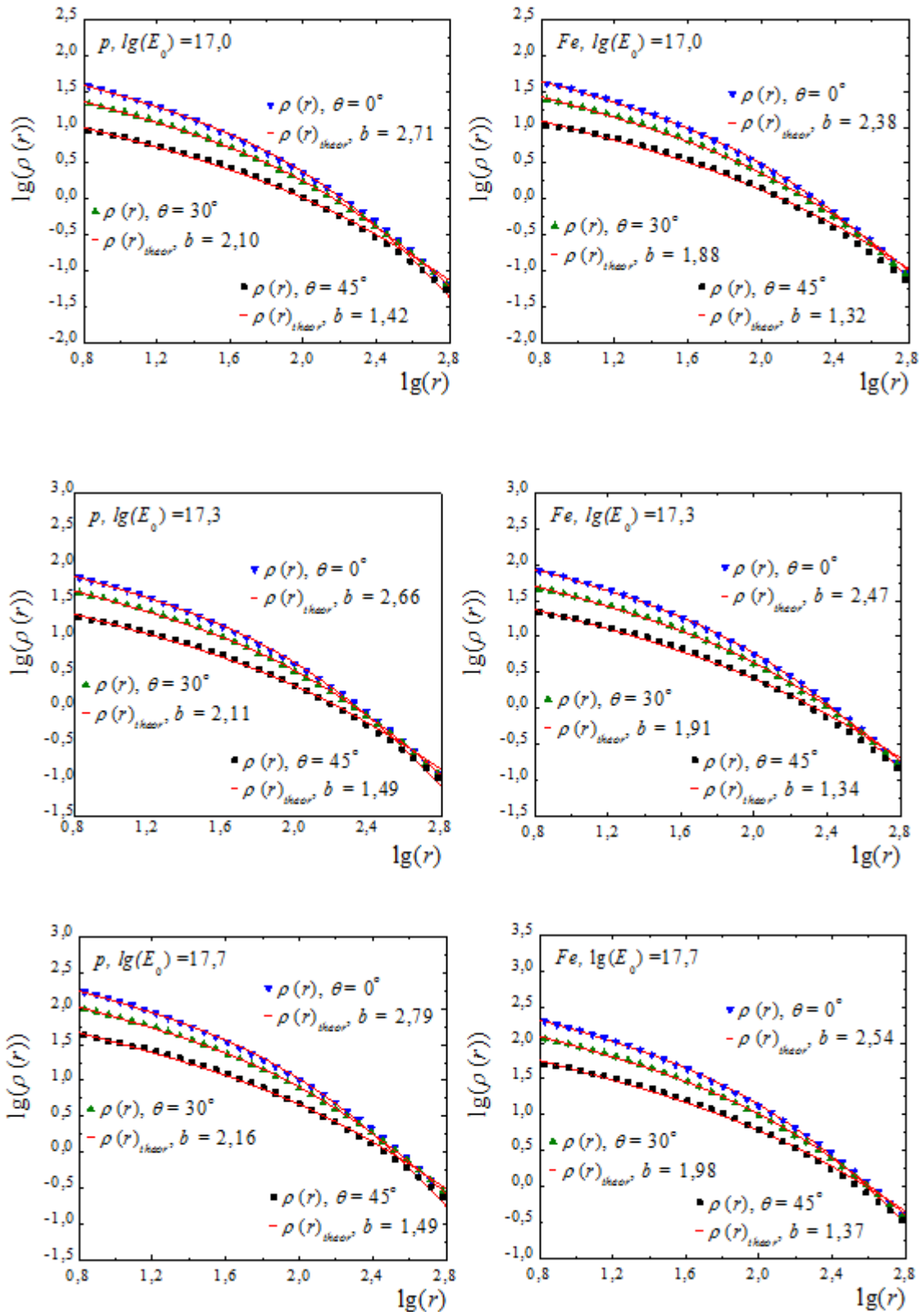


Рис.3.5 (продолжение). Средние ФПР мюонов для разных энергий первичной частицы.

## Глава 4. Моделирование работы сцинтилляционной части установки Tunka-133

### 4.1. Постановка задачи моделирования

Интенсивное развитие вычислительной техники, свидетелями которого мы являемся, позволяет значительно усовершенствовать или, скорее, поднять на новый, недоступный ранее уровень, такие необходимые при исследовании ПКЛ процедуры, как планирование новых экспериментальных установок (выбор местоположения, оптимальных геометрических размеров и конструкции установок, оценка характеристик их работы и т.д.), обработка полученных экспериментальных данных, сопоставление экспериментальных результатов с предсказаниями теоретических моделей.

Моделирование работы будущего экспериментального комплекса в то время, пока он находится на стадии разработки, даёт прекрасную возможность оценить его будущие характеристики и при необходимости внести поправки в проект разрабатываемого эксперимента.

Главной задачей при создании программного обеспечения для сцинтилляционной части черенковского эксперимента Tunka-133 было получение некоторой общей информации о будущей сцинтилляционной установке, позволяющей оценить эффективность её работы, энергетическое разрешение и другие необходимые параметры.

Созданный программный пакет моделирует работу будущей установки и восстанавливает смоделированные события ШАЛ. На рисунке 4.1. показан пример смоделированного ливня для первичной частицы с энергией  $3 \cdot 10^{16}$  эВ и углами прихода  $\theta$ ,  $\varphi$  18 и 240 градусов соответственно.



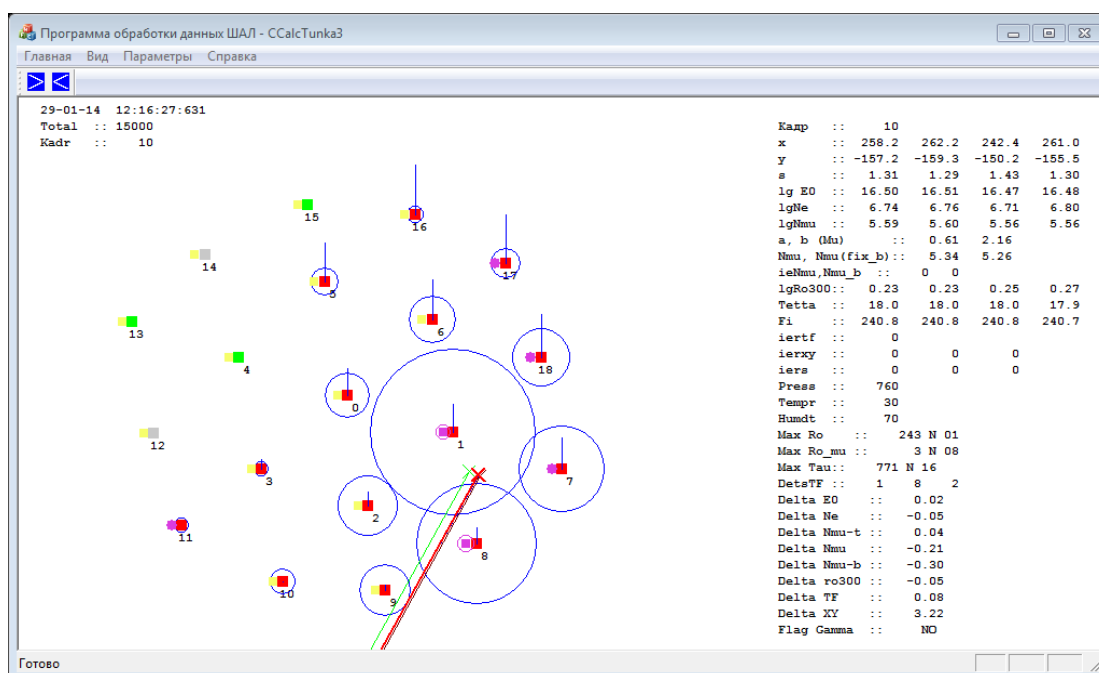


Рис.4.1 Пример смоделированного и обработанного события ШАЛ. Красные, серые и зелёные квадраты - детекторы электронов, малиновые и жёлтые – детекторы мюонов. Красный и малиновый цвета отвечают сработавшим детекторам. Зеленые квадраты отвечают не сработавшим детекторам электронов, зарегистрированное число частиц в которых меньше установленного порога срабатывания (2 частицы). Желтые и серые квадраты соответствуют детекторам, не зарегистрировавшим ни одной частицы. Зеленая, коричневая и красная стрелки обозначают положение оси и направление прихода ливня, восстановленное соответственно в нулевом, первом и втором приближении. Синяя стрелка соответствует положению оси и направлению прихода исходного смоделированного ливня. Радиус окружностей вокруг сработавших детекторов пропорционален числу зарегистрированных ими частиц. Размер вертикальных линий пропорционален величине временных задержек в соответствующих наземных детекторах электронов.

Часть программного обеспечения, отвечающая за восстановление исходных параметров ШАЛ, в дальнейшем будет использована при обработке реальных событий, зарегистрированных сцинтилляционной частью установки Тунка-133.

#### 4.2. Моделирование первичной энергии, направления прихода и положения оси ШАЛ

Основными параметрами, характеризующими атмосферный ливень, являются энергия образовавшей его первичной частицы  $E_0$ , полное число частиц в ливне (электронов –  $N_e$ , мюонов –  $N_\mu$ ), зенитный и азимутальный углы прихода ливня –  $\theta$  и  $\varphi$ , координаты оси ШАЛ в плоскости установки –  $x$  и  $y$ , параметр функции пространственного распределения частиц.

При вычислении основных характеристик сцинтилляционного комплекса энергия первичной частицы разыгрывается по упрощенному степенному спектру, с одним изломом при энергии  $3 \cdot 10^{15}$  эВ [103]. Заданный при моделировании дифференциальный энергетический спектр ПКЛ имеет вид

$$I(> E_0) \sim E_0^{-(\gamma+1)} \quad (4.1)$$

Показатель  $\gamma = 1.5$  до излома и  $\gamma = 2$  после излома.

Выбранное положение излома в энергетическом спектре ПКЛ соответствует данным большинства моделей, объясняющих эту особенность спектра ПКЛ, а также результатам экспериментальных исследований [100]. Существующие экспериментальные данные показывают, что в действительности при энергии  $E > 10^{16}$  эВ энергетический спектр имеет более сложную структуру [92,101]. Однако на первом этапе разработки программного обеспечения достаточным было использование такого упрощенного вида энергетического спектра ПКЛ. По этой же причине вместо значения показателя степени до излома  $\gamma = 1.7$  было выбрано  $\gamma = 1.5$ .

При проверке возможности восстановления особенностей энергетического спектра ПКЛ по данным новой установки в программу моделирования закладывается более сложный энергетический спектр.

Для того, чтобы оценить, насколько программа восстановления событий чувствительна к наличию небольших особенностей в энергетическом спектре

ПКЛ в качестве задаваемого аналитического спектра был выбран спектр с двумя изломами (первый излом при  $E_0 = 3 \cdot 10^{15}$  эВ, второй – при  $E_0 = 7 \cdot 10^{17}$  эВ) и особенностью в области  $1.2 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{17}$  эВ. Показатель спектра после второго излома  $\gamma = 2.3$ . Таким образом, энергия первичной частицы разыгрывалась по следующему распределению:

$$I(E) = \begin{cases} k_1 \cdot E^{-(\gamma_1+1)}, E_p \leq E < E_1 \\ k_2 \cdot E^{-(\gamma_2+1)}, E_1 \leq E < E_{bump} \\ k \cdot E^2, E_{bump} \leq E < E_{bump}' \\ k' \cdot E^{-(\gamma'+1)}, E_{bump}' \leq E < E_{bump}'' \\ k_2 \cdot E^{-(\gamma_2+1)}, E_{bump}'' \leq E < E_2 \\ k_3 \cdot E^{-(\gamma_3+1)}, E \geq E_2 \end{cases}, \quad (4.2)$$

где  $E$  – энергия первичной частицы,  $E_p$  – пороговая энергия,  $E_1, E_2$  – энергии первого и второго изломов соответственно,  $\gamma_1 = 1.5, \gamma_2 = 2, \gamma_3 = 2.3$ .

Нормировка энергетического спектра:  $\int_{E_p}^{\infty} I(E) dE = 1$ .

Граничные условия:

$$\begin{cases} \frac{k_2}{k_1} = E_1^{\gamma_2 - \gamma_1}, \\ \frac{k}{k_1} = E_1^{\gamma_2 - \gamma_1} \cdot E_{bump}^{-(\gamma_2 + 3)}, \\ \gamma' = -\left(\frac{y}{x} + 1\right), \text{ где } x = \lg\left(\frac{E_{bump}'}{E_{bump}''}\right), y = \lg\left(\frac{k \cdot E_{bump}'^2}{E_{bump}''^{-(\gamma_2 + 1)}}\right), \\ \frac{k'}{k_1} = E_1^{\gamma_2 - \gamma_1} \cdot E_{bump}''^{\gamma' - \gamma_2}, \\ \frac{k_3}{k_1} = E_2^{\gamma_3 - \gamma_2}. \end{cases} \quad (4.3)$$

В программе моделирования предусмотрена возможность корректировки перечисленных выше параметров, и, при желании, перед началом работы можно установить иные значения.

Другой вариант задаваемого энергетического спектра ПКЛ – это аналитическая аппроксимация экспериментального энергетического спектра, полученного по данным черенковских установок Тунка-133 и Тунка-25.

В этом случае энергия первичной частицы разыгрывается по степенному закону (4.1), с показателем  $\gamma = 1.5$  при энергии  $E_0 < 3 \cdot 10^{15}$  эВ,  $\gamma = 2$  при  $3 \cdot 10^{15} \leq E_0 < 8 \cdot 10^{15}$  эВ,  $\gamma = 2.23$  при  $8 \cdot 10^{15} \leq E_0 < 2 \cdot 10^{16}$  эВ,  $\gamma = 2$  при  $2 \cdot 10^{16} \leq E_0 < 2 \cdot 10^{17}$  эВ и  $\gamma = 2.33$  при  $E_0 \geq 2 \cdot 10^{17}$  эВ.

$$I(E) = \begin{cases} k_1 \cdot E^{-(\gamma_1+1)}, E_p \leq E < E_1 \\ k_2 \cdot E^{-(\gamma_2+1)}, E_1 \leq E < E_2 \\ k_3 \cdot E^{-(\gamma_3+1)}, E_2 \leq E < E_3, \\ k_4 \cdot E^{-(\gamma_2+1)}, E_3 \leq E < E_4 \\ k_5 \cdot E^{-(\gamma_4+1)}, E \geq E_4 \end{cases} \quad (4.4)$$

где  $E$  – энергия первичной частицы,  $E_p$  – пороговая энергия,  $E_1, E_2, E_3, E_4$  – энергии соответствующих изломов в спектре.

Нормировка энергетического спектра:  $\int_{E_p}^{\infty} I(E) dE = 1$ . Граничные условия:

$$\begin{cases} \frac{k_2}{k_1} = E_1^{\gamma_2-\gamma_1} \\ \frac{k_3}{k_1} = E_1^{\gamma_2-\gamma_1} \cdot E_2^{\gamma_3-\gamma_2} \\ \frac{k_4}{k_1} = E_1^{\gamma_2-\gamma_1} \cdot \left(\frac{E_2}{E_3}\right)^{\gamma_3-\gamma_2} \\ \frac{k_5}{k_1} = E_1^{\gamma_2-\gamma_1} \cdot \left(\frac{E_2}{E_3}\right)^{\gamma_3-\gamma_2} \cdot E_4^{\gamma_4-\gamma_2} \end{cases} \quad (4.5)$$

Вид смоделированных спектров представлен на рис.4.2, а, б, в.

