

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«ИРКУТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(ФГБОУ ВПО «ИГУ»)

Научно-исследовательский институт прикладной физики
Лаборатория физики лептонов

Кафедра микроэлектроники твердого тела
Допускается к защите
Заведующий кафедрой
Профессор Гаврилюк А. А.

Выпускная квалификационная работа специалиста по специальности
"Микроэлектроника твердого тела"

На тему "Восстановление энергии первичных частиц широких
атмосферных ливней в эксперименте Tunka Radio Extension"

Руководители:
_____ Костюнин Д. Г. (КИТ),
_____ научный консультант
д.ф.-м.н., проф. Буднев Н. М. (ИГУ)
Студент группы 01531-Д
_____ Безъязыков П. А.
Работа защищена
с оценкой _____
" _____ " _____ 2015 г.
Протокол № _____

Рецензент д.ф.-м.н.
Афанасьев Н.Т.

Нормоконтролер ст. преподаватель
Фролова Н.А.

Иркутск — Карлсруэ 2015 г.

Реферат

В данной работе рассмотрены вопросы образования радиоизлучения широкого атмосферного ливня, обусловленного двумя независимыми эффектами, и восстановления энергии первичной частицы путем его детектирования в разных точках. Так как одной из основных целей эксперимента Tunka-Rex, на котором проводилась данная работа, является калибровка (кросс-калибровка), триггер для записи события запускают детекторы черенковского света установки Тунка-133. Также её данные используются для восстановления энергии и направления прихода ливня. Приведена некоторая оптимизация параметризации функции пространственного распределения излучения ливня. Приведенные параметры согласуются с данными предыдущих экспериментов.

Содержание

Введение	3
1 Космические лучи	5
1.1 Широкие атмосферные ливни	7
1.2 Спектр космических лучей и предел ГЗК	8
1.3 Радиоизлучение от космических лучей	9
2 Астрофизическая обсерватория в Тункинской долине	11
2.1 Тунка-133	11
2.2 Tunka-Rex	12
2.3 HiSCORE	13
2.4 Сцинтилляционные детекторы	13
3 Описание экспериментальной установки	14
4 Обработка данных	15
4.1 Функция пространственного распределения	17
4.2 Моделирование	19
4.3 Асимметрия	19
4.4 Восстановление энергии первичной частицы	21
Заключение	24
Список литературы	26

Введение

История исследования космических лучей насчитывает более ста лет, но многие вопросы их возникновения и распространения остаются открытыми. Отчасти это объясняется некоторым снижением интереса к космическим лучам со стороны физики высоких энергий с возникновением ускорителей в пятидесятых годах прошлого века – лучи не могут конкурировать с ускорителем в одном энергетическом диапазоне. Таким образом, первостепенный интерес представляют лучи высоких и сверхвысоких энергий. Наиболее доступным способом их исследования является исследование порожденных ими в процессе прохождения через атмосферу широких атмосферных ливней (ШАЛ) – каскадов вторичных частиц, охватывающих значительную площадь. К сожалению, события с высокими энергиями достаточно редки – для энергий 10^{19} - 10^{20} эВ, например, ожидается регистрация нескольких событий за тысячелетие на квадратный километр. Для регистрации событий с такими энергиями необходимы установки соответствующих размеров. Крупнейшая установка для детектирования ШАЛ расположена в Аргентине (Pierre Auger Observatory) и покрывает площадь свыше 3000 км^2 [1].

Так как каскад имеет несколько компонент (адроны, лептоны, гамма кванты различных энергий), можно регистрировать его различными способами. Классически используются системы детекторов черенковского света, которые, с одной стороны, имеют хорошо обкатанную технологию и позволяют с высокой точностью восстанавливать параметры каскада, с другой стороны – дороги в монтаже и эксплуатации и зависят от погодных условий, что уменьшает эффективное время измерений и, соответственно, набираемую статистику, что жизненно важно для лучей высоких энергий. Кроме того, для увеличения точности восстановления параметров каскада часто используются совместные методы, когда на одном полигоне измерения проводятся разными типами детекторов.

В эксперименте Tunka-Rex измерения проводятся совместно с детекторами черенковского света установки Тунка-133, которая также запускает триггер для регистрации события, и сцинтилляционными детекторами. Изучение радиокомпоненты каскада представляется интересным и перспективным направлением исследований. Радиоантенны дешевле и меньше зависят от внешних факторов, что в перспективе может позволить

покрывать ими большие площади для увеличения статистики в области высоких энергий. Целью эксперимента является кросс-калибровка детекторов и выяснение предела точности восстановления параметров каскада с помощью радиометодов.

1 Космические лучи

Космические лучи – ускоренные заряженные частицы, движущиеся в космическом пространстве; как явление они были открыты в начале прошлого века. В начале XX века Эльстером, Гейтелем [2] и независимо Вильсоном [3] в процессе опытов с электроскопом было сделано заключение, что воздух, заключенный в пустые изолированные сосуды, обладает некоторой электропроводностью, так как изолированный в сосуде электроскоп разряжался с течением времени. Так как было известно, что радиоактивное и рентгеновские излучение увеличивает электропроводность газов, а видимых источников поблизости не было, было сделано заключение, что наблюдаемый эффект, названный „темновым током”, связан с возможным радиоактивным загрязнением в воздухе и окружающей среде. Однако, опыты с электроскопом, изолированным толстым слоем свинца, показали, что излучение обладает большой проникающей способностью и имеет место быть в тех случаях, когда радиоактивные элементы поблизости отсутствуют. В качестве рабочей гипотезы было принято, что ионизация вызывается источниками гамма-излучения, скрытыми в земной коре, однако в вопросе все равно оставалось много неясностей. Так как считалось, что ионизирующее излучение идет от поверхности Земли, через некоторое время были начаты эксперименты с измерением скорости разрядки электроскопа на разной высоте. Вульф поднимал свой усовершенствованный электроскоп на Эйфелеву башню, однако не заметил ожидаемого значительного снижения ионизации. Позже начали использоваться воздушные шары, однако первые измерения показывали увеличение ионизации с увеличением высоты. В 1911-1912 гг. В. Гессом в процессе опытов с подъемом электроскопов конструкции Вульфа до высот в 5000 м был обнаружен эффект увеличения ионизации при подъеме выше 700 м, что явно указывало на ошибочность предположений, сделанных ранее [4]. Гипотеза о том, что излучение идет от Солнца, не оправдалась, так как в ночное время скорость разрядки электроскопов при подъеме возрастала так же быстро, как и днем. Гесс предположил, что излучение, вызывающее ионизацию, идет не от поверхности Земли, как предполагалось ранее, а с точностью до наоборот – из космоса. Позже это предположение было подтверждено В.Кольхёрстером, который, желая опровергнуть теорию Гесса, создал более совершенный прибор и провел серию измерений на высотах до