Далее моделируется направление прихода первичной частицы. Азимутальный угол разыгрывается равномерно от 0 до 360 градусов. Требуемая на данном этапе точность вычислений позволяет использовать в качестве распределения по зенитному углу  $\theta$  выражение  $W(\theta) \sim \cos^n \theta$ , где  $n = 8$ . В общем случае угловое распределение по зенитному углу  $\theta$ , связанное с поглощением числа частиц в

атмосфере в зависимости от направления прихода первичной частицы, определяется более сложным образом.

Положение оси ливня разыгрывается в плоскости установки равномерно в площади квадрата: от -500 м. до +500 м. по оси  $X$  и по оси  $Y$ . Начало координат находится в центре установки.

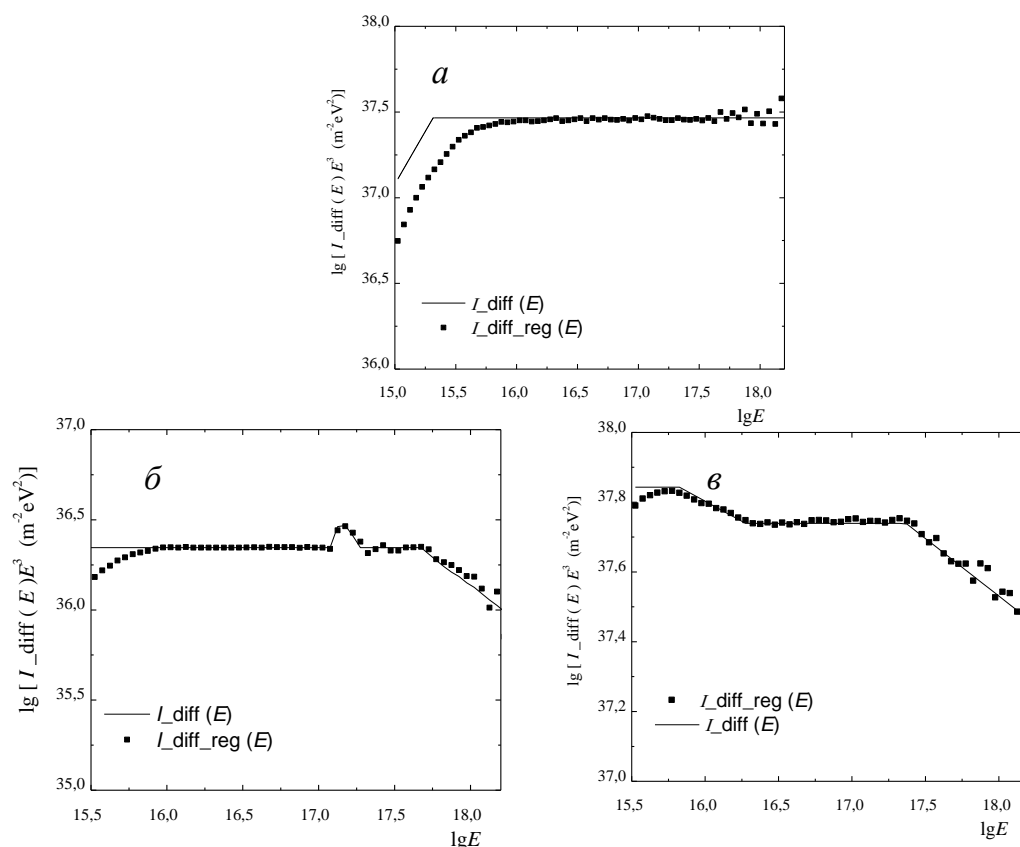


Рис.4.2, *а*, *б*, *в* Дифференциальный энергетический спектр, построенный по смоделированным событиям ШАЛ (в качестве задаваемого аналитического спектра, по которому разыгрывается энергия первичной частицы, выбран *а* – упрощенный вариант спектра, *б* – спектр с двумя изломами и особенностью, *в* – аппроксимация экспериментального энергетического спектра, полученного на установке Тунка-133). Сплошной линией показан вид заложенного в программу аналитического спектра, значками – смоделированный спектр.

#### 4.3. Полное число электронов и полное число мюонов в ШАЛ

Полное число электронов и полное число мюонов в ШАЛ моделируется с использованием результатов, полученных при анализе выходных данных программы Aires. Полное число электронов в каждом индивидуальном ливне разыгрывается по логарифмически нормальному распределению, со средним значением, соответствующим  $N_e$ , полученному из  $E_0$  по формуле (3.1), и средним квадратичным отклонением, зависящим от энергии первичной частицы (см. формулу (3.3)) и отражающим флуктуации полного числа заряженных частиц при данной энергии. Учитывается и зависимость среднего квадратичного отклонения от сорта первичной частицы (рис. 3.4), для чего проводится розыгрыш сорта первичной частицы (протон или ядро железа). Принимается, что массовый состав ПКЛ линейно зависит от энергии первичных частиц таким образом, что при  $E_0=1$  ПэВ первичные протоны составляют 60% от общего числа частиц в ПКЛ, первичные ядра железа – 40%, при  $E_0=1000$  ПэВ первичные протоны составляют 20%, первичные ядра железа – 80%. Аналогично разыгрывается полное число мюонов со средним значением, соответствующим  $N_\mu$ , полученному из  $E_0$  по формуле (3.2), и средним квадратичным отклонением, зависящим от массового состава ПКЛ.

При этом учитывается изменение полного числа частиц в ливне в зависимости от зенитного угла прихода ШАЛ:

$$N_e = N_{e0} \cdot e^{\frac{1000}{\lambda_e} \left(1 - \frac{1}{\cos\theta}\right)}, \quad N_\mu = N_{\mu0} \cdot e^{\frac{1000}{\lambda_\mu} \left(1 - \frac{1}{\cos\theta}\right)}, \quad (4.6)$$

где  $N_{\mu0}$ ,  $N_{e0}$  – значения полного числа мюонов и полного числа электронов, полученные на предыдущих этапах моделирования ШАЛ.

Пробег поглощения полного числа электронов принят равным  $\lambda_e = 200$  г/см<sup>2</sup>, пробег поглощения полного числа мюонов -  $\lambda_\mu = 1000$  г/см<sup>2</sup>. Подобные значения не противоречат проведенным нами расчётам и данным работы [102].

В упрощенном случае принимается, что ПКЛ состоят примерно из равного количества первичных протонов и первичных ядер железа, тогда значение

коэффициента поправки на массовый состав для электронов оказывается равным 0.9, а для мюонов - 1.3.

$$\text{В итоге:} \quad N_e = 0.9 \cdot e^{-\left(\left(\frac{1000}{\lambda_e}\right)\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)\right)} \cdot N_{e0} \quad (4.7)$$

$$N_\mu = 1.3 \cdot e^{-\left(\left(\frac{1000}{\lambda_\mu}\right)\left(\frac{1}{\cos\theta}-1\right)\right)} \cdot N_{\mu0} \quad (4.8)$$

#### 4.4. Выбор ФПР электронов и ФПР мюонов в программе моделирования.

При анализе экспериментальных данных, полученных на установках по исследованию космических лучей методом ШАЛ, очень важно хорошо знать ФПР частиц ШАЛ и её зависимости от мощности ливня и расстояния от оси ливня.

Обычно при построении средних функций пространственного распределения мюонов экспериментальные данные аппроксимируются функцией Грейзена[99]:

$$f(r) = C_{norm} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-a} \cdot \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{-b}, \quad (4.9)$$

где  $C_{norm}$  – нормировочная постоянная такая, что

$$2\pi C_{norm} \int_0^\infty f(R) R dR = 1. \quad (4.10)$$

Из условия нормировки:

$$C(a,b) = \frac{\Gamma(a+b)}{2 \cdot \pi \cdot R_0^2 \cdot \Gamma(a) \cdot \Gamma(b)}. \quad (4.11)$$

Плотность мюонов есть произведение полного числа мюонов  $N_\mu$  и ФПР мюонов:

$$\rho_\mu(r) = N_\mu \cdot C_{norm} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-a} \cdot \left(1 + \frac{r}{R_0}\right)^{-b}. \quad (4.12)$$

При описании экспериментальных ФПР мюонов у разных групп исследователей-экспериментаторов существуют разные подходы к представлению данных о зависимости  $\rho(r)$ . Так, на установке AGASA [104] постоянным считается значение параметра  $b$ , а параметр  $R_0$  считается зависящим от зенитного угла ( $\sec \theta$ ). Однако на Якутской установке ШАЛ, напротив,

неизменным принято брать значение параметра  $R_0$ , а флуктуирующей величиной является параметр  $b$  [105]. В настоящей работе был использован второй подход.

В результате анализа данных Aires для моделирования были выбраны следующие параметры для индивидуальных ФПР мюонов: фиксируются параметры  $R_0 = 180$  м.,  $a = 0.61$  и варьируется параметр  $b$  со средним значением 2.6 и среднеквадратичным разбросом 0.3.

Данный подход позволяет описать результаты расчетов в программе Aires с точностью не хуже 10% в диапазоне до 800 м и  $\theta < 45^\circ$ .

В качестве ФПР электронов выбрана полученная на установке ШАЛ МГУ экспериментальная эмпирическая функция с параметром  $s$ , зависящим от расстояния [106]:

$$\rho_e(r) = N_e \cdot C_{\text{norm}} \cdot \left(\frac{r}{R_m}\right)^{s(r)-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{R_m}\right)^{s(r)-4.5}, \quad (4.13)$$

где  $R_m = 80$  м,  $s(r) = s^* + \alpha(r)$ , параметр  $s^*$  разыгрывает по распределению Гаусса от минимального значения 0.3 до максимального 1.8, со средним значением 1.1 и средним квадратичным отклонением 0.1. Зависимость  $\alpha(r)$  приведена на рис. 4.3. При аппроксимации данной функцией ФПР электронов, рассчитанных в программе Aires, было ещё раз подтверждено, что функция такого вида наилучшим образом описывает пространственное распределение электронов в ШАЛ.

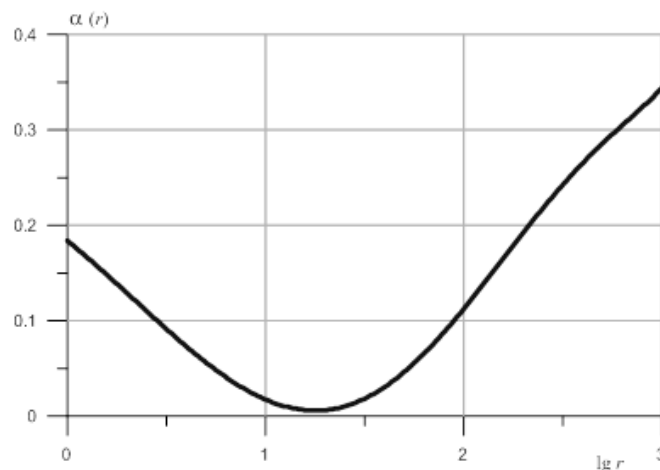


Рис. 4.3. Зависимость  $\alpha(r)$ .



Параметры  $s$  и  $b$  в ФПР электронов и мюонов связаны с возрастом ШАЛ и растут по мере развития ливня в атмосфере.

Подставляя разыгранные на предыдущих этапах моделирования  $N_e$  и  $N_\mu$  в соответствующие формулы ФПР, определяем плотности электронов и мюонов ШАЛ на расстоянии 300 м от оси ливня (параметр  $\rho_{300}$ ). Расстояние 300 м было выбрано из тех соображений, что оно является более характерным для будущего сцинтилляционного комплекса, который обладает значительно меньшими расстояниями между детекторами, чем, например, такие гигантские установки, как ЯкуШАЛ и AGASA, где при оценке первичной энергии используется расчет плотности энерговыведения в сцинтилляционном детекторе на расстоянии 600 м от оси вертикального ШАЛ (параметр  $s_0(600)$ ) [37, 38, 65].

При последующей обработке событий полученные значения  $\rho_{300}$  сравниваются со значениями  $\rho_{300}$ , вычисленными по восстановленным параметрам ШАЛ.

#### 4.5. Плотность частиц в сцинтилляционных детекторах

На следующем этапе моделирования производится розыгрыш числа частиц ШАЛ, пришедших в детекторы сцинтилляционной установки.

Мюонный детектор рассматривается как единое целое. Число частиц, попавших в каждый отдельный детектор, разыгрывается по закону Пуассона [107]

$$P(m) = \frac{(\rho\sigma)^m}{m!} \cdot e^{-\rho\sigma}, \quad (4.14)$$

при  $(\rho\sigma) \leq 25$ , либо по нормальному распределению [107,108] при  $(\rho\sigma) > 25$ , где  $m$  – зарегистрированное число частиц в мюонном детекторе, может принимать и нулевое значение,  $\rho$  – плотность числа мюонов на  $1 \text{ м}^2$ ,  $\sigma$  – площадь детектора. При этом в расчете используется полная площадь мюонного детектора, скорректированная на зенитный угол прихода ШАЛ:  $\sigma = s \cdot \cos\theta$ .

При работе с основными детекторами электронов первоначально разыгрывается число частиц, попавших в каждый локальный сцинтилляционный

счетчик. Принимается, что распределение числа частиц в счетчике подчиняется закону Пуассона (4.14) при  $(\rho\sigma) \leq 25$ , либо распределению Гаусса при  $(\rho\sigma) > 25$ , при этом учитывается уменьшение площади счетчика при увеличении зенитного угла  $\theta$ .

Затем проверяется выполнение критерия срабатывания детектора электронов в целом. В программе моделирования детектор электронов считается сработавшим, если частицы ШАЛ зарегистрированы как минимум двумя сцинтилляционными счетчиками с порогом срабатывания каждого отдельного счетчика 1 частица (см. пункт 2.2 второй главы). В выходной файл записывается суммарное число частиц, зарегистрированное чётными сцинтилляционными счетчиками и суммарное число частиц, зарегистрированное нечётными счетчиками (см. рис.2.2, а).

Таким образом, вероятность ненулевого срабатывания наземного детектора электронов:

$$P(m_1, m_2) = \frac{(\rho\sigma)^{m_1}}{m_1!} \cdot e^{-\rho\sigma} \cdot \frac{(\rho\sigma)^{m_2}}{m_2!} \cdot e^{-\rho\sigma}, \quad (4.15)$$

где  $m_1$  –число заряженных частиц, зарегистрированное в четной половине детектора,  $m_2$  –число заряженных частиц, зарегистрированное в нечетной половине детектора,  $\rho$  - плотность числа электронов на  $1 \text{ м}^2$ ,  $\sigma$  - площадь половины детектора.

Вероятность несрабатывания детектора электронов есть сумма трёх вероятностей, образующих замкнутое множество:

$$P(0) = p(0,0) + p(>0,0) + p(0,>0). \quad (4.16)$$

Вероятность того, что не сработают обе половинки детектора:

$$p(0,0) = e^{-\rho\sigma} \cdot e^{-\rho\sigma}. \quad (4.17)$$

Вероятность того, что работает одна из половинок:

$$p(>0,0) = p(0,>0) = e^{-\rho\sigma} \cdot (1 - e^{-\rho\sigma}). \quad (4.18)$$

Полная вероятность срабатывания наземного детектора электронов есть сумма вероятностей (4.15) и (4.16).

#### 4.6. Учет временных задержек при моделировании

После розыгрыша числа частиц в каждом детекторе по распределению Гаусса разыгрываются задержки относительно плоского фронта ШАЛ с учётом крутизны фронта, которая зависит от числа частиц, и точности определения задержки в системе кабель+электроника.