9300 м; на высоте 9000 м скорость ионизации в 40 раз превышала таковую на уровне моря [5, 6]. Космическим лучами явление впервые было названо Миллиkenом в 1925, исследовавшим излучение на больших глубинах и высотах. Тогда же отпали последние сомнения в том, что источники лучей находятся где-то в мировом пространстве; до этого многими предполагалось, что источниками излучения являются скопления радиоактивных веществ в верхних слоях атмосферы. Однако, с самого начала считалось, что речь идет о гамма-излучении. Гесс в отношении космических лучей употреблял термин "ультрагамма-излучение" (ultragammastrahlung). Первое указание на наличие в составе космических лучей заряженных частиц было получено Клеем в 1927. Он обнаружил зависимость интенсивности излучения от геомагнитной широты – так, на геомагнитном экваторе она была на 10-15% меньше, чем на высоких широтах. Правильная интерпретация этого эффекта была дана только в 1929 г Боте и Кольхерстером в опытах по обнаружению высокопроникающих заряженных частиц с помощью счетчиков Гейгера-Мюллера [8]. Счетчики работали на совпадениях высокопроникающих заряженных частиц. В дальнейшем важную роль в наблюдениях быстрых заряженных частиц и геомагнитного эффекта сыграли опыты Росси, усовершенствовавшего метод совпадений [9]. Он предсказал различие между интенсивностями лучей с востока и с запада, связанное со знаком заряда первичных частиц. Позже было выяснено, что с запада частиц больше, так как большая часть первичных частиц положительна.

Основными источниками космических лучей являются звезды на различных стадиях развития – частицы с наиболее высокими энергиями, как правило, появляются в результате взрывов сверхновых. Солнечные космические лучи, как правило, обладают небольшой энергией и их вклад в основную часть космического излучения у Земли с энергией $> 10^8$ эВ/нуклон весьма невелик. Предполагается, что космические лучи высоких энергий (порядка 10^{15} эВ и выше) приходят из источников, расположенных за пределами нашей галактики. Космические лучи представляют собой в основном протоны (90%), альфа-частицы (9-10%) и около 1% ядер более тяжелых элементов вплоть до железа. В процессе взаимодействия с атмосферой (разрушение ядер атомов атмосферы) они порождают каскад вторичных частиц, который по мере приближения к поверхности Земли покрывает все большую площадь и называется широким атмосферным ливнем. Параметры ливня позволяют с некоторой степенью достоверности уста-

новить тип и энергию изначальной частицы. Из основных параметров ливня можно выделить $X_{\max}$ – высоту, на которую приходится максимум образования новых частиц и $E_{\text{пр}}$ – энергию первоначальной частицы. Частицы, вызывающие ливни, приходят в атмосферу с различных направлений и с различными энергиями – к примеру, энергия солнечных космических лучей лежит в диапазоне 10^7 – 10^{10} эВ, в то время как энергия галактических и внегалактических космических лучей может достигать 10^{19} эВ [13, 14].

1.1 Широкие атмосферные ливни

Впервые ливень был зарегистрирован и описан Д. В. Скобелцыным в 1929 году [7] с помощью камеры Вильсона. В 1938 году Пьером Оже проводилось исследование атмосферных ливней с помощью счетчиков, включенных в схему совпадений. Было обнаружено, что при уменьшении расстояния между счетчиками число совпадений уменьшается сначала быстро, а затем – значительно медленнее; вплоть до расстояний порядка сотен метров число совпадений оставалось вполне заметным [10]. Оже удалось проследить ливни вплоть до расстояний между счетчиками в 300 м. В 1946 году на Памире благодаря новому методу регистрации ливней с помощью счетчиков, предложенному Д. В. Скобелцыным, на высоте 3860 м были обнаружены сверхширокие ливни, покрывающие 1 км^2 и более. Впоследствии также проводились исследования высотного распределения ливней, в ходе которых было выяснено, что число ливней, регистрируемое какой-либо системой счетчиков, с увеличением высоты растет вплоть до 8-9 км, после чего начинает снижаться. Изучение ливней сыграло важную роль в исследованиях элементарных частиц. В 1932 году американским физиком К. Андерсоном в исследованиях треков частиц каскадов был открыт позитрон [11], а в 1936 – мюон [12]. Из составляющих ливня выделяются адронная компонента, электромагнитная компонента, мюоны, нейтрино, а также излучение Вавилова-Черенкова и флуоресцентное излучение. Вторичные компоненты распределены в плоскости, перпендикулярной направлению движения первичной частицы, и называемой фронтом ШАЛ. Наибольшее число вторичных частиц составляют электроны и фотоны, которые достаточно быстро размножаются и в центральной части ливня достигают 95-97% от общего числа частиц. Адронная компонента, как правило, не доходит до поверхности земли в силу большего сечения взаимодействия частиц с ядрами атмосферы – долгое время даже предпола-

галось, что ливень состоит исключительно из электронов и фотонов. В случае, если природа первичного луча не адронная, а электромагнитная (то есть каскад запускается электроном или гамма-квантом), адронная компонента в ливне становится еще меньше, чем обычно, а распределение частиц вдоль оси ливня – уже.

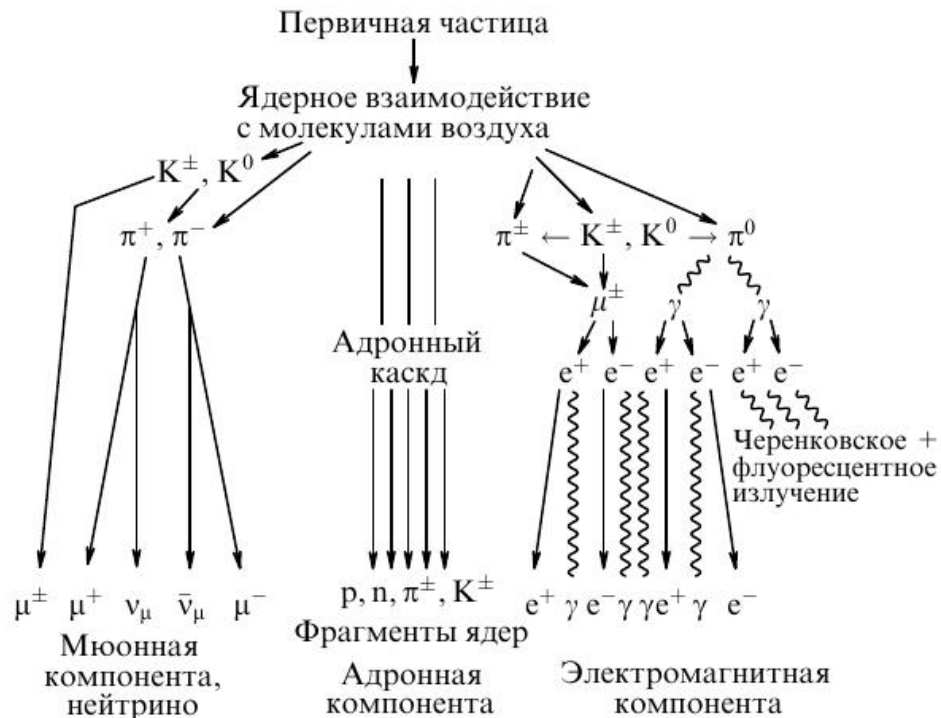


Рис. 1: Схематическое изображение развития ливня.

1.2 Спектр космических лучей и предел ГЗК

Энергетический спектр космических лучей простирается на около десятка порядков и подчиняется степенному закону – интенсивность резко убывает с увеличением энергии. В спектре имеются две аномальные области – 10^{15} – 10^{16} эВ, “колено” (или излом, “knee”) и 10^{18} эВ – 10^{19} эВ, лодыжка (ankle). Их наличие может объясняться переходом от одного вида источников космических лучей к другому или особенностями их распространения в межзвездном пространстве.

В 1966 году Г. Зацепиным и В. Кузьминым и независимо К. Грайзеном был теоретически предсказан позже получивший экспериментальное подтверждение предел обрезания спектра космических лучей в области энергий выше 10^{20} эВ, связанный с вза-

имодействием частиц с фотонами реликтового излучения [13,14]. Ядра в процессе этого взаимодействия расщепляются, а протоны тормозятся за счет рождения e^+e^- -пар, затем π -мезонов и т.д. Протон с самой высокой наблюдавшейся энергией в $3 \cdot 10^{20}$ эВ [15] не мог прилететь с расстояния больше примерно 30 Мпк. Частицы с такой энергией почти не отклоняются в галактических и межгалактических магнитных полях, что позволяет достаточно точно установить направление на источник; однако, в направлении прилета подходящих источников обнаружено не было [17].

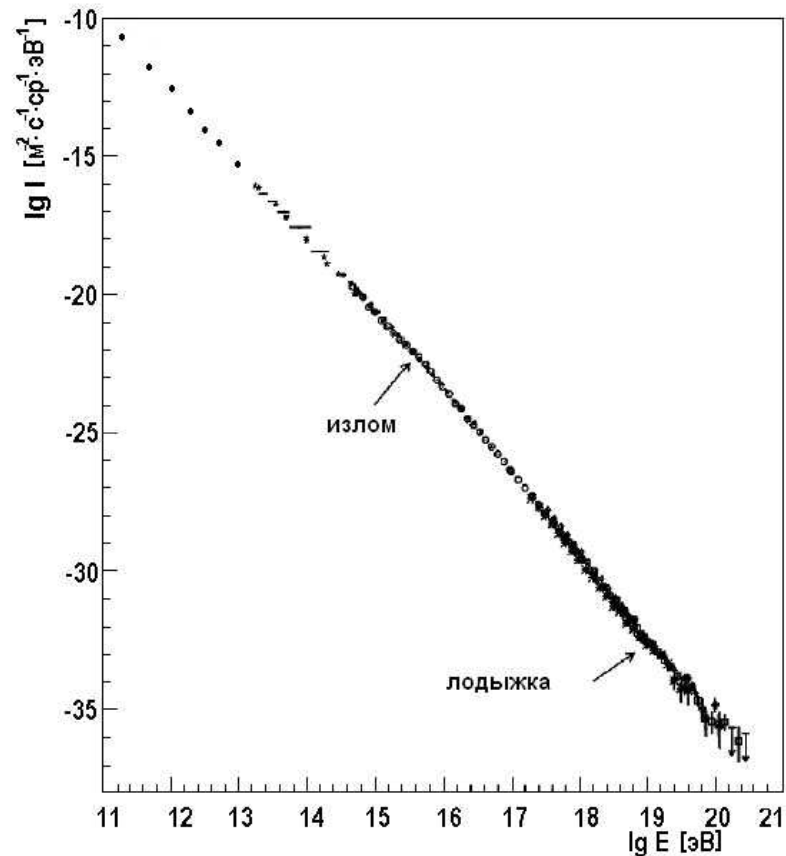


Рис. 2: Энергетический спектр космических лучей.

1.3 Радиоизлучение от космических лучей

Радиоизлучение ШАЛ было теоретически предсказано [18–21] и экспериментально зарегистрировано [22–24] в 1960–1970-х годах. Его возникновение обусловлено двумя основными эффектами. Первый из них, оказывающий основную часть воздействия на общую картину – геомагнитный. Суть его заключается в том, что заряженные (электроны и

позитроны) частицы в ливне отклоняются от своей первоначальной траектории под воздействием геомагнитного поля (магнитного поля Земли). Изменение вектора электрического поля приводит к возникновению линейно поляризованного вдоль направления искривления (то есть вдоль оси действия геомагнитного поля) радиоизлучения. Разумеется, немаловажную роль при детектировании играет напряженность геомагнитного поля в точке измерений.

Второй, обладающий более слабым влиянием – эффект Аскаряна [18], заключающийся в том, что позитроны в процессе распространения ливня аннигилируют и, как следствие, общий заряд ливня меняется. Следующее за этим изменение электрического поля и приводит к возникновению радиоизлучения. Радиоизлучение, вызванное этим эффектом, поляризовано радиально.