Величина геометрической задержки при «срабатывании» для каждого отдельного сцинтилляционного счетчика разыгрывается по распределению Гаусса со средним значением:

$$\tau_{\text{geom}_{i,k}}(\text{нс}) = (\cos\varphi \cdot \sin\theta \cdot x_{i,k} + \sin\varphi \cdot \sin\theta \cdot y_{i,k} + \cos\theta \cdot z_{i,k}) / 0.3, \quad (4.19)$$

где  $i = 1, \dots, 19$  – номер детектора,  $k = 1, \dots, 12$  – номер локального сцинтилляционного счетчика,  $(x_{i,k}, y_{i,k}, z_{i,k})$  – координаты локального счетчика в метрах, и средним квадратичным отклонением, равным 10 нс. Полученное значение задержки использовалось в качестве среднего при розыгрыше нестабильности длин кабелей по нормальному распределению, с  $\sigma = 10$  нс. В качестве временной задержки для детектора электронов в целом выбиралась минимальная задержка из всех задержек отдельных сцинтилляционных счетчиков. Розыгрыш случайных совпадений для детекторов электронов и детекторов мюонов производится с учётом средней скорости счёта детектора и заданного временного окна для регистрации ШАЛ. В случае если детектор сработал случайно, ему приписывается число попавших в него частиц равное 1, и задержка для этого детектора разыгрывается равномерно в пределах временного окна. Характерное для детекторов будущей сцинтилляционной установки временное окно составляет 3000 нс, средняя скорость счёта наземных детекторов электронов – 1800 событий в секунду, подземных детекторов мюонов – 200 событий в секунду.

В программе моделирования событие ШАЛ считается «зарегистрированным», если происходит срабатывание не менее 3 наземных детекторов электронов.

По итогам моделирования формируются файлы выходных данных о зарегистрированных событиях ШАЛ, которые, впоследствии, восстанавливаются с помощью программы обработки событий.

## Глава 5. Восстановление смоделированных данных

Программа восстановления данных включает в себя: а) восстановление основных параметров ШАЛ: направления прихода, положения оси в плоскости установки, полного числа заряженных частиц, полного числа мюонов с энергией  $>0.5$  ГэВ, а также плотности заряженных частиц на расстоянии 300 м. от оси ШАЛ; б) восстановление энергии первичной частицы; в) сопоставление исходных распределений по  $E_0$ ,  $N_e$ ,  $N_\mu$ ,  $\rho_{300}$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  и полученных в результате обработки; г) оценку ошибок определения параметров в зависимости от энергии первичной частицы и построение спектров по  $E_0$ ,  $N_e$ ,  $N_\mu$ ,  $\rho_{300}$ , с использованием восстановленных параметров ШАЛ и сравнение их с исходными спектрами.

### 5.1. Основные этапы восстановления зарегистрированных событий ШАЛ

Под обработкой смоделированных ШАЛ понимается восстановление их основных параметров: координат положения оси ШАЛ в плоскости установки  $x$  и  $y$ , зенитного  $\theta$  и азимутального  $\varphi$  углов прихода ливня, полного числа электронов  $N_e$  и мюонов  $N_\mu$ , параметра возраста ливня  $S$ , плотности частиц на расстоянии 300м. от оси ливня и энергии первичной частицы.

Как и при реальном восстановлении событий ШАЛ первоначально нам известны только времена срабатывания детекторов, их координаты, число попавших в них частиц и значения временных задержек.

Сначала определяются углы прихода ливня по трем пунктам регистрации, которые выбираются из детекторов с наибольшей зарегистрированной плотностью и наилучшей геометрией. Углы прихода ливня вычисляются по временам срабатываний данных детекторов в предположении плоского фронта ШАЛ с помощью метода треугольника, описание которого приводится в разделе 5.2. Затем, с использованием полученных углов находится положение оси ШАЛ в плоскости установки, полное число частиц  $N_e$  и параметр  $\rho_{300}$ . При этом

используется метод максимума функции правдоподобия (раздел 5.5). Полное число частиц пересчитывается в  $E_0$  по формуле связи между  $E_0$  и  $N_e$ , полученной из программы Aires[30]. Это значение  $E_0$  считается восстановленным значением энергии первичной частицы. Из этого значения  $E_0$  вычисляется так называемое среднее значение  $N_\mu$ , которое используется в дальнейшем как начальное значение для вычисления полного числа мюонов по данным мюонных детекторов.

Кроме вычисления основных параметров ШАЛ в программе обработки данных производится сопоставление исходных распределений по  $E_0$ ,  $N_e$ ,  $N_\mu$ ,  $\rho_{300}$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  и полученных в результате обработки, а также оцениваются ошибки в определении параметров в зависимости от энергии первичной частицы. Программа обработки включает в себя построение спектров по  $E_0$ ,  $N_e$ ,  $N_\mu$ ,  $\rho_{300}$ , с использованием восстановленных параметров ШАЛ, и сравнение их с исходными спектрами.

Помимо этого программа выдаёт некоторые данные для анализа возможности выделения ливней от гамма-квантов, на фоне ливней от ядер.  $N_\mu$  в ливне от гамма-кванта значительно ниже (на порядок) чем  $N_\mu$  в ШАЛ той же энергии, сгенерированном протоном или ядром. Поэтому, при падении на установку, такой ливень в большинстве случаев будет зарегистрирован только наземными детекторами заряженных частиц. Для анализа того, насколько надёжно установка позволит выделять ШАЛ от гамма-квантов, часть ливней в программе моделируется с  $N_\mu=0$  (безмюонные ливни). Далее проводится оценка, насколько число «зарегистрированных» безмюонных ливней соответствует числу смоделированных. Часть выходной информации представлена ниже:

Процент безмюонных ливней при моделировании - 1%. Общее число зарегистрированных ШАЛ с расстоянием до ближайшего детектора мюонов менее 100 м – 164922. Число зарегистрированных ШАЛ с нулем во всех мюонных детекторах - 1832. Из них число исходных безмюонных ливней - 1595. Общее число зарегистрированных ливней с расстоянием до ближайшего детектора мюонов менее 50 м – 33708. Число зарегистрированных ливней с нулем во всех мюонных детекторах - 327. Из них число исходных безмюонных ливней - 324.

Если в каком-либо из приближений не удаётся вычислить восстанавливаемый параметр ШАЛ, то он принимается равным значению, найденному в предыдущем приближении. Приведем некоторую статистику по числу «не поддавшихся восстановлению» событий, полученную при обработке 50000 искусственных ливней:

- с энергией  $E_0 > 10^{16}$  эВ: вычислено направление прихода ШАЛ в 99.9% случаев, полностью восстановлены во всех приближениях параметры  $N_e$ ,  $\rho_{300}$  и  $s^*$  у 77% событий;

- с энергией  $E_0 > 3 \cdot 10^{16}$  эВ: вычислено направление прихода ШАЛ в 100% случаев, полностью восстановлены во всех приближениях параметры  $N_e$ ,  $\rho_{300}$  и  $s^*$  у 84% событий.

При анализе характеристик Tunka-Grande использовались события ШАЛ, для которых восстановлены все параметры во всех приближениях и вычисленное положение оси находится в пределах геометрической площади установки.

## 5.2. Восстановление направления прихода ШАЛ. Метод треугольника

Для вычисления направления прихода ШАЛ находятся три пункта регистрации с наибольшей зарегистрированной плотностью заряженных частиц. Углы прихода ливня вычисляются с помощью метода треугольника по временам срабатываний отобранных детекторов электронов в предположении плоского фронта ШАЛ.

Для этого составляются уравнения вида:

$$\begin{aligned} x_1\alpha + y_1\beta + z_1\gamma - c(t_1 - t) &= 0 \\ x_3\alpha + y_3\beta + z_3\gamma - c(t_3 - t) &= 0 \\ x_2\alpha + y_2\beta + z_2\gamma - c(t_2 - t) &= 0 \end{aligned} \tag{5.1}$$

где  $x_i, y_i, z_i$  - координаты сцинтилляционных детекторов;  $\alpha, \beta, \gamma$  - направляющие косинусы, определяющее направление прихода ШАЛ;  $(t_i - t)$  - задержки относительно базового времени  $t$ ;  $c$  - скорость света.

Освобождаемся от базового времени  $t$  путем привязки по времени к одному из трех рассматриваемых детекторов. Дописываем к системе 2 уравнений условие, что сумма квадратов направляющих косинусов равна единице:

$$\begin{aligned}x_{13}\alpha + y_{13}\beta + z_{13}\gamma - ct_{13} &= 0 \\x_{12}\alpha + y_{12}\beta + z_{12}\gamma - ct_{12} &= 0 \\ \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 &= 1\end{aligned}\tag{5.2}$$

где:

$$\begin{aligned}x_{12} &= x_1 - x_2, \quad y_{12} = y_1 - y_2 \quad \text{и т. д.} \\ \alpha &= \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ \beta &= \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ \gamma &= \cos \theta\end{aligned}$$

Значения  $z_i$  меняются от 0.05 до 1.72 м относительно первого детектора.

Следующим шагом выражаем  $\alpha$  и  $\beta$  через  $\gamma$  (из первых двух уравнений):

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{1}{\Delta} (d_{13}y_{12} - d_{12}y_{13}); \\ \beta &= \frac{1}{\Delta} (d_{12}y_{13} - d_{13}y_{12});\end{aligned}\tag{5.3}$$

где:  $d_{12} = t_{12} \cdot c - z_{12} \cdot \gamma$ ,  $d_{13} = t_{13} \cdot c - z_{13} \cdot \gamma$ ,  $\Delta = x_{13} \cdot y_{12} - x_{12} \cdot y_{13}$ .

При подстановке найденных выражений для  $\alpha$  и  $\beta$  в третье, получим квадратное уравнение, которое решим относительно  $\gamma$ . После определим  $\alpha$  и  $\beta$ , затем углы прихода ШАЛ:

$$\begin{aligned}\theta &= \arccos \gamma \\ \varphi &= \begin{cases} \arctg(\beta / \alpha) & \text{если } \alpha > 0 \text{ и } \beta > 0; \\ \pi - \arctg(\beta / \alpha) & \alpha < 0 \text{ и } \beta > 0; \\ \pi + \arctg(\beta / \alpha) & \alpha < 0 \text{ и } \beta < 0; \\ 2\pi - \arctg(\beta / \alpha) & \alpha > 0 \text{ и } \beta < 0; \end{cases}\end{aligned}\tag{5.4}$$

### 5.3. Восстановление положения оси и полного числа электронов ШАЛ

После того, как закончено вычисление углов прихода ШАЛ программа вычисляет в нулевом приближении положение оси ШАЛ, плотность числа заряженных частиц на расстоянии 300м от оси ШАЛ и полное число электронов в



ливне. Для этого отбирается до 6 детекторов электронов с наибольшей зарегистрированной плотностью числа частиц:

$$x_0 = \sum_{i=1}^{i_{\max}} (\rho_i \cdot X_i) / \sum_{i=1}^{i_{\max}} (\rho_i), \quad (5.5)$$

$$y_0 = \sum_{i=1}^{i_{\max}} (\rho_i \cdot Y_i) / \sum_{i=1}^{i_{\max}} (\rho_i),$$

где  $(x_0, y_0)$  – координаты оси ШАЛ в нулевом приближении;  $\rho_i, (X_i, Y_i)$  – соответственно плотность заряженных частиц и координаты  $i$ -ого детектора электронов; максимальное число отобранных детекторов  $i_{\max} \leq 6$ .

Полное число электронов в нулевом приближении находится методом максимума функции правдоподобия. Для этого вычисляем начальное среднее значение  $N_e$  из ФПР электронов с учетом уменьшения площади детектора, с увеличением зенитного угла прихода ливня:

$$f_e(r_i) = \frac{1}{2} \cdot \sigma \cdot \cos\theta \cdot C_{\text{norm}} \cdot \left(\frac{r_i}{R_m}\right)^{s(r)-2} \cdot \left(1 + \frac{r_i}{R_m}\right)^{s(r)-4.5}, \quad s(r) = s^* + \alpha(r) \quad (5.6)$$

где  $r_i$  – ортогональное расстояние от  $i$ -го детектора до оси ШАЛ, в качестве начального значения  $s^*=1.1$ , добавка  $\alpha(r)$  находится из зависимости, представленной на рисунке 4.3. Полное число электронов вычисляется по данным всех сработавших наземных детекторов электронов:

$$N_e = \frac{\sum_i f_e(r_i)}{\sum_{i,j} f_e^2(r_i) / \rho_{i,j}}. \quad (5.7)$$

Индекс  $i$  отвечает номеру сработавшего детектора,  $j=0$  – номеру его половинки, содержащей все четные локальные счетчики,  $j=1$  – номеру его половинки, содержащей все нечетные локальные счетчики,  $\rho_{i,j}$  – суммарная плотность заряженных частиц, зарегистрированная четными/нечетными локальными счетчиками данного детектора электронов.

Методом максимума правдоподобия находим значение  $N_e$ . Затем, также с использованием метода максимума функции правдоподобия, уточняем значение связанного с возрастом ливня параметра  $s^*$ . Далее, используя уже новое значение параметра  $s^*$  и пересчитанное по формулам (5.6) и (5.7) среднее значение  $N_e$ , методом максимума функции правдоподобия находим полное число заряженных

частиц ШАЛ в нулевом приближении. Подставив это значение в формулу (4.11) и приняв  $r = 300\text{м}$ , получаем плотность электронов на расстоянии 300м от оси ШАЛ в нулевом приближении.

Аналогичный алгоритм вычисления полного числа электронов и параметра  $\rho_{300}$  действует и при их нахождении в первом и втором приближениях. Отличие заключается в том, что в первом приближении в качестве положения оси ливня используются координаты, вычисленные методом максимума функции правдоподобия при фиксированном  $s^*$  (из нулевого приближения), а во втором приближении – координаты, полученные методом поиска максимума функции правдоподобия по трем переменным ( $x$ ,  $y$  и  $s^*$ , найденным в первом приближении).

#### 5.4. Восстановление полного числа мюонов ШАЛ и энергии первичной частицы, сгенерировавшей ливень

После того как найдено полное число электронов ШАЛ, оно пересчитывается в  $E_0$  по формуле связи между  $E_0$  и  $N_e$ , полученной с использованием программы Aires[30]. Вычисленное значение  $E_0$  считается восстановленным значением энергии первичной частицы. Из этого значения  $E_0$  вычисляется так называемое начальное среднее значение  $N_\mu$ , которое используется в дальнейшем как начальное значение для вычисления полного числа мюонов по данным мюонных детекторов.

Восстановить начальное среднее значение  $N_\mu$  возможно и аналогично тому, как это делалось для  $N_e$ . Однако, такой подход не имеет особого смысла по следующим причинам. Из анализа результатов моделирования следует, что в данной конфигурации для будущего сцинтилляционного комплекса вероятность срабатывания не менее 3 наземных детекторов электронов (условие срабатывания всего сцинтилляционного комплекса) гораздо выше вероятности срабатывания не менее 3 подземных мюонных детекторов. Т.е. существует достаточное число

событий ШАЛ, которые удовлетворяют условию регистрации, но имеют число сработавших детекторов мюонов не более 2.

Затем находятся ортогональные расстояния от каждого из сработавших мюонных детекторов до оси ШАЛ и по формуле (4.9) значения ФПР мюонов на данных расстояниях от оси ШАЛ при  $b = b_{\text{сред}} = 2.6$ .

Полное число мюонов вычисляется методом максимума функции правдоподобия с использованием полученного на предыдущем этапе обработки среднего значения  $N_{\mu}$  и фиксированного среднего значения  $b$ . После чего значение  $b$  уточняется (также с помощью метода максимума функции правдоподобия).