Схематически принципы радиоизлучения от ШАЛ изображены на Рис. 3

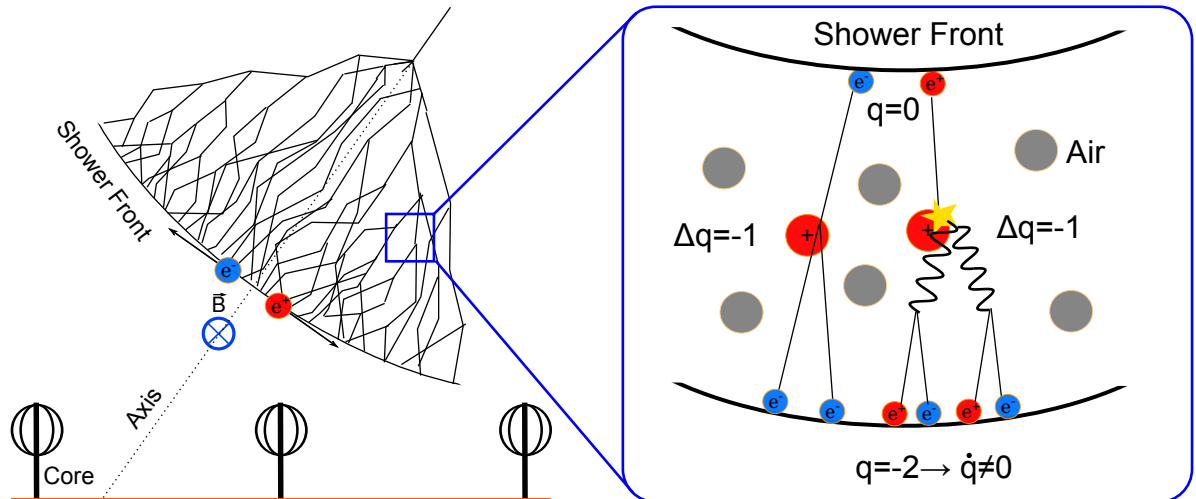


Рис. 3: Схематическое изображение механизмов радиоизлучения ШАЛ. Слева: искривление заряженных частиц под действием магнитного поля земли. Справа: схематическое изображение эффекта Аскаряна.

2 Астрофизическая обсерватория в Тункинской долине

Астрофизическая обсерватория в Тункинской долине предназначена для исследования широких атмосферных ливней, инициированных частицами и гамма-излучением высоких энергий. В измерениях задействованы детекторы черенковского света, радиодетекторы и сцинтилляционные детекторы. Место проведения исследований обусловлено, в первую очередь, удаленностью от населенных пунктов и сопутствующих им световых и радиопомех, а так же большим количеством ясных дней в году. Изображение и расположение детекторов можно найти Рис. 4 и 5.



Рис. 4: Фото детекторов, расположенных в Тункинской долине. На переднем плане антенна Tunka-Rex, подключенная к центру кластера (белый ящик), рядом с которым расположен оптический модуль Тунки-133. В большом контейнере на заднем фоне расположены сцинтилляторы.

2.1 Тунка-133

Тунка-133 [28] – система из 133 оптических детекторов атмосферного черенковского света, расположенных на площади в 1 км^2 , запущенная в 2009 г. В 2011 г. установка была дополнена 6-ю кластерами по 7 детекторов в каждом, расположенными на расстоянии 1 км от центра, что позволило эффективно детектировать след ливня на площади около 3 км^2 , расширить диапазон измерений в сторону высоких энергий и увеличить

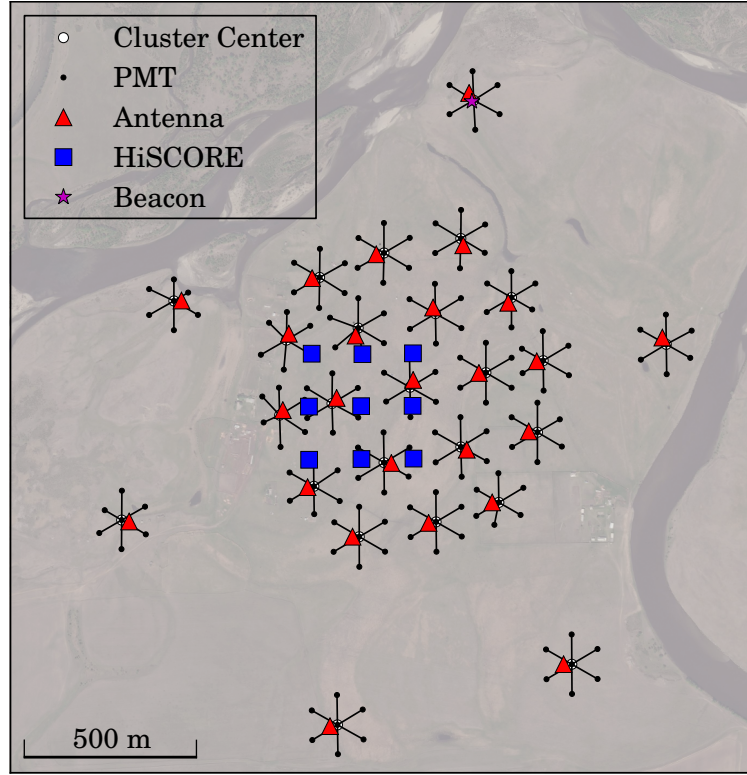


Рис. 5: Схема расположения детекторов в Тункинской долине. До 2014 года в каждом кластере стояло по одной антенне, подключенной к центру кластера. С 2014 года было установлено 19 дополнительных антенн, подключенных к сцинтилляторам, и 3 антенны, подключенных к станциям HiSCORE.

количество статистических данных для меньших энергий. Регистрирует события в диапазоне энергий $10^{16} - 10^{18}$ эВ. Измерения начинаются в октябре и заканчиваются в апреле-мае, проводятся в безлунные ночи, эффективное время измерения составляет около 500 часов в год.

2.2 Tunka-Rex

Система Tunka-Rex (Tunka Radio Extension) [26] состоит из подключенных к кластерам антенн SALLA (Short Aperiodic Loaded Loop Antenna), детектирующих радиоизлучение ливня в диапазоне 30-80 МГц. Измерения проводятся совместно с системой Тунка-133 – таким образом, это уникальная система гибридных черенков-радиоизмерений, не имеющая аналогов. Tunka-Rex и Тунка-133 имеют общий триггер – таким образом, эффективное время измерений у обоих экспериментов одинаково.

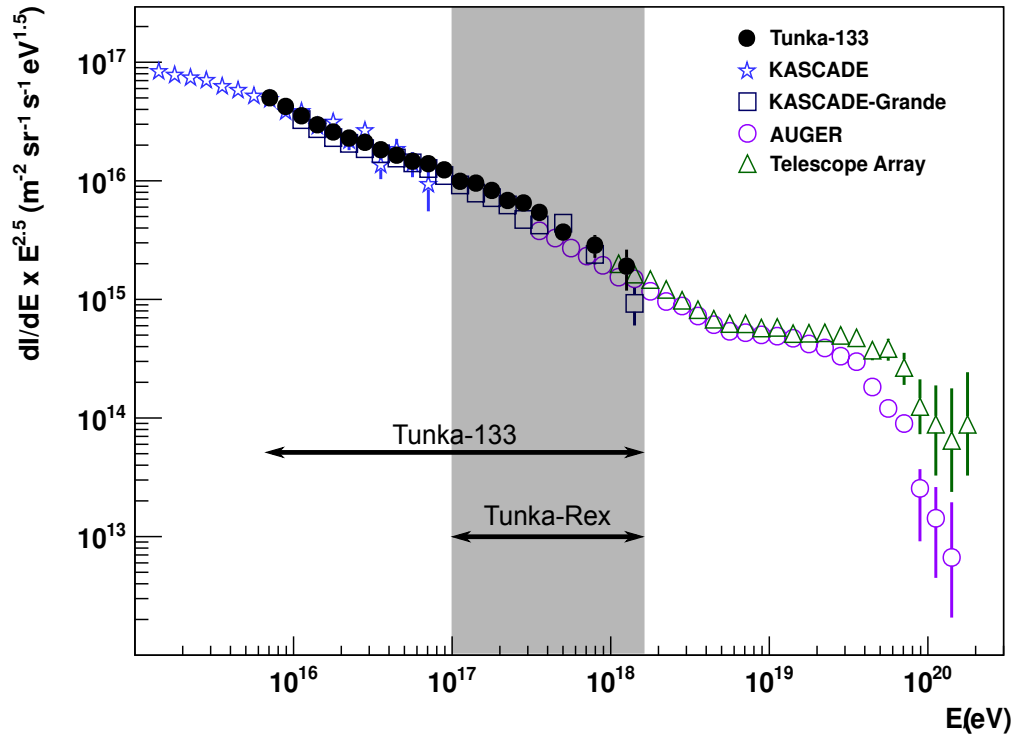


Рис. 6: Спектры детектируемых энергий для различных установок; серым выделен диапазон Tunka-Rex.

2.3 HiSCORE

HiSCORE (Hundred Square-km Cosmic Origin Explorer) [27] – система широкоугольных черенковских детекторов гамма-излучения энергий порядка ТэВ с планируемой площадью покрытия в 1 км².

2.4 Сцинтилляционные детекторы

В настоящее время на полигоне идет разворачивание системы сцинтилляционных детекторов заряженной компоненты – электронов и мюонов. Сцинтилляторы разделены на систему электронных детекторов, расположенных на поверхности земли и подземных мюонных детекторов. Во время выполнения данной работы был осуществлен запуск сцинтилляционных детекторов, радиодетекторов и детекторов черенковского света на общем триггере.



Рис. 7: Детектирующая станция установки HiSCORE.

3 Описание экспериментальной установки

Основная цель эксперимента Tunka-Rex – выяснить предел точности восстановления параметров ШАЛ с помощью радиометода путем совместной калибровки с черенковским детектором. Полученные результаты позволят сделать выводы о применимости радиометода для исследования ШАЛ сверхвысоких энергий. Радиоантенны, в отличие от детекторов черенковского света, не зависят от атмосферы и погодных условий и проще в установке и обслуживании.

Детектирующий элемент станции Tunka-Rex, SALLA (Short Aperiodic Loaded Loop Antenna), представляет собой петлевую антенну из двух колец, при установке ориентируемых на северо-западное и северо-восточное направление, снимающих две независимые линейные компоненты электрического поля. Восстановление третьей компоненты возможно через расчет направления, осуществляющийся с помощью данных о времени детектирования сигнала на разных антеннах. Расстояние между антеннами – 200 м. В нижней части антенны замкнуты на нагрузку, в верхней – на LNA (Low Noise Amplifier), сигнал с которого по коаксиальному кабелю направляется на фильтр в кластер-центре. С фильтра сигнал идет на АЦП, где оцифровывается с частотой дискретизации 200 МГц и динамическим диапазоном 12 бит.