Конечное значение полного числа мюонов находится методом максимума функции правдоподобия с использованием уточненного значения  $b$ , и пересчитанных с ним ФПР мюонов (4.9).

### 5.5. Метод максимума функции правдоподобия

Метод максимума функции правдоподобия при определении основных параметров ливня используется в предположении, что флуктуации потоков мюонов и электронов на фиксированном расстоянии от оси происходят по закону Пуассона, а распределение траекторий частиц азимутально симметрично. Решение задачи состоит в определении максимума следующих выражений по переменным  $x$ ,  $y$ ,  $S$ ,  $N_e$  (для электронных детекторов) и  $x$ ,  $y$ ,  $b$ ,  $N_{\mu}$  (для мюонных детекторов):

$$W = \prod_{i=0}^N C_{n_i}^{m_i} \cdot \left(1 - \exp\left(-\rho(S, x_i^0, y_i^0) \cdot \sigma(\theta, \phi)\right)\right)^{m_i} \cdot \exp\left(-\rho(S, x_i^0, y_i^0) \cdot \sigma(\theta, \phi)\right)^{n_i - m_i}, \quad (5.8)$$

$$W = \prod_{i=0}^N C_{n_i}^{m_i} \cdot \left(1 - \exp\left(-\rho(b, x_i^0, y_i^0) \cdot \sigma(\theta, \phi)\right)\right)^{m_i} \cdot \exp\left(-\rho(b, x_i^0, y_i^0) \cdot \sigma(\theta, \phi)\right)^{n_i - m_i},$$

где  $m_i$  - количество сработавших сцинтилляционных счетчиков из полного числа  $n_i$  в  $i$ -том детекторе,  $N$  - полное количество детекторов одного типа,  $\sigma(\theta, \varphi)$  - площадь детектора,  $(x_i^0, y_i^0)$  - координаты  $i$ -ого детектора в плоскости, перпендикулярной оси ливня, параметры  $S$  и  $b$  характеризуют возраст ливня.

По теореме Байеса, это выражение является пропорциональным вероятности, что при получении комбинаций  $(m_i, n_i)$  ливень определяется параметрами  $x, y, S, N_e(x, y, b, N_\mu)$ . При расчете этих величин требуется учесть геометрический фактор: максимум функции  $W$  ищется в плоскости, которая перпендикулярна оси ШАЛ. Чтобы перейти к ней, необходимо преобразовать координаты детекторов следующим образом:

$$\begin{aligned} x'_i &= x_i \cdot \cos \varphi \cdot \cos \theta + y_i \cdot \sin \varphi \cdot \cos \theta - z_i \cdot \sin \theta \\ y'_i &= -x_i \cdot \sin \varphi + y_i \cdot \cos \varphi \\ z'_i &= x_i \cdot \cos \varphi \cdot \sin \theta + y_i \cdot \sin \varphi \cdot \sin \theta - z_i \cdot \cos \theta. \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\text{Площадь детекторов: } \sigma'_i = \sigma_i \cdot \cos \theta \quad (5.10)$$

Координаты оси ШАЛ и расстояние до  $i$ -того детектора:

$$\begin{aligned} x_0 &= x'_0 \cos \varphi \cdot \cos \theta - y'_0 \sin \varphi \\ y_0 &= x'_0 \sin \varphi \cdot \cos \theta - y'_0 \cos \varphi \\ R_i &= \sqrt{(x'_i - x_0)^2 + (y'_i - y_0)^2} \end{aligned} \quad (5.11)$$

Для восстановления полного числа заряженных частиц и полного числа мюонов в ливне использовались функции пространственного распределения электронов ШАЛ  $\rho(s, r)$  (4.11) и мюонов ШАЛ  $\rho(b, r)$  (4.10).

Поскольку порог срабатывания каждого мюонного детектора равен 1 частице, то формулу (5.8) можно упростить. При восстановлении данных с мюонных детекторов под функцией правдоподобия понимается произведение вероятностей реализации зарегистрированного числа мюонов в детекторах установки (Пуассон), включая и нулевые срабатывания.

$$W(m_i) = \prod_{i=0}^N \frac{(\rho(b, x_i^0, y_i^0) \cdot \sigma(\theta, \varphi))^{m_i}}{m_i!} \cdot e^{-\rho(b, x_i^0, y_i^0) \cdot \sigma(\theta, \varphi)} \quad (5.12)$$

$n$  - число детекторов установки,  $m_i$  - зарегистрированное число частиц в  $i$ -том детекторе, может быть и 0.

### 5.6. Общая информация по восстановленным событиям

Ниже приводятся данные, иллюстрирующие результаты обработки  $5 \cdot 10^6$  “зарегистрированных” ливней с энергией первичной частицы, смоделированной по степенному спектру с одним изломом. Порог по энергии первичной частицы составляет  $10^{15}$  эВ, порог по количеству сработавших детекторов электронов для регистрации события – 3.

При использовании описанной выше методики обработки из  $5 \cdot 10^6$  событий углы прихода ШАЛ были определены в 98.5% случаев, а восстановлены в конечном приближении все параметры смоделированных ШАЛ в 33.4% случаев. При этом для ливней с разыгранной энергией первичной частицы  $E_0 \geq 5 \cdot 10^{15}$  эВ число событий с восстановленным направлением прихода ливня составляет 99.7%, число событий с полностью восстановленными параметрами – 63.1%. Для ливней с разыгранной энергией  $E_0 \geq 10^{16}$  эВ число событий с восстановленным направлением прихода составляет 99.9%, число событий с полностью восстановленными параметрами – 76.9%.

При розыгрыше 5 млн. индивидуальных событий с энергией  $E_0 \geq 10^{15}$  эВ среднее число сработавших детекторов электронов равно 5, а мюонных детекторов – 2 (рис. 5.1). Число сработавших детекторов установки увеличивается с ростом энергии первичной частицы, образовавшей ШАЛ (см. рис.5.2).

Анализ результатов восстановления данных показал, что при работе только с событиями ШАЛ, для которых вычисленное положение оси ливня находится внутри установки, вычислены все параметры ШАЛ во всех приближениях, точность восстановления параметров ШАЛ увеличивается не менее чем на 7%. Дополнительный отбор при восстановлении только событий ШАЛ, для которых вычисленный параметр возраста ливня не менее 1., также повышает точность

данных обработки примерно на 5%. Однако, при этом отсеивается до 45% событий, и, следовательно, такой критерий отбора является слишком жестким и неприемлем особенно в области сверхвысоких и ультравысоких энергий.

При анализе характеристик Tunka-Grande использовались события ШАЛ, для которых восстановлены все параметры во всех приближениях и вычисленное положение оси находится в пределах геометрической площади установки.

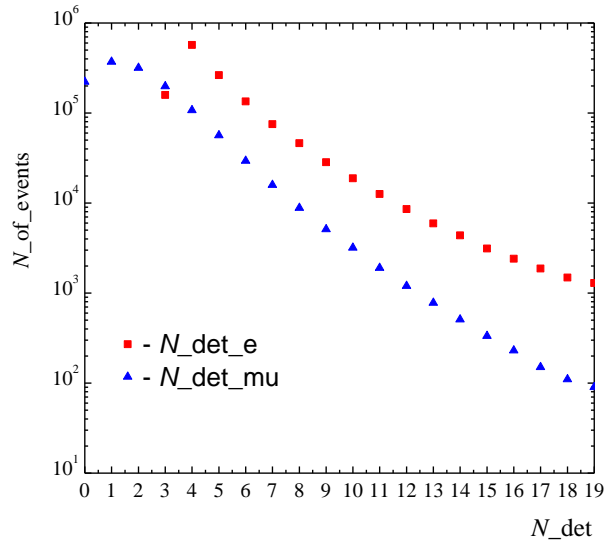


Рис.5.1 Распределение по числу сработавших детекторов при восстановлении 5 млн. индивидуальных событий с энергией  $E_0 \geq 10^{15}$  эВ

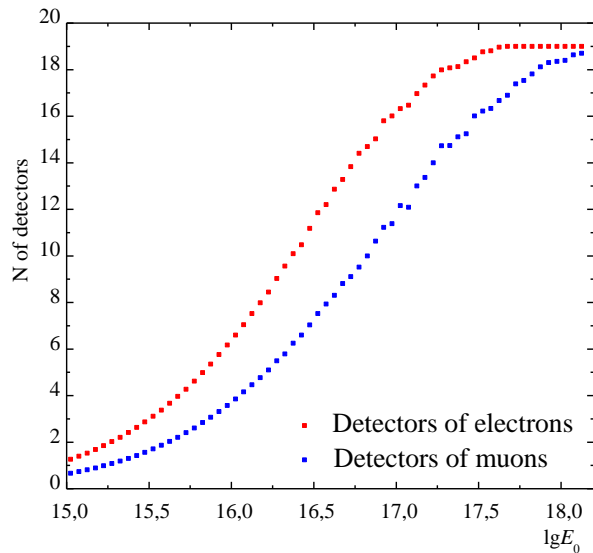


Рис.5.2. Зависимость среднего числа срабатываний детекторов электронов и детекторов мюонов от энергии первичной частицы

Общая информация по результатам обработки ливней с положением оси внутри площади сцинтилляционной установки, для которых восстановлены все исходные параметры, представлена в таблице 5.1.

Табл. 5.1

Средние значения и средние квадратические отклонения параметров ШАЛ

| Параметр  | Восстановленные ливни |          |               | Исходные ливни      |          |               |
|-----------|-----------------------|----------|---------------|---------------------|----------|---------------|
|           | Среднее значение      | $\sigma$ | Число событий | Среднее значение    | $\sigma$ | Число событий |
| $E_0$     | $6 \cdot 10^{15}$     | 1.878    | 1338259       | $5 \cdot 10^{15}$   | 2.128    | 1338259       |
| $N_e$     | $7.8 \cdot 10^5$      | 2.545    | 1338259       | $7.6 \cdot 10^{15}$ | 2.990    | 1338259       |
| $N_\mu$   | $2.2 \cdot 10^5$      | 1.341    | 164980        | $2.2 \cdot 10^5$    | 1.421    | 164980        |
| $\theta$  | 17.18                 | 8.598    | 1338259       | 17.05               | 8.478    | 1338259       |
| $\varphi$ | 179.88                | 103.922  | 1338259       | 179.97              | 103.921  | 1338259       |
| $s$       | 1.15                  | 0.222    | 1338259       | 1.13                | 0.095    | 1338259       |

Средние ошибки восстановления, характеризующие качество разработанной методики обработки данных, представлены в таблицах 5.2 и 5.3.

Табл. 5.2

Средние ошибки восстановления параметров ШАЛ, «сгенерированных» первичными протонами и ядрами железа с энергией  $\lg E_0 > 15$ .

| Ошибка                          | среднее значение | Среднеквадратическая ошибка ошибки | число событий |
|---------------------------------|------------------|------------------------------------|---------------|
| $dE_0/E_0$                      | 0.296            | 0.37                               | 1338259       |
| $dN_e/N_e$                      | 0.174            | 0.27                               | 1338259       |
| $d\rho_{300}/\rho_{300}$        | 0.100            | 0.2                                | 1338259       |
| $dN_\mu/N_\mu$                  | 0.376            | 0.39                               | 164980        |
| $\Delta R$ (м)                  | 25.37            | 0.24                               | 1338259       |
| $\Delta\theta\varphi$ (градусы) | 1.740            | 0.04                               | 1338259       |
| $\Delta s$                      | 0.025            | 0.01                               | 1338259       |

Табл. 5.3

Средние ошибки восстановления параметров ШАЛ, «сгенерированных»  
первичными протонами и ядрами железа с энергией  $16 < \lg E_0 < 18$

| Ошибка                          | среднее значение | Среднеквадратическая ошибка ошибки | Число событий |
|---------------------------------|------------------|------------------------------------|---------------|
| $dE_0/E_0$                      | 0.152            | 0.32                               | 1338259       |
| $dN_e/N_e$                      | 0.104            | 0.26                               | 1338259       |
| $d\rho_{300}/\rho_{300}$        | 0.070            | 0.19                               | 1338259       |
| $dN_\mu/N_\mu$                  | 0.254            | 0.35                               | 164980        |
| $\Delta R$ (м)                  | 17.12            | 0.2                                | 1338259       |
| $\Delta\theta\varphi$ (градусы) | 1.370            | 0.02                               | 1338259       |
| $\Delta s$                      | 0.011            | 0.006                              | 1338259       |

Средний угол  $d\theta\varphi$  – есть усредненный по событиям плоский угол между заданным направлением прихода и восстановленным.

На рис.5.3 графически представлены распределения ливней с вычисленным положением оси внутри геометрической площади установки по основным параметрам ШАЛ. Сплошные линии отвечают распределению смоделированных событий, квадратики – распределению восстановленных событий.

Наиболее плохо восстанавливаются ливни, образованные первичными частицами, чья энергия ниже энергии эффективной регистрации ( $10^{16}$  эВ). Однако, даже с учётом этого негативного фактора (из 5 млн. «зарегистрированных» ливней 51% ШАЛ были образованы первичными частицами с  $E_0 < 10^{16}$  эВ) средняя относительная ошибка восстановления полного числа электронов не превышает 17%, первичной энергии – 29%.



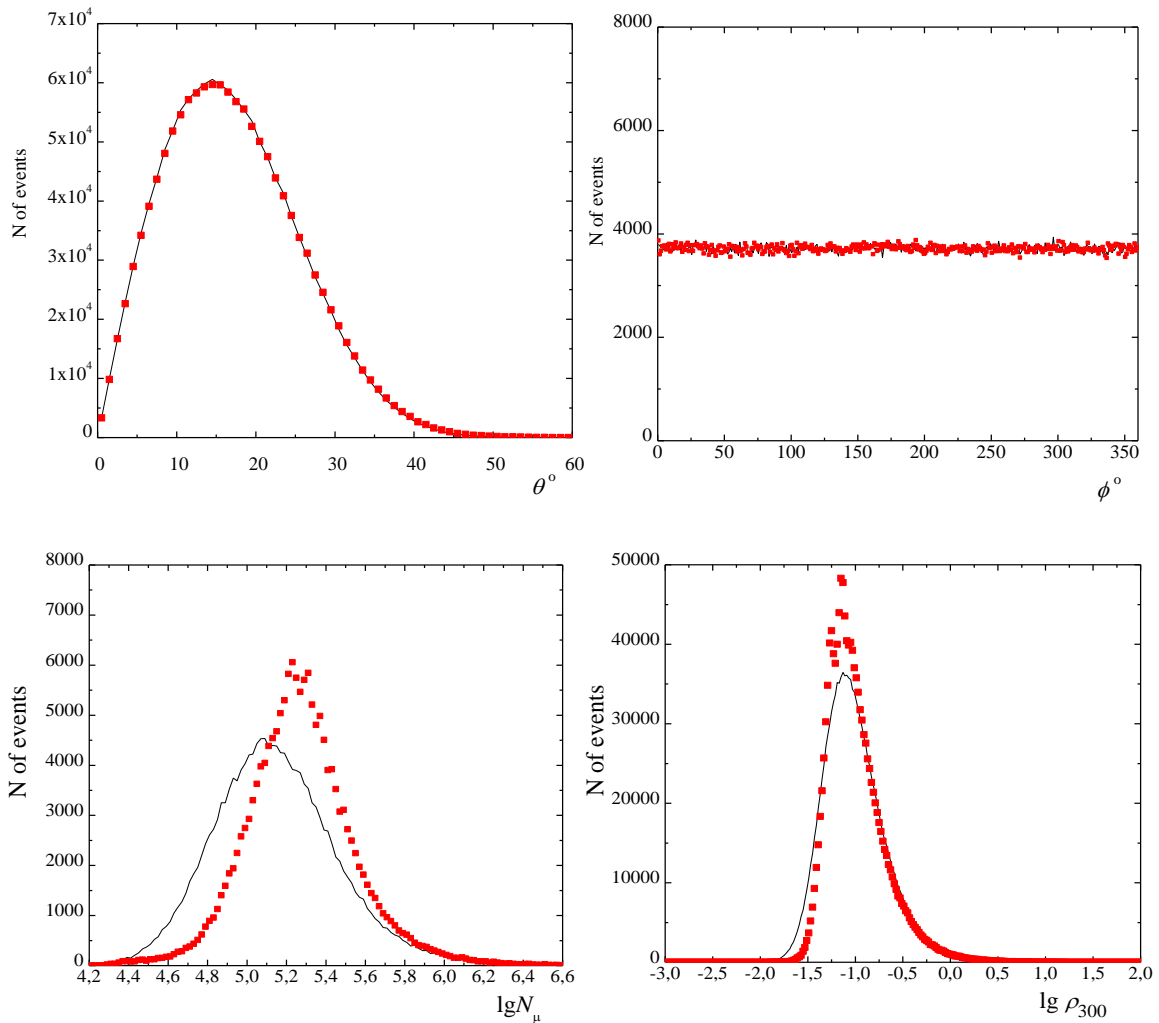


Рис. 5.3. Распределение ливней с вычисленным положением оси внутри геометрической площади установки по энергии первичной частицы, полному числу заряженных частиц, зенитному и азимутальному углам прихода, полному числу мюонов и плотности заряженных частиц на расстоянии 300м от оси ливня.

### 5.7. Восстановление особенностей в энергетическом спектре ПКЛ

На сегодня важнейшее направление исследований в области сверхвысоких энергий заключается в поиске предела ускорения ПКЛ в Галактике и определении области перехода от галактических ПКЛ к внегалактическим. Объединившись в единый комплекс, Tunka-Grande и Тунка-133, благодаря своим уникальным характеристикам, дадут возможность исследовать энергетический спектр и массовый состав космических лучей, начиная с  $E \sim 10^{16}$  эВ, в том числе и в

области перехода от Галактических космических лучей к внегалактическим космическим лучам. Совместный, проведенный с единых теоретических позиций, анализ данных черенковской и сцинтилляционной установок позволит значительно продвинуться в исследовании ПКЛ сверхвысоких энергий.

Однако для правильной трактовки будущих результатов необходимо знать, насколько достоверно выбранные конфигурация установки и метод обработки данных позволят восстанавливать особенности в энергетическом спектре КЛ. С целью ответа на этот вопрос при проведении анализа на предмет восстановления энергетического спектра ПКЛ в программу моделирования были заложены 3 варианта энергетического спектра (см. пункт 4.2 4-ой главы), по которым происходило моделирование энергии первичной частицы. По каждому из них было смоделировано не менее 1 млн. событий ШАЛ. Восстановленный по смоделированным данным энергетический спектр ПКЛ представлен на рис.5.4, *а*, *б*, *в*. В качестве аналитического энергетического спектра ПКЛ на рис.5.4, *а* был выбран степенной энергетический спектр с одним изломом (4.1). Начиная с энергии  $10^{16}$  эВ показатель степени заложенного спектра в формуле (4.1) составляет  $\gamma = 2$ , показатель степени восстановленного спектра -  $\gamma = 2,001$ . На рис.5.4, *б* – степенной спектр с двумя изломами и особенностью параболического вида (4.2). В интервале энергий  $10^{16} - 1.2 \cdot 10^{17}$  эВ  $\gamma$  заложенного спектра составляет 2,  $\gamma$  восстановленного спектра 2.003. После особенности при энергиях  $2 \cdot 10^{17} - 7 \cdot 10^{17}$  эВ показатель степени заложенного спектра составляет  $\gamma = 2$ , показатель степени восстановленного спектра -  $\gamma = 1.976$ . При энергиях выше  $7 \cdot 10^{17}$  эВ показатель степени заложенного спектра –  $\gamma = 2.3$ , показатель степени восстановленного спектра -  $\gamma = 2.339$ . На рис.5.4, *в* – аппроксимация экспериментального энергетического спектра ПКЛ, полученного по данным 3-х зимних сезонов измерений на установке Тунка-133 (4.4). Для получения данного экспериментального спектра были отобраны ливни с положением оси в центральной части установки ( $R < 450$  м) и зенитным углом прихода не более  $45^\circ$  градусов [73]. Число отобранных событий ШАЛ с энергией более  $6 \cdot 10^{15}$  эВ

составило 170000, 60000 из которых с энергией  $> 10^{16}$  эВ, 600 – с энергией  $> 10^{17}$  эВ. При энергиях  $10^{16} - 2 \cdot 10^{16}$  эВ показатель степени заложенного спектра -  $\gamma = 2.23$ , показатель степени восстановленного спектра  $\gamma = 2.228$ . При энергиях  $2 \cdot 10^{16} - 7 \cdot 10^{17}$  эВ для заложенного спектра  $\gamma$  составляет 2, для восстановленного спектра -  $\gamma = 1.998$ . При энергиях выше  $7 \cdot 10^{17}$  эВ  $\gamma$  заложенного спектра – 2.33,  $\gamma$  восстановленного спектра - 2.334.

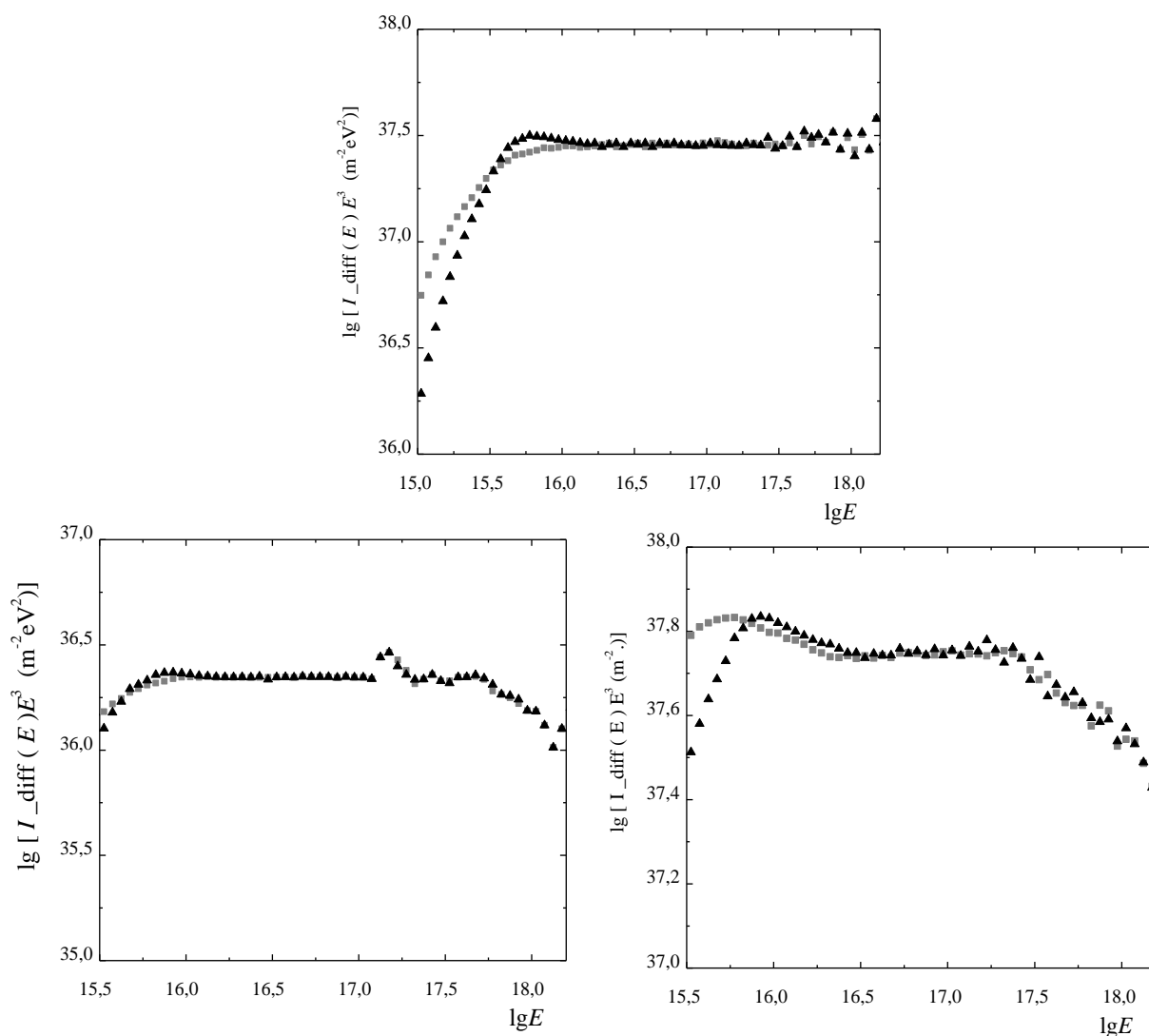


Рис. 5.4, а, б, в. Восстановленный по индивидуальным  $E_0$  дифференциальный энергетический спектр в сравнении с смоделированным. Серые квадратики отвечают смоделированному энергетическому спектру, черные треугольники – восстановленному.

Стандартные ошибки в определении значений  $\gamma$  при энергиях до  $10^{17}$  эВ не превышают 0.01, при энергиях выше  $10^{17}$  эВ - не более 0.05.

Экспериментальный энергетический спектр и спектр, полученный в программе восстановления по смоделированным событиям ШАЛ представлены на рис. 5.5.

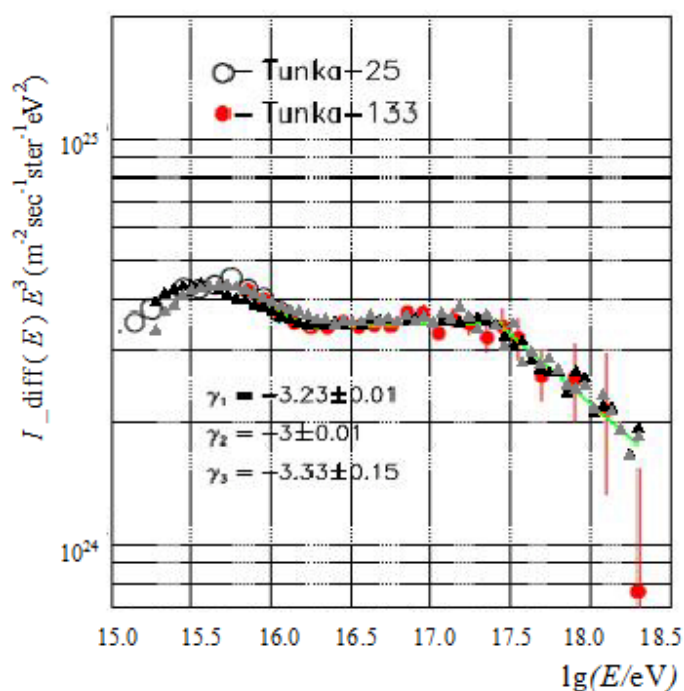


Рис. 5.5. Экспериментальный энергетический спектр, полученный по данным черенковской установки Тунка-133 и дифференциальный энергетический спектр, восстановленный в программе обработки событий ШАЛ. Серые треугольники отвечают смоделированному в программе энергетическому спектру, черные треугольники – восстановленному спектру, красные кружки – экспериментальному спектру, полученному на черенковской установке Тунка-133.

Из рис. 5.4, а, б, в и рис. 5.5 видно, что сцинтилляционный комплекс позволит регистрировать а затем восстанавливать с достаточной точностью различные особенности в спектре ПКЛ начиная с энергии  $10^{16}$  эВ. Таким образом, сцинтилляционная установка чувствительна к изменению поведения энергетического спектра ПКЛ в области высоких и сверхвысоких энергий.

#### 5.8. Спектры по числу частиц ШАЛ и спектр по параметру $\rho_{300}$

Возможность изучения спектров ШАЛ по числу заряженных частиц и мюонов на сцинтиляционной установке в Тункинской долине обусловлена тем, что геометрия установки и используемая методика восстановления данных позволяют с хорошей точностью определять ориентацию оси ливня в пространстве, а, следовательно, и расстояние до наземных детекторов электронов и подземных детекторов мюонов, при достаточной точности определения плотности потока заряженных частиц и мюонов благодаря большой площади детекторов.

Восстановленные по смоделированным событиям ШАЛ спектры по числу частиц и спектр по плотности распределения электронов на расстоянии 300 м от оси ливня (параметр  $\rho_{300}$ ) представлены на рисунках 5.6 (a, b), 5.7 (a, b) и 5.8 (a, b). На рисунках слева представлены спектры, восстановленные по ливням с произвольным зенитным углом прихода, на рисунках справа – спектры по ливням с зенитным углом прихода не более 30 градусов.

Из представленных графиков видно, что применяемая методика обработки «зарегистрированных» событий ШАЛ с максимальной точностью восстанавливает спектр по параметру  $\rho_{300}$ , наихудшим образом восстанавливается спектр по полному числу мюонов.

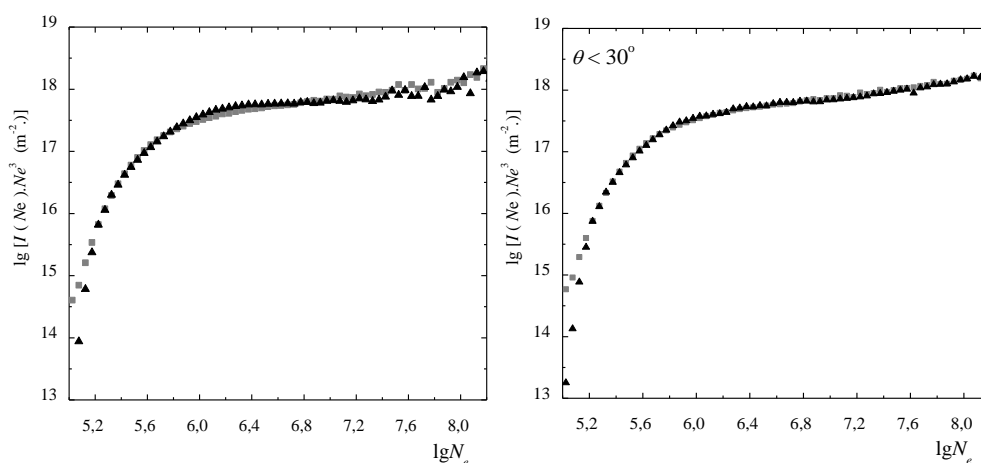


Рис. 5.6, а, б. Восстановленный по индивидуальным  $N_e$  дифференциальный спектр по полному числу заряженных частиц (треугольники) в сравнении с смоделированным (квадратики).