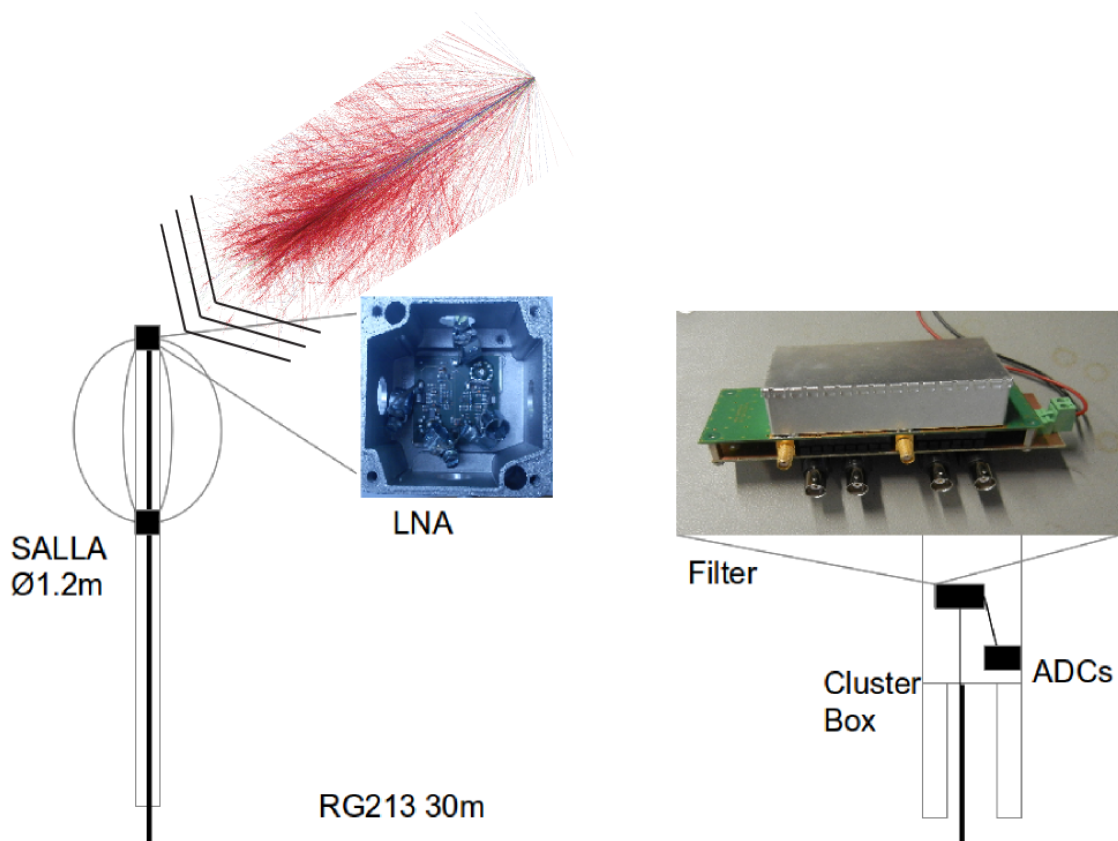


Рис. 8: Схематическое изображение элементов цепи антенны детектора Tunka-Rex. Слева направо: две антенны SALLA, ориентированные под углом 90° относительно друг друга; предусилитель (LNA), соединенный с фильтром-усилителем кабелем RG213, длиной 30 м; фильтр-усилитель, подключенный к АЦП центра кластера.

4 Обработка данных

Tunka-Rex и Тунка-133 работают на общем триггере, т.е. регистрация события происходит единомоментно на обеих системах. Входные данные для анализа радио поступают с данных детекторов черенковского света. В силу конструкции детектора Тунки-133, его зенитный угол ограничен 50° , так как детектор расположен внутри металлической бочки, покрытой сверху прозрачным плексигласом. Зенитный угол можно расширить до 70° , если использовать отраженный от внутренних поверхностей бочки свет. Радио-антенна такого углового ограничения не имеет. Таким образом, все события, зарегистрированные Tunka-Rex, можно условно поделить на два категории:

- “Вертикальные” события с зенитным углом меньше 50° с восстановленными из дан-



Рис. 9: Блок антенны с усилителем крупным планом.

ных черенковских детекторов геометрией, энергией и максимумом ливня – такие события являются лучшими вариантами для калибровки.

- “Горизонтальные” события с зенитным углом больше 50° , но надежным восстановлением направления ливня от детекторов Тунки-133. Для таких событий мы не можем восстановить остальные параметры по данным черенковских измерений. Однако, если возможно восстановить энергию и максимум ливня, исходя из радиоизмерений, эти события можно включать в общую статистику.

Процесс обработки событий осуществляется в несколько этапов:

- 1 Нахождение сигнала во временном окне. Так как конфигурация оборудования для всех антенн идентична, временные окна также одинаковы. Практика показала, что окна в 300 нс достаточно. Шум N_{RMS} определяется по RMS, измеренной в отдельном окне. Далее вычисляется отношение сигнал/шум:

$$\text{SNR} = \mathcal{E}^2 / N_{\text{RMS}}^2, \quad (4.1)$$

после чего осуществляется две выборки: $\text{SNR} > 6$ для обоих каналов антенны и $\text{SNR} > 10$ на станции для восстановленного вектора электрического поля. Далее выбираются события, содержащие не менее 3 антенн.

- 2 Для следующей выборки мы делаем сравнение направления прихода ливня, восстановленного по черенковским данным, с результатами радиоизмерений с пределом разницы в 5° .
- 3 Последним шагом выбрасываются антенны с ложным срабатыванием, расположенные на большом расстоянии от оси ливня.

4.1 Функция пространственного распределения

Функция пространственного распределения (ФПР) радиоизлучения ливня показывает распределение амплитуды радиоизлучения в зависимости от расстояния до оси ливня.

$$\mathcal{E}(r) = \mathcal{E}_{r_0} \sin \alpha_g \exp[f_\eta(r - r_0)], \quad f_\eta(x) = \sum_{k=1}^N a_k x^k$$

где $\mathcal{E}_{r_0}$ – амплитуда на детекторе на расстоянии r_0 от оси ливня, α_g – геомагнитный угол, то есть угол между направлением магнитного поля и осью ливня, r – расстояние до оси ливня, r_0 – свободный параметр. Осуществлять фитирование пространственного распределения можно различными способами, из которых можно выделить экспоненциальную функцию и гауссиан, который в общем случае дает большую точность, но требует данные как минимум с четырех детекторов, в то время как экспоненциальная позволяет работать уже с тремя антеннами. В ходе данной работы на модельных данных было оценено соотношение качества фитирования для обеих методов с коррекцией асимметрии и без нее.

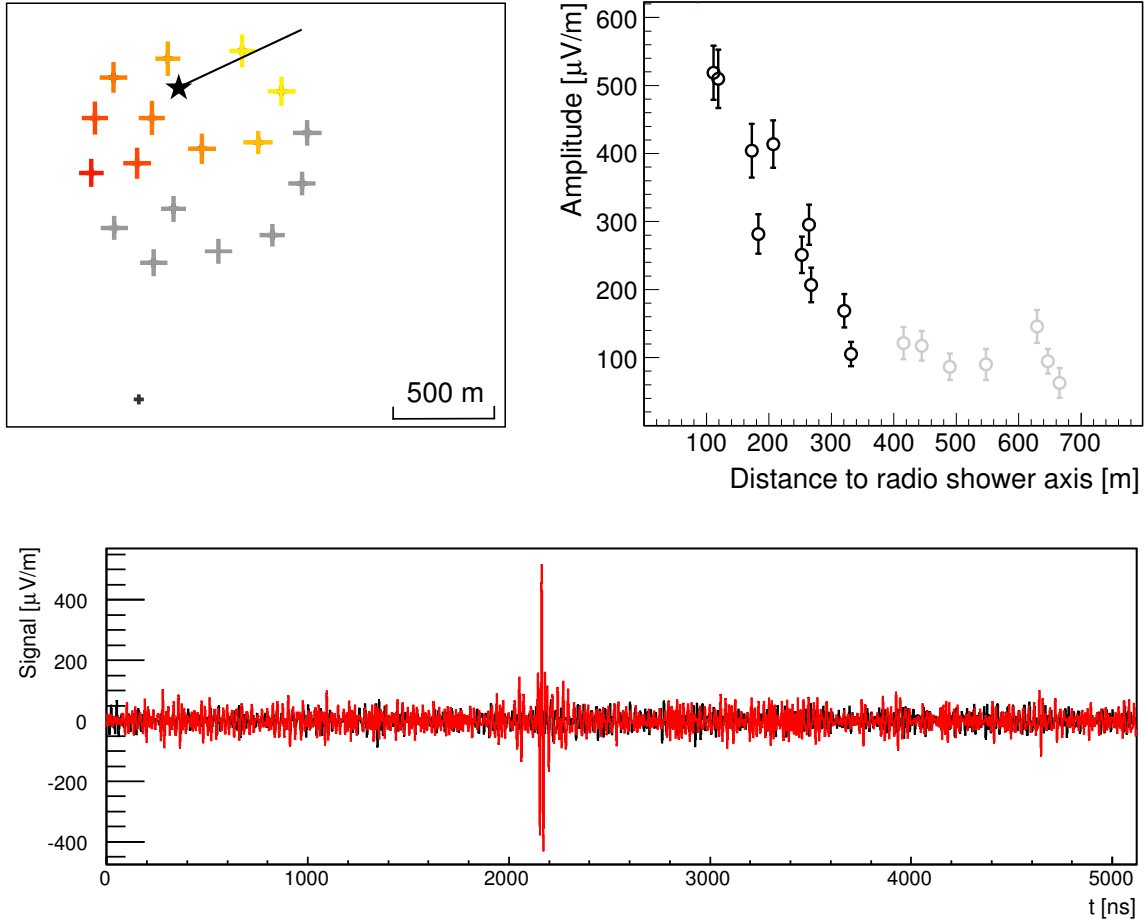


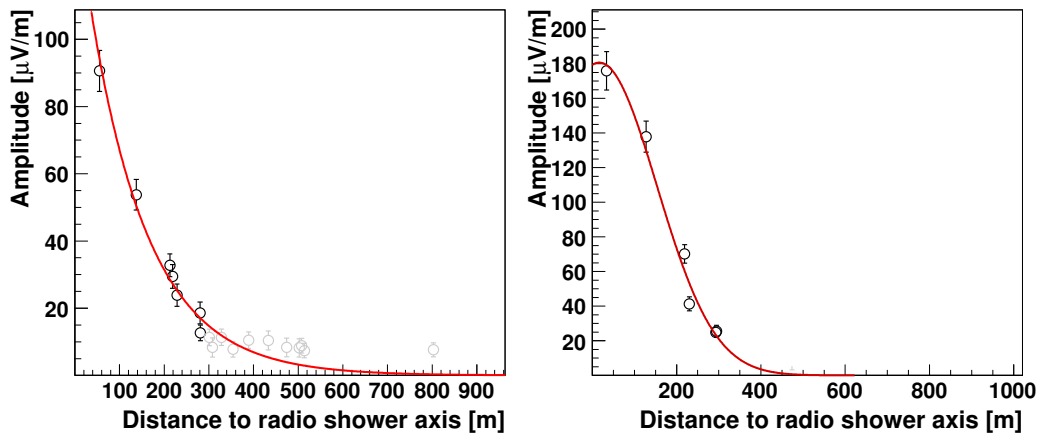
Рис. 10: Пример восстановленного события. Сверху слева: след ШАЛ с обозначенной осью ливня и сработавшими антеннами, цвет показывает время прихода сигнала, размер – амплитуду на детекторе. Сверху справа: функция продольного распределения. Серые точки – антенны, не прошедшие необходимый порог сигнал/шум. Снизу: восстановленная напряженность электрического поля на антенне (на рисунке изображены две ортогональные поляризации в плоскости фронта ШАЛ)

Экспонента

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_{r_0} \exp[-\eta(r - r_0)]$$

Гауссиан

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_{r_0} \exp[-a(r - r_0)^2 + b(r - r_0)]$$



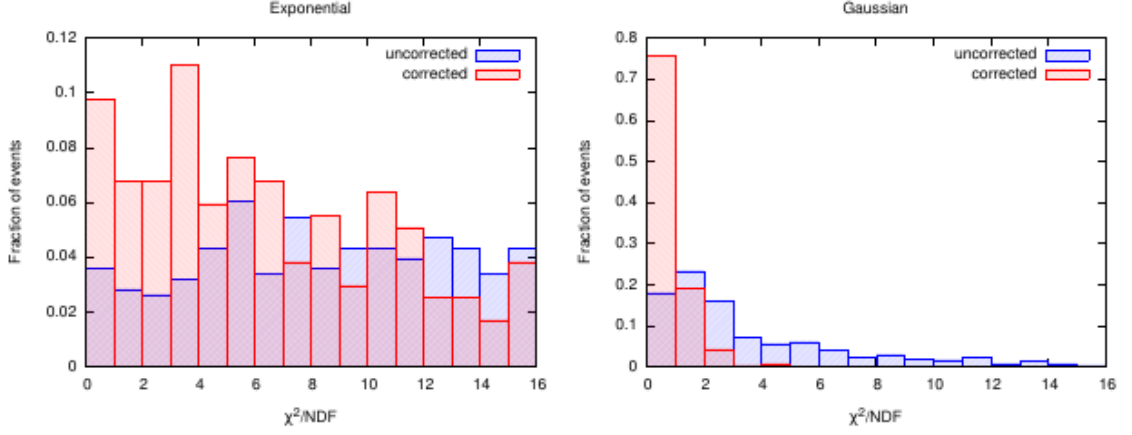


Рис. 11: Распределение χ^2 для гауссиана и экспоненциальной функции.

4.2 Моделирование

Для моделирования мы используем пакет CoREAS (Corsika Radio Emission Air Showers) для программного обеспечения CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade), осуществляющий симуляцию радиоизлучения ливня методом Монте-Карло [29]. В ходе данной работы были использованы данные об около 300 событиях с восстановленной с детекторов черенковского света энергией ливня.

4.3 Асимметрия

Компоненты сигнала в системе координат, зависящей от геомагнитного поля, описываются следующими выражениями:

$$\mathcal{E}_g = (\mathcal{E}_g, 0, 0) = (\mathcal{E}_0 \sin \alpha_g, 0, 0), \quad (4.2)$$

$$\mathcal{E}_{ce} = (\mathcal{E}_{ce} \cos \phi_g, \mathcal{E}_{ce} \sin \phi_g, 0), \quad (4.3)$$

$$\mathcal{E}_v = (0, 0, 0), \quad (4.4)$$

где $\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_0 \sin \alpha_g \sim E_{pr} \sin \alpha_g$; $\mathcal{E}_{ce} \sim E_{pr}$; $\mathcal{E}_g$ – компонента геомагнитного воздействия, $\mathcal{E}_{ce}$ – компонента эффекта Аскаряна, $\mathcal{E}_v \approx 0$ – вертикальная компонента.