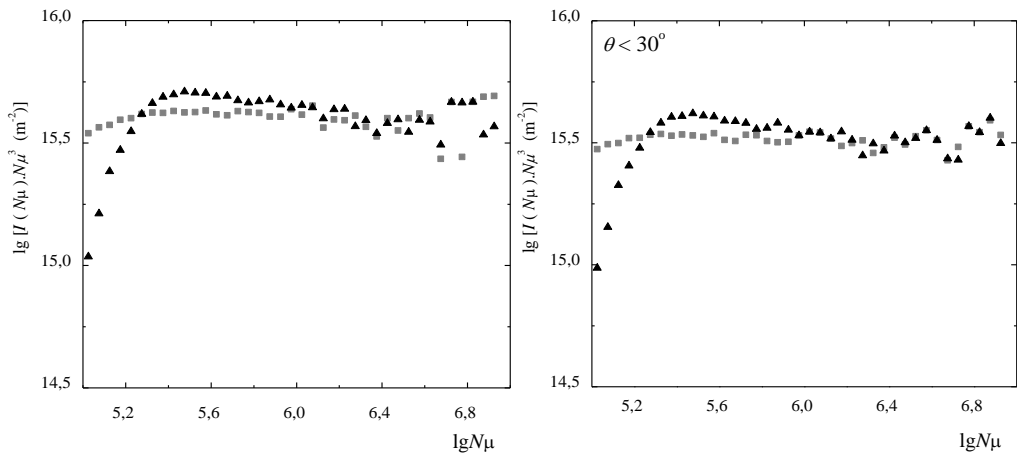


Рис. 5.7, а, б. Восстановленный по индивидуальным  $N_\mu$  дифференциальный спектр по полному числу мюонов (треугольники) в сравнении с смоделированным (квадратики).

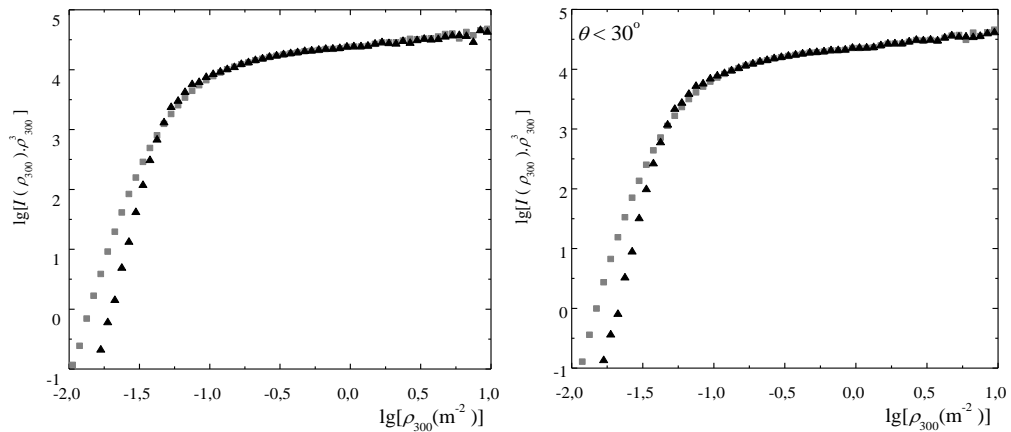


Рис. 5.8, а, б. Восстановленный дифференциальный спектр по параметру  $\rho_{300}$  (треугольники) в сравнении с смоделированным (квадратики).

### 5.9. Перспективы изучения массового состава ПКЛ

Исследования последних лет убедительно продемонстрировали [70,71] существование «тонкой структуры» спектра ПКЛ в области излома, что повышает требования к точности как экспериментальных данных, так и теоретических расчётов в этой области. По-видимому, более нельзя пользоваться простой моделью излома, в которой предполагается, что парциальные спектры ядер отличаются лишь точкой излома. Как было показано выше, Tunka-Grande

способна давать важную информацию и сама по себе, но, в сочетании с данными черенковской установки Тунка-133, ценность этой информации повышается. Достигнутая точность восстановления  $N_e$  и  $N_\mu$  позволяет осуществлять анализ массового состава ПКЛ традиционным методом, исследуя распределения по  $N_\mu$  при фиксированном  $N_e$ , как это делалось, например, на установке ШАЛ МГУ (см. [109])

Как показывает проведенное моделирование (см. рис. 5.9), число мюонов в ливне практически независимо от глубины максимума  $X_{\max}$  ШАЛ, поэтому дополнительный отбор по  $N_\mu$  при отборе по  $X_{\max}$  позволяет существенно улучшить разрешение различных групп ядер. При отборе ливней с  $X_{\max}$ , превышающим среднее в протонных ливнях, доля ШАЛ от ядер гелия убывает до 24% от исходной, доля ШАЛ от ядер группы CNO до 5% и доля ШАЛ от ядер Fe до 2%. Даже с учётом 25% точности определения  $N_\mu$  в ШАЛ, одновременный отбор ливней с числом мюонов ниже среднего в ливнях от протонов уменьшает долю ливней от ядер гелия до 26% от исходной, долю ливней от ядер CNO до 10% и долю ливней от ядер Fe примерно до 3%.

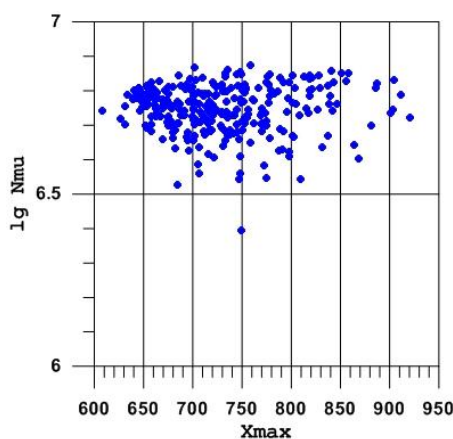


Рис.5.9. Число мюонов – глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{18}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 600 событий).

Число электронов  $N_e$ , в ШАЛ существенно ( $K_{corr}$  около 90%), коррелировано с  $X_{\max}$ , так что  $N_e$ , нельзя считать независимым от  $X_{\max}$  (см. рис. 5.10).

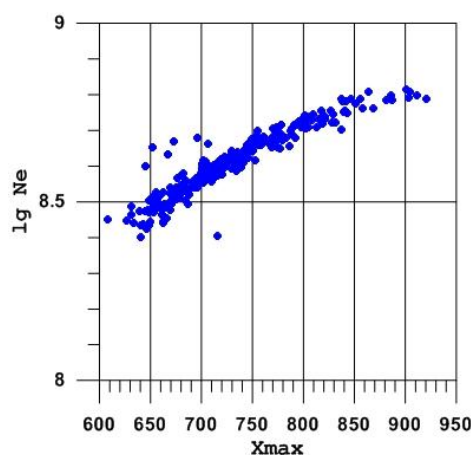


Рис.5.10. Число электронов – глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{18}$  эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 600 событий),  $\langle X_{\max} \rangle(\lg(N_e)) = 576.7 \cdot \lg(N_e) - 4236.7$ .

Однако, определение  $N_e$  даёт возможность проводить отбор по величине  $\ln(N_e / N_\mu)$ , которая чувствительна к массовому составу даже в большей степени, чем просто  $N_\mu$ . В этом случае доля ядер гелия падает до 12% от исходной, доля ядер CNO уменьшается до 2%, а доля ядер железа снижается примерно до 0.1%. Как показали результаты моделирования, геометрия установки Tunka-Grande и разработанная для нее методика восстановления параметров ШАЛ позволяют восстанавливать плотность числа заряженных частиц на определенном расстоянии от оси ливня с лучшей точностью, чем само число заряженных частиц ШАЛ. Для наглядности в табл. 5.4 приводятся средние ошибки восстановления  $N_e$  и  $\rho_{300}$  в зависимости от энергии первичной частицы.

Табл. 5.4

Средние ошибки восстановления  $N_e$  и  $\rho_{300}$  в ливнях, «сгенерированных» первичными протонами и ядрами железа с энергией  $E_0$

| $E_0$ , эВ  | $dN_e/N_e$ | $d\rho_{300}/\rho_{300}$ |
|-------------|------------|--------------------------|
| $> 10^{15}$ | 0.174      | 0.100                    |
| $> 10^{16}$ | 0.104      | 0.070                    |
| $> 10^{17}$ | 0.061      | 0.041                    |

Стандартные ошибки в определении значений  $dN_e/N_e$  и  $d\rho_{300}/\rho_{300}$  не превосходят 0.005.



В связи с этим, представляется разумным использовать в расчетах не число электронов  $N_e$ , а параметр  $\rho_{300}$  – плотность числа электронов на расстоянии 300 м. от оси ливня (см. рис. 5.11). Анализ результатов моделирования Aires показал, что число электронов  $N_e$  в ШАЛ существенно ( $\lg \rho_{300} \sim 0.9 \lg N_e$ ) коррелировано с  $\rho_{300}$  во всем доступном сцинтилляционной установке энергетическом диапазоне. Возможно, использование  $\rho_{300}$  в качестве восстанавливающего параметра позволит увеличить качество восстановления исходных параметров ШАЛ и сгенерировавшей его первичной частицы, и, следовательно, получить более достоверную информацию в том числе и о массовом составе ПКЛ.

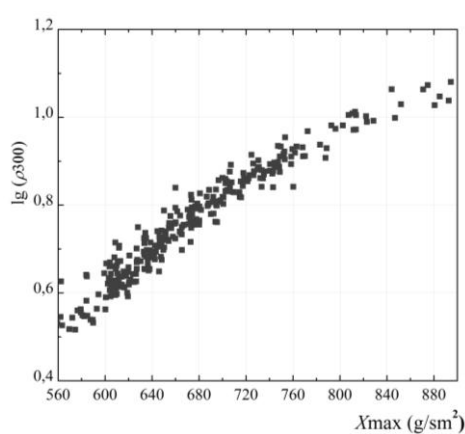


Рис. 5.11 Плотность электронов на расстоянии 300м от оси ливня – глубина максимума (Aires, первичный протон  $10^{17}$ эВ,  $\theta = 0^\circ$ , 300 событий).

Хотя приведенные оценки являются модельно зависимыми, принципиальная ценность изучения массового состава ПКЛ при одновременной регистрации трёх компонент ШАЛ представляется несомненной.

Приведенные в данном пункте диссертации результаты научного исследования были опубликованы в [110].

#### 5.10. Характеристики сцинтилляционной установки

Моделирование работы эксперимента в «реальных условиях» и обработка «зарегистрированных» событий ШАЛ дают возможность получить информацию,

не только отражающую качество моделирования, но и позволяющую оценить характеристики сцинтилляционного комплекса. Это позволяет учесть и свести к минимуму влияние эксперимента на искажение восстанавливаемых параметров и их распределений в ходе последующей обработки реальных событий. В частности, можно определить энергетический порог измерений и эффективную площадь установки, точность определения положения оси ливня и другие параметры, знание которых позволит оптимизировать работу эксперимента.

### 5.10.1 Энергетический порог измерений и эффективная площадь сцинтилляционной установки

Знание энергетического порога измерений  $E_p$  и эффективной площади установки  $S_{\text{eff}}$  имеет очень большое значение при проведении анализа экспериментальных данных. Занижение величины  $S_{\text{eff}}$  и завышение величины  $E_p$  приводит при обработке к частичной потере экспериментальных данных и, следовательно, к неоправданному уменьшению статистики. Завышение же эффективной площади установки и занижение энергетического порога измерений ведёт к неоднородной выборке событий а, в итоге, к систематическим ошибкам в результатах статистической обработки, и, более того, к ошибкам при оценке абсолютных интенсивностей при построении распределений и спектров по отдельным параметрам ШАЛ.

Распределение вероятности регистрации ШАЛ в пределах установки в зависимости от энергии первичной частицы представлено на рис. 5.12. Вероятность регистрации вычислена как отношение числа “зарегистрированных ливней” к полному числу смоделированных ливней. Из рисунка видно, что для ливней с положением оси в пределах установки, образованных первичной частицей с энергией  $E_0 = 8 \cdot 10^{15}$  эВ, вероятность регистрации равна 90%, для ливней с  $E_0 = 1.3 \cdot 10^{16}$  эВ - 95%, а для ливней, образованных первичной частицей с энергией  $E_0 \geq 3 \cdot 10^{16}$  эВ достигает 100%. Таким образом, энергетический порог

регистрации, начиная с которого установка начинает эффективно регистрировать ШАЛ на площади  $0.5 \text{ км}^2$ , составляет  $10^{16} \text{ эВ}$ .

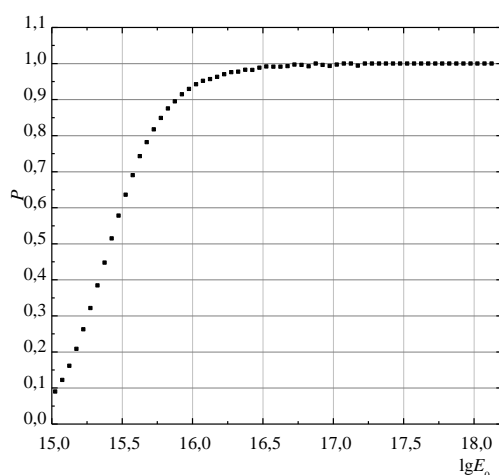


Рис. 5.12 Вероятность регистрации ШАЛ на площади установки.

В результате анализа данных моделирования была выведена зависимость вероятности регистрации ШАЛ от расстояния до центра установки. Расчет проводился для двух крайних значений параметра  $s$  ( $s = s_{\text{сред.}} - 2 \cdot \sigma(s) = 0.9$  и  $s = s_{\text{сред.}} + 2 \cdot \sigma(s) = 1.3$ , где  $s_{\text{сред.}} = 1.1$ ,  $\sigma(s) = 0.1$ ). Для 35-ти значений  $E_0$  с логарифмическим шагом 0.1 начиная с  $\lg E_0 = 15.0$  и до  $\lg E_0 = 18.5$  разыгрывалось по 20000 искусственных ливней с положением оси, распределённым равномерно внутри круга радиусом  $R$  с центром, совпадающим с центром установки. Значение  $R$  менялось от нуля до 1000 метров с шагом 50 м. При этом моделировались вертикальные искусственные ливни, так как для наклонных ливней вероятность регистрации больше из-за того, что расстояния между детекторными пунктами в системе координат, связанной с ШАЛ, уменьшаются.

Эффект, связанный с уменьшением эффективной площади детекторов ( $\sim \cos \theta$ ) меньше влияет на вероятность регистрации за счет значительной крутизны функции пространственного распределения заряженных частиц в ШАЛ. ФПР электронов при моделировании выбиралась в виде (4.13), функция пространственного распределения мюонов - в виде (4.12). В качестве

энергетического спектра был заложен степенной спектр с одним изломом при энергии  $2 \cdot 10^{15}$  эВ.

На рисунке 5.13, *a*, *b* представлено распределение вероятности регистрации вертикальных ливней, образованных первичными частицами разной энергии в зависимости от расстояния до оси ливня. На рисунке 5.13, *a* расчет приведен для ливней, образованных первичными частицами с энергией от  $\lg E_0 = 15.7$  (линия 1) до 17.5 с логарифмическим шагом 0.1,  $s = 0.9$ ; на рисунке 5.13, *b* - для ливней, образованных первичными частицами с энергией от  $\lg E_0 = 15.4$  (линия 1) до 17.5 с логарифмическим шагом 0.1,  $s = 1.3$ .

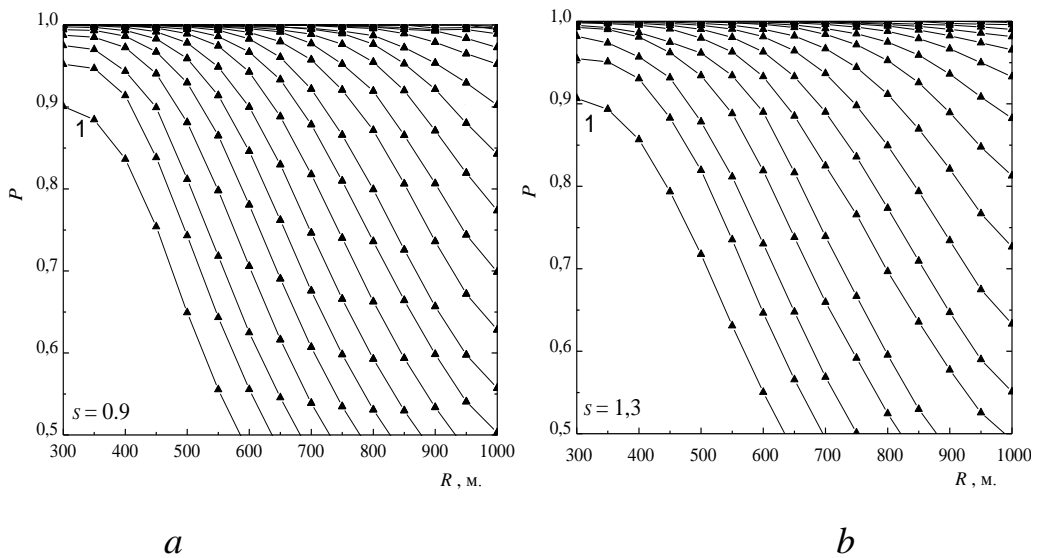


Рис. 5.13 *a*, *b* Зависимость вероятности регистрации вертикальных ШАЛ с разной первичной энергией от расстояния до оси ливня для двух крайних значений параметра  $s^*$ : *a*) логарифм энергии  $\lg E$  меняется от 15.7 (линия 1) до 17.5 с шагом 0.1, *b*) логарифм энергии  $\lg E$  меняется от 15.4 (линия 1) до 17.5 с шагом 0.1, зенитные углы  $\theta = 0^\circ$ .

Из зависимости вероятности регистрации от расстояния можно найти эффективный радиус 90%-й вероятности регистрации ШАЛ для каждого значения  $E_0$  для двух крайних значений  $s$  (рис. 5.14). За конечное значение эффективного радиуса принимается минимальное значение из двух, соответствующих разным  $s$ . Представленные на графике данные подтверждают, что, начиная с  $E_0 = 8 \cdot 10^{15}$  эВ

вероятность регистрации ливня на площади установки 90%. При энергии первичной частицы, сгенерировавшей ШАЛ,  $E_0 = 10^{17}$  эВ установка ведёт эффективную регистрацию событий на площади  $2 \text{ км}^2$ .

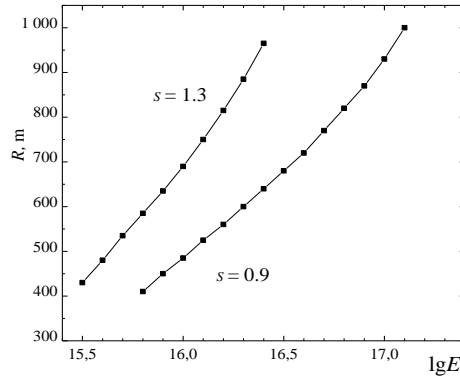


Рис. 5.14 Эффективный радиус регистрации ШАЛ установкой Tunka-Grande.

### 5.10.2 Точность восстановления положения оси

На рис. 5.15 представлены абсолютные средние ошибки восстановления оси ШАЛ в зависимости от  $E_0$  для ливней, чье положение оси находится в пределах установки.

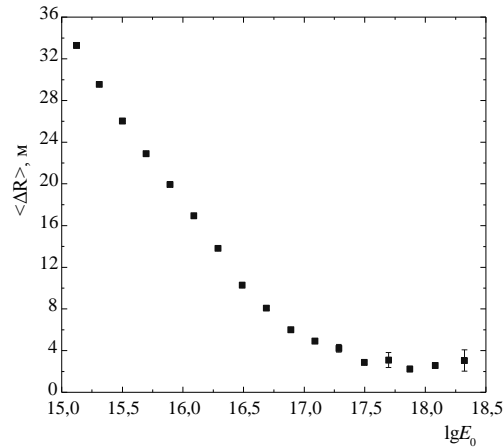


Рис. 5.15 Абсолютная ошибка восстановления положения оси ШАЛ в зависимости от энергии первичной частицы.

При энергии первичной частицы  $E_0 \geq 10^{16}$  эВ ошибка в определении положения оси по данной методике составляет не более 18м, при  $E_0 \geq 3 \cdot 10^{16}$  эВ - не более 10м.

Таким образом, можно сказать, что разработанное программное обеспечение позволяет восстанавливать координаты ливней с достаточной точностью до 10 м начиная с энергии  $5 \cdot 10^{16}$  эВ.

### 5.10.3 Энергетическое разрешение

В программе обработки смоделированных событий вычисляются распределения по отношению восстановленной первичной энергии к исходной первичной энергии для разных энергетических интервалов. Средние квадратичные отклонения распределений отвечают энергетическому разрешению установки в соответствующих интервалах энергий. При обработке 3,5 млн. событий с энергией  $E_0 \geq 10^{15}$  эВ, из которых 150000 с  $E_0 \geq 10^{16}$  эВ и 2000 с  $E_0 \geq 10^{17}$  эВ, получено, что при  $E_0 \geq 10^{15}$  эВ энергетическое разрешение установки составляет 29%, при  $E_0 \geq 3 \cdot 10^{15}$  эВ – 18%, а начиная с пороговой энергии регистрации ( $E_0 \geq 10^{16}$  эВ) энергетическое разрешение установки достигает 15% (рис. 5.16).

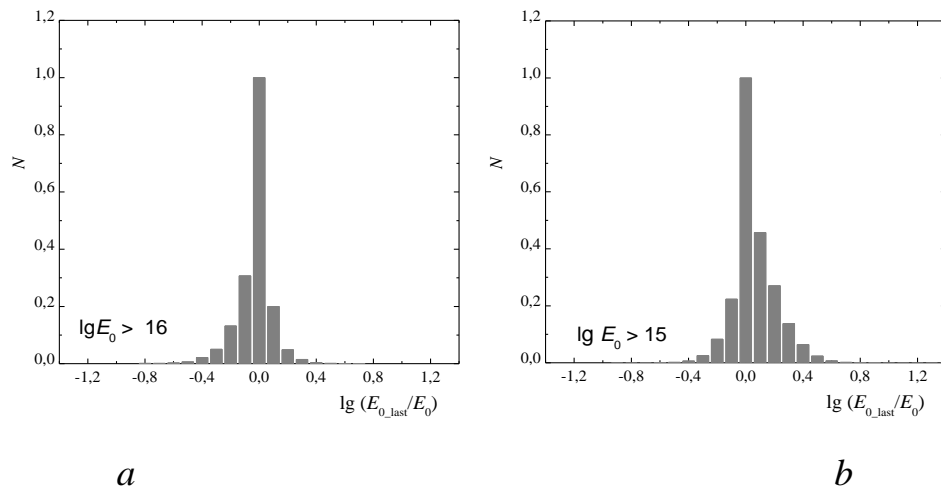


Рис. 5.16, *a*, *b* Энергетическое разрешение сцинтилляционной установки при данном методе обработки данных.

## Заключение

Создаваемая в рамках международного проекта гамма-обсерватория TAIGA будет регистрировать максимально возможное количество составляющих ШАЛ, что позволит получить наиболее точные данные о первичных частицах. Её работа будет направлена на поиск и исследование галактических ускорителей методами гамма-астрономии и физики космических лучей на рекордном для настоящего времени уровне чувствительности. В состав гамма-обсерватории войдут пять независимых установок, регистрирующих заряженную и мюонную компоненты ШАЛ, оптическое черенковское излучение и радиоизлучение. Одной из них станет действующая черенковская установка Тунка-133, ведущая исследования ПКЛ в области высоких и сверх высоких энергий начиная с 2009г. На данном этапе другого эксперимента с аналогичными параметрами (площадь, энергетический диапазон и точность восстановления энергии первичной частицы) нет. Однако, существенным недостатком установки, точнее, применяемого метода регистрации, является то, что наблюдения возможны только в ясные безлунные ночи, то есть порядка 400 часов в год даже в условиях Тункинской долины. Включение в работу установки сцинтилляционных детекторов значительно увеличит число регистрируемых событий, улучшит точность восстановления исходных параметров ШАЛ, и расширит энергетический диапазон регистрации в область сверхвысоких энергий. Совместное исследование энергетического спектра и массового состава ПКЛ на установках Тунка-133 и Tunka-Grande позволит лучше понять, до каких максимальных энергий возможно ускорение ПКЛ в остатках сверхновых звезд различных типов, и, таким образом, даст возможность глубже изучить природу этих важнейших для энергетического баланса Галактики объектов. Расширенный энергетический диапазон, в котором установки будут вести эффективную регистрацию, захватывает область предполагаемого перехода от галактических к внегалактическим космическим лучам [20], что представляет большой интерес для исследования.

Полученные в ходе совместной работы результаты можно будет использовать в качестве связующего звена между экспериментальными данными с гигантских установок, имеющих существенно более высокий энергетический порог и экспериментальными данными с работающими в более низких энергиях компактных установок с малыми расстояниями между детекторными пунктами, а также с данными прямых измерений.

Основные результаты, полученные автором в ходе научно-исследовательской работы, заключаются в следующем.

При непосредственном участии автора разработаны алгоритмы и создана программа математического моделирования сцинтилляционного эксперимента, позволяющая оценить возможные погрешности получаемых результатов.

На основе детальных расчетов автором разработана методика восстановления энергии первичной частицы по числу заряженных частиц в ливне.

При непосредственном участии автора разработано программное обеспечение для обработки экспериментальных данных, с целью восстановления основных параметров ШАЛ, в котором известные методы восстановления параметров ливней по заряженным частицам адаптированы к условиям данного эксперимента.

Впервые автором найдены значения рабочих характеристик новой установки Tunka-Grande, при которых достигается высокая эффективность регистрации ливней, проведена оценка погрешностей в его работе. Определена оптимальная геометрическая конфигурация установки Tunka-Grande. Получены характеристики сцинтилляционного комплекса и проведена оценка погрешностей в его работе. Проанализирована точность восстановления параметров ШАЛ и энергетического спектра КЛ по данным Tunka-Grande. Оценены перспективы совместной работы черенковской установки и сцинтилляционного комплекса в рамках исследования массового состава КЛ.

Работа выполнялась на кафедре теоретической физики ФГБОУ ВПО «ИГУ». Автор выражает глубокую благодарность своим научным руководителям - профессору Николаю Михайловичу Будневу и профессору Николаю Николаевичу



Калмыкову за помощь, поддержку, понимание, доброжелательное отношение и проявленное терпение при подготовке настоящей диссертационной работы, ценные указания при подготовке статей.

Автор благодарит сотрудников НИИЯФ МГУ Владимира Петровича Сулакова, принимавшего непосредственное участие в разработке программного обеспечения и оказавшего неоценимую помощь и огромную моральную поддержку, Леонида Александровича Кузьмичева, приложившего много сил для создания сцинтилляционной части установки Тунка-133, Юрия Анатольевича Фомина, Василия Владимировича Просина и Елену Евгеньевну Коростелеву за сотрудничество и всестороннюю помощь в подготовке диссертации.

Автор искренне признателен всему коллективу кафедры теоретической физики, в особенности, профессору Александру Николаевичу Валлу, за внимание и заботу, которые она неизменно ощущала как студент и аспирант кафедры. Особая благодарность - первому научному наставнику автора и руководителю дипломной работы профессору Сергею Ивановичу Синеговскому за ценные советы в написании диссертации, участие и поддержку.

Автор выражает благодарность всем сотрудникам лаборатории физики лептонов НИИПФ ИГУ, и, в особенности, Олегу Анатольевичу Грессу за помощь и поддержку, оказанную в процессе подготовки диссертации.

## Список литературы

1. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/CosmicRaySites>
2. Григоров Н.Л. и др. Изучение частиц космических лучей высоких энергий на ИСЗ “Протон”. Доклад на XVIII Международном астрономическом конгрессе, Белград, 1967.
3. Григоров Н.Л., Мурзин В.С., Раппопорт И.Д. Метод измерения энергии частиц в области выше  $10^9$  эВ. ЖЭТФ. – 1958. - т.34, №2. - с.506–507.
4. Акимов В.В. и др. Энергетический спектр первичных космических лучей в диапазоне  $10^{11} \div 10^{15}$  эВ по данным измерений на ИСЗ “Протон–4”. Известия АН СССР, сер.физ. – 1971. - т.35. - с.2434–2438.
5. Иваненко И.П. и др. Энергетический спектр и зарядовый состав первичных космических лучей с энергией свыше 2 ТэВ. Письма в ЖЭТФ. – 1988. - т.48, вып.9. - с.468–471.
6. Иваненко И.П. и др. Энергетический спектр частиц первичных космических лучей при энергиях 1–100 ТэВ по данным прибора “Сокол”. Письма в ЖЭТФ. – 1989. - т.49. - с.192–194.
7. [pamela.roma2.infn.it/index.php](http://pamela.roma2.infn.it/index.php)
8. <http://ams.nasa.gov>
9. Aguilar M. et al. Cosmic-ray positron fraction measurement from 1 to 30-GeV with AMS-01. Phys.Lett.B. – 2007. - vol. 646. - p. 145-154
10. [http://ams.nasa.gov/Documents/AMS\\_Publications/NASA%20JUNE-2014C.pdf](http://ams.nasa.gov/Documents/AMS_Publications/NASA%20JUNE-2014C.pdf)
11. Aguilar M. et al. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV . Physical Review Letters PRL - 2013. – vol.110. – p. 141102
12. Asakimori K, Burnett T.H., Cherry M. et al.(JACEE collaboration), Energy spectra of protons and Helium nuclei above 5 TeV/nucleon. Proc. of 22<sup>rd</sup> ICRC, Dublin, - 1991, - vol.2, - p.97-100.

13. Asakimori K., Burnett T.H., Cherry M. et al. Cosmic Ray Composition and Spectra: (2) Helium and  $Z > 2$ . Proc. of 23<sup>rd</sup> ICRC, Calgary, - 1993, - vol.2, - p.25-29.
14. Asakimori K., Burnett T.H., Tominaga T. et al. Energy Spectra and Elemental Composition of Nuclei above 100 TeV from Series of JACEE Balloon Flight. (JACEE collaboration), Proc. of 24<sup>rd</sup> ICRC, Roma, - 1995, - v.2, - p.707-710.
15. Cherry M.L. for JACEE collaboration. Cosmic Ray Proton and Helium Spectra – Results From JACEE. Proc. of 25<sup>rd</sup> ICRC, Durban, - 1997, - v.4, - p.1-4.
16. Apanasenko A.V., Fujii M, Hareyama M. et al. Proton and Helium spectra obtained by the first RANJOB-campaign. Proc. of 25<sup>rd</sup> ICRC, Durban, - 1997, - v.4, - p.137-140.
17. Apanasenko A.V., Fujii M., Hareyama M. et al. Hevy component spectra obtained by the first RANJOB-campaign. Proc. of 25<sup>rd</sup> ICRC, Durban, - 1997, - v.4, - p.141-144.
18. Panov A. D. et al. Energy Spectra of Abundant Nuclei of Primary Cosmic Rays from the Data of ATIC-2 Experiment: Final Results //Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., - 2009, - v.73, - p. 564-567.. (А.Д. Панов, Изв. РАН. Сер. Физ. 73, 602 (2009)).
19. [http://www.inr.ac.ru/~muhamed/INCA\\_PROJECTrus.pdf](http://www.inr.ac.ru/~muhamed/INCA_PROJECTrus.pdf)
20. Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Роганова Т.М.. Галактические космические лучи. // НИИЯФ МГУ. <http://www.kosmofizika.ru/abmn/kalmikov/cosrays.htm>.
21. Matthiae G. on behalf of the Pierre Auger Collaboration, “New results from the Auger Observatory”, Invited talk at NO-VE IV International Workshop on “Neutrino Oscillations in Venice” arXiv:0807.1024v1 [astro-ph] (2008)
22. Рубцов Г.И. Якутская комплексная установка для регистрации широких атмосферных ливней.//<http://www.inr.ac.ru/a/history/8/shal.pdf>.
23. Berezhnev S., Budnev N.M., Ivanova A. L. et al // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. - 2013, - v.732, - p. 281–285
24. Budnev N.M. et al. TAIGA the Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma Astronomy - present status and perspectives. // JINST.-2014.-9- C09021
25. Antoni T. et al., KASCADE Collaboration, Nucl. Instr. andMeth. A. -2003. – vol.513. – p.490.

26. Apel W. D., Arteaga J. C. et al .The KASCADE-Grande Experiment. //Nucl. Instr. and Meth. – A. – 2010. – vol.620. – p.202-215.
27. IceCube Collaboration: M.G. Aartsen et al. Measurement of the cosmic ray energy spectrum with IceTop-73. Physical Review D88 (2013) 042004, 28 August 2013; e-print archive arXiv:1307.3795 [astro-ph.HE]
28. <http://home.web.cern.ch/topics/large-hadron-collider>
29. Hiller R., Budnev N.M. et al. Status and First Results of Tunka-rex, an Experiment for the Radio Detection of Air Showers. // Phys.Procedia.- 2015.- vol.61.-pp. 708-713.
30. <http://www.fisica.inpl.edu.ar/auger/aires/doc/UsersManual.pdf>
31. Kalmykov, N. N., and Ostapchenko, S. S. Phys. At. Nucl., - 1993, - v.56, - p.346
32. Linsley J. Proc. 8th ICCR, Jaipur. – 1963. –vol. 4. - p.77-79.
33. Nagano M., Watson A.A. (July 2000). Observations and implications of the ultrahigh-energy cosmic rays. // Rev. Mod. Phys. – 2000. – vol.72, no.3. - p. 689–732.
34. Edge D.M. at al., J. Phys. A, - 1973. – vol. 6. - p 1612-1634.
35. Brooke G. at al., Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, La Jolla, USA, - 1985. - Vol. 2. - p.150.
36. Wanson A. A. 1st European Symp. Cosmic Rays,Lodz, - 1968. - 3.
37. Chiba N. et al. Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100-km<sup>2</sup> area // Nucl.Instrum.Meth. - 1992 - A311, p.338-349; <http://www-akeno.icrr.u-tokyo.ac.jp/AGASA/>.
38. Shinozaki K., Teshima M. for AGASA Collaboration, Nucl. Phys. B (Procc. Suppl.) – 2004.-vol.136.-p.18-27.
39. Bird D.J., Corbato S.C., Dai H. U. et al.// Astrophys. J. – 1994. – vol. 424. - p. 491-502.
40. Bergman D. for the HiRes Colaboration, Phys. Rev. Lett., - 2008. –vol.100. – p.101101.
41. Глушков А. В. Проблема энергетического спектра космических лучей сверхвысоких энергий //ЯФ.–2009.-Т.72.-№1

42. <http://www.telescopearray.org>.
43. Pierre Auger Collaboration. The Surface Detector System of the Pierre Auger Observatory // Nucl.Instrum.Meth. A- 2008 – vol. 586. – p.409-420
44. Schussler F. for the Pierre Auger Collaboration, 31st ICRC, (Lodz, Poland), arXiv:0906.2189v2 [astro-ph.HE] (10 Jul 2009).
45. Artamonov V.P. et al., Present state and outlook of the Yakutsk EAS array // Bull.Russ.Acad.Sci.Phys. - 1994 – vol. 58 – p.2026-2031
46. Kawai H. et al. Telescope Array Experiment.// Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. – 2008.- vol.175-176. – p.221-226.
47. Tokuno H., Tameda Y. et al. New air fluorescence detectors employed in the Telescope Array experiment.//Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A.-2012.-vol.676.-p.54-65
48. Takeshi Okuda. Recent results from Telescope Array. 2014. e-Print: arXiv:1401.8109
49. <http://www.auger.org>.
50. Abraham J., for the Pierre Auger Collaboration.// Phys.Lett.B. – 2010. – vol.685. - p.239–246.
51. Di Giulio, C. for the Pierre Auger Collaboration, 31st ICRC, (Lodz, Poland), arXiv:0906.2189v2 [astro-ph.HE] (10 Jul 2009)
52. Kamata K. and Nishimura J., Prog. Theor. Phys. Suppl. – 1958. – vol.6. – p. 93
53. Greisen K., Prog. Cosmic Ray Physics 3 (1956) 1
54. Kuemp D., Kampert K.H. , Risse M., Astropart. Phys. – 2008. – vol.30. – p.167
55. Roberto Pesce for the Pierre Auger Collaboration. 32st ICRC, (Beijing), arXiv:1107.4809 [astro-ph.HE] (2011)
56. [http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika\\_tech.html](http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/corsika_tech.html)
57. Gaisser T.K., Hillas A.M., Proceedings of the 15th ICRC, Plovdiv, Bulgaria, 1977.
58. Ostapchenko S.S.// Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) – 2006. – vol.151. - p.143-147; S. Ostapchenko, Phys. Rev. D 74, 2006, p. 014026;
59. Knurenko S.P., Ivanov A.A., Pravdin M.I. et al., Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.). – 2008. – vol. 175-176, p. 201-206.

60. Glushkov A.V., Makarov I.T., Pravdin M.I. and Sleptsov I.E., arXiv:0907.0374v1 [astro-ph.HE] (2 Jul 2009)
61. Prof. Dedenko L., Dr. Knurenko S. et al. Composition of the primary cosmic radiation observed at the Yakutsk array at energies above  $10^{17}$  eV // 33<sup>rd</sup> ICRC, 2-9 July 2013, Rio de Janeiro — Brazil.
62. Rubtsov G.I., Dedenko L.G., Fedorova G.F. et al., Phys.Rev.D, - 2006, - vol. **73**, - P. 063009, arXiv:astro-ph/0601449v1.
63. [http://ikfia.ysn.ru/struktura/ustanovki\\_poligony/139-установки/549-якутская-комплексная-установка-шал-им-д-д-красилникова.html](http://ikfia.ysn.ru/struktura/ustanovki_poligony/139-установки/549-якутская-комплексная-установка-шал-им-д-д-красилникова.html)
64. Рубцов Г.И. Якутская комплексная установка для регистрации широких атмосферных ливней. <http://www.inr.ac.ru/a/history/8/shal.pdf>
65. Egorova V.P., Glushkov A.V., Ivanov A.A. et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), - 2004. – vol. 136, - p.3-11.
66. Деденко Л.Г., Глушков А.В. и др. Оценки самого мощного широкого атмосферного ливня, наблюдаемого на Якутской установке.//Письма в ЖЭТФ.- 1999. – т. 90.-№11.- с.787-792
67. Деденко Л.Г., Иноуэ Н., Подгрудков Д.А. и др. //Изв. РАН, сер. Физ.- 2009. – т. 73.-с.639.
68. Clark G., Bradt H.L., La Pointe M. et al.//Proc. 8<sup>th</sup> ICRC Jaipur. – 1963. – vol. 4. – p.65.
69. Калмыков Н.Н., Хорхе Котсоми, Сулаков В.П., Фомин Ю.А. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2009. – т.73, № 5, - с. 584-586
70. Berezhnev S. F., Besson D., Korobchenko A. V. et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A – 2012. – vol. 692 . - p. 98–105
71. Apel W D, Arteaga-Vel´azquez J C et al (KASCADE Gr. Col) // Astroparticle Physics. - 2012. - p. 183-194
72. Apel W D, Arteaga-Vel´azquez J C et al (KASCADE Gr. Col) // Physical Review Letters. 2011. - 107.

73. Kuzmichev L.A., Sveshnikova L.G., Korosteleva E.E. et al.// Journal of Physics: Conference Series. 2013. - Vol.409, №1. - p.012062 (<http://iopscience.iop.org/1742-6596/409/1/012062>)
74. Атрашкевич В.Б., Калмыков Н.Н., Христиансен Г.Б. О возможности исследования химического состава первичного космического излучения при энергиях порядка и более  $10^{17}$  эВ.// Письма в ЖЭТФ. - 1981. – т. 33, № 4. - с. 236-239.
75. [http://www-ik.fzk.de/KASCADE/KASCADE\\_welcome\\_Grande.html](http://www-ik.fzk.de/KASCADE/KASCADE_welcome_Grande.html)
76. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Khristiansen G.B., Kulikov G.V., Nazarov V.I., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I., Solovjeva V.I., Sulakov V.P., Trubitsyn A.V. and Vishnevskaya E.A.. Nuclear composition of primary cosmic rays in the ‘knee’ region according MSU EAS array data. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., - 1996, - v.22, - p.1839-1849.
77. Вернов С.Н., Христиансен Г.Б., Атрашкевич В.Б. и др. Новая установка МГУ для изучения широких атмосферных ливней с энергией до  $10^{18}$  эВ. // Изв. АН СССР Сер. физ. - 1980, - т. 44, № 3, - с. 537.
78. <http://icecube.wisc.edu>
79. Aartsen M. G. et al. Measurement of the Cosmic Ray Energy Spectrum with IceTop–73. Physical Review D – 2013. – vol. 88. – p. 042004, arXiv:1307.3795 DOI:10.1103/PhysRevD.88.042004
80. Apel W. D., Arteaga J. C. et al .The KASCADE-Grande Experiment. //Nucl. Instr. and Meth. A/ - 2010. – vol. 620. – p.202-215
81. Antoni T. et al., KASCADE Collaboration, Nucl. Instr. andMeth. A – 2003. – vol.513. – p. 490.
82. Aglietta M., et al., EAS-TOP Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. A – 1993. – vol. 336. – p. 310.
83. Fassò A., et al., Report CERN-2005-10, INFN/TC-05/11, SLAC-R-773, 2005
84. Apel W.D. et al., Astrop. Phys. -2006. – vol.24. – p. 467 (KASCADE Collaboration)

85. Toma G., Apel W.D., Arteaga-Vel'azquez J.C. et al. Primary energy reconstruction at KASCADE-Grande using the S(500) method.// 33rd Int. Cosmic Ray Conf., RIO DE JANEIRO 2013.
86. Hillas A.M. et al., Proc.12th ICRC, Hobart – 1971. – vol. 3. – p.1001
87. Rebel H. and Sima O. et al. KASCADE-Grande collaboration, Proc. 29th ICRC Pune India 6 (2005) 297; I.M. Brancus et al. KASCADE-Grande collaboration, Proc. 29th ICRC Pune India . – 2005. – vol. 6 – p. 361
88. Antoni T. et al. - KASCADE Collaboration, *Astroparticle Physics*. – 2005. – vol.24- p.1-25 doi:10.1016/j.astropartphys.2005.04.001
89. IceCube Collaboration (R. Abbasi et al.) IceTop: The surface component of IceCube. *Nucl.Instrum.Meth. A*700 (2013) 188-220
90. IceCube Collaboration (M.G. Aartsen et al.) Observation of Cosmic Ray Anisotropy with the IceTop Air Shower Array . *Astrophys.J.* – 2013. – vol.765. – p. 55. DOI: 10.1088/0004-637X/765/1/55
91. Berezhnev S. F., Besson D. et al. The Tunka experiment: status 2013// 33rd Int. Cosmic Ray Conf., RIO DE JANEIRO , Brazil – 2013, №0617; Berezhnev S. F., Besson D.,..., Ivanova A. et al. The Tunka experiment: status 2013// 33rd Int. Cosmic Ray Conf., RIO DE JANEIRO , Brazil – 2013, №0418
92. Буднев Н.М., Вишнеvский Р., Гресс О.А., Кузьмичев Л.А. и др. Тунка-133: статус 2008 года и первые результаты. // 30-я РККЛ, Санкт-Петербург. 2008. С.45 (<http://www.ioffe.ru/rcrc2008/index.html>)
93. Буднев Н.М., Вишнеvский Р., Гресс О.А., Калмыков Н.Н. и др. Установка для регистрации ШАЛ по черенковскому свету площадью 1 квадратный километр в Тункинской долине.// Изв. РАН. Сер. Физ.. 2005. – т. 69, № 3, - с. 347-349.
94. Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I. // *Nucl. Phys. B.* – 1997. – vol.52, - p. 17.
95. D. d'Enterria, Engel R., Pierog T. et al., *Astropart. Phys.* – 2011. – vol.. – p. 98 [arXiv:1101.5596 [astro-ph.HE]]



96. Ostapchenko S., QGSJET-II: towards reliable description of very high energy hadronic interactions. Nucl. Phys. Proc. Suppl. – 2006. – vol.151. p.143 [hep-ph/0412332].
97. Ahn E. -J., Engel R., Gaisser T. K. et al., Cosmic ray event generator Sibyll 2.1. Phys. Rev. D – 2009. – vol. 80. –p. 094003 [arXiv:0906.4113 [hep-ph]].
98. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., Kulikov G.V., Sulakov V.P., Troitsky S.V.. Estimate of the fraction of primary photons in the cosmic-ray flux at energies  $\sim 10^{17}$  eV from the EAS-MSU experiment data. JETP – 2013. – vol. 117. – p. 1011-1023 [ZhETF 144, 1153-1164 (2013)].
99. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б. // ЖЭТФ. - 1958. – т.35, № 4(10), - с. 635.
100. Fomin Yu.A., Kalmykov N.N., et al. // Proc. 16<sup>th</sup> European Cosmic Ray Symposium, Madrid. 1998. p. 261 - 264.
101. Berezhnev S F, Besson D, Budnev N M et al (Tunka 133 col) // Proc. of 32 ICRC (Beijing) - 2011, - vol 7 (Beijung:scientific), - p. 208-211.
102. Зотов М.Ю., Калмыков Н.Н., Куликов Г.В., Сулаков В.П. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. - 2009. - № 6. - с.365 – 408.
103. Грейзен К. // Физика космических лучей /Под ред. Дж. Вильсона. – М.: Иностран. лит., 1958. - т.30, - с.7 – 141
104. Hayashida N., Honda M., et al. Muons ( $\geq 1$  GeV) in Large Extensive Air Showers of Energies between  $10^{16.5}$  eV and  $10^{19}$  eV observed of Akeno. // J.Phys.G: Nucl. Part. Phys., 1101 (1995).
105. Дьяконов М. Н., Егоров Т. А., Ефимов Н.Н. и др. Космическое излучение предельно высокой энергии.// Новосибирск: Наука. Сиб. Отд-ние.-1991. – 252с.
106. Калмыков Н. , Куликов Г., Сулаков В., Фомин Ю. // Известия РАН. Серия физическая. 2013. – т.77, № 5, - с. 70–72
107. Моделирование случайных величин: Метод. указания /Сост. Н.Ю. Кропачева, А.С. Тихомиров; НовГУ им. Ярослава Мудрого. Великий Новгород, 2004. 47 с.
108. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования. - М.: Наука. 1976. 320 с.

109. Fomin Yu A., Kalmykov N.N., Khristiansen G.B., et al. *Journal Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 1996. – vol. 22. № 12. - p. 1839-1849.
110. Н.М. Буднев, А.Л. Иванова, Н.Н. Калмыков, Л.А. Кузьмичев, В.П. Сулаков, Ю.А. Фомин. Возможности сцинтилляционного эксперимента Tunka-Grande в изучении массового состава первичных космических лучей // *Вестн. Моск. ун-та. Серия 3. Физика. Астрономия*. 2015. № 2, с. 80 – 84