Полная амплитуда принимает следующий вид

$$\mathcal{E}_{tot} = \mathcal{E}_g + \mathcal{E}_{ce} = (\mathcal{E}_0 \sin \alpha_g + \mathcal{E}_{ce} \cos \phi_g, \mathcal{E}_{ce} \sin \phi_g, 0), \quad (4.5)$$

так как вкладом вертикальной компоненты в силу его незначительности можно прене-

бречь. Квадрат амплитуды:

$$\mathcal{E}_{\text{tot}}^2 = (\mathcal{E}_0 \sin \alpha_g + \mathcal{E}_{\text{ce}} \cos \phi_g)^2 + \mathcal{E}_{\text{ce}}^2 \sin^2 \phi_g, \quad (4.6)$$

$$= \mathcal{E}_0^2 \left((\sin \alpha_g + \frac{\mathcal{E}_{\text{ce}}}{\mathcal{E}_0} \cos \phi_g)^2 + \frac{\mathcal{E}_{\text{ce}}^2}{\mathcal{E}_0^2} \sin^2 \phi_g \right), \quad (4.7)$$

В силу того, что третья компонента электрического поля может быть получена с использованием информации об оси ливня, современные эксперименты измеряют только две компоненты, лежащие в плоскости ливня

$$\mathcal{E}_{\mathbf{V} \times \mathbf{B}} = \mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \sin \alpha_g + \mathcal{E}_{\text{ce}} \cos \phi_g \quad (4.8)$$

$$\mathcal{E}_{\mathbf{V} \times \mathbf{B} \times \mathbf{B}} = \mathcal{E}_y = \mathcal{E}_{\text{ce}} \sin \phi_g \quad (4.9)$$

Таким образом, асимметрия принимает форму:

$$\varepsilon = \frac{\mathcal{E}_{\text{ce}}}{\mathcal{E}_0} = \frac{\mathcal{E}_y / \sin \phi_g}{\mathcal{E}_x - \mathcal{E}_y \cot \phi} \sin \alpha_g \quad (4.10)$$

Ошибка σ_ε вычислена на основе $\text{cov}_{\mathcal{E}_x \mathcal{E}_y} = 0$

Уровень шума начинает играть существенную роль, когда сигнал приближается к пороговому значению:

$$\mathcal{E}_{\text{tot}} = \mathcal{E}_0 \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon \cos \phi_g \sin \alpha_g + \sin^2 \alpha_g} \quad (4.11)$$

$$\mathcal{E}_x \approx \mathcal{E}_{\text{tot}} \quad (4.12)$$

$$\mathcal{E}_y \lesssim \frac{\varepsilon}{\sin \alpha_g} \mathcal{E}_{\text{tot}} \quad (4.13)$$

Можно аппроксимировать асимметрию с помощью функции $\varepsilon_p(r)$ с начальным значением $\varepsilon_p(0) = 0$

$$\varepsilon_p(r) = \sum a_k^\varepsilon r^k. \quad (4.14)$$

Таким образом, $a_0^\varepsilon = 0$. Так как распределение значений асимметрии для различных ливней достаточно широко, создадим общий профиль распределения значений асимметрии (см. рис. 12). Как можно заметить, между железом и протоном наблюдается систематическая ошибка около 10%. Для упрощения положим $a_{k>4}^\varepsilon = 0$ и применим общую подгонку для обеих частиц. Значения подгонки представлены в таблице 1. Среднее значение асимметрии можно получить из уравнения $\varepsilon_p''(r) = 0$. Для $r \approx 150$ m получим $\varepsilon_{\text{mean}} = 0.112$.

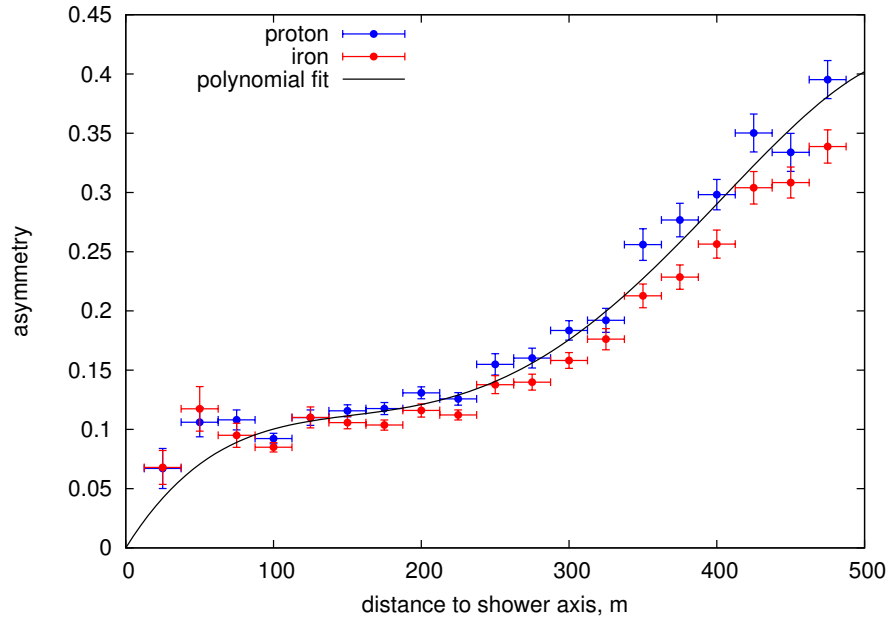


Рис. 12: Распределение значений асимметрии для железа и протона

Параметр	Значение
a_0^ε	0 (постоянное)
a_1^ε	$(2.00016 \pm 0.09688) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$
a_2^ε	$(-1.36985 \pm 0.11881) \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-2}$
a_3^ε	$(4.09514 \pm 0.45831) \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-3}$
a_4^ε	$(-3.66804 \pm 0.55161) \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-4}$

Таблица 1: Общая аппроксимация для профиля асимметрии

4.4 Восстановление энергии первичной частицы

В общем виде формула для восстановления энергии выглядит таким образом:

$$E_{\text{pr}} = \kappa \left(\frac{\mathcal{E}_{\text{corr}}(d_0)}{\mu\text{V}/\text{м}} \right)^b$$

где κ - показатель наклона калибрационной кривой, $\varepsilon(r)$ - скорректированная на асимметрию амплитуда, d_0 - дистанция, являющаяся свободным параметром и b - также свободный параметр, о котором будет сказано особо. Для восстановления энергии частицы используются данные с детекторов Тунки-133. Выбор дистанции производился от 0 до 500 м с шагом в 1 м. На каждом шаге была произведена аппроксимация распределения амплитуды событий относительно рассчитанной энергии первичной частицы.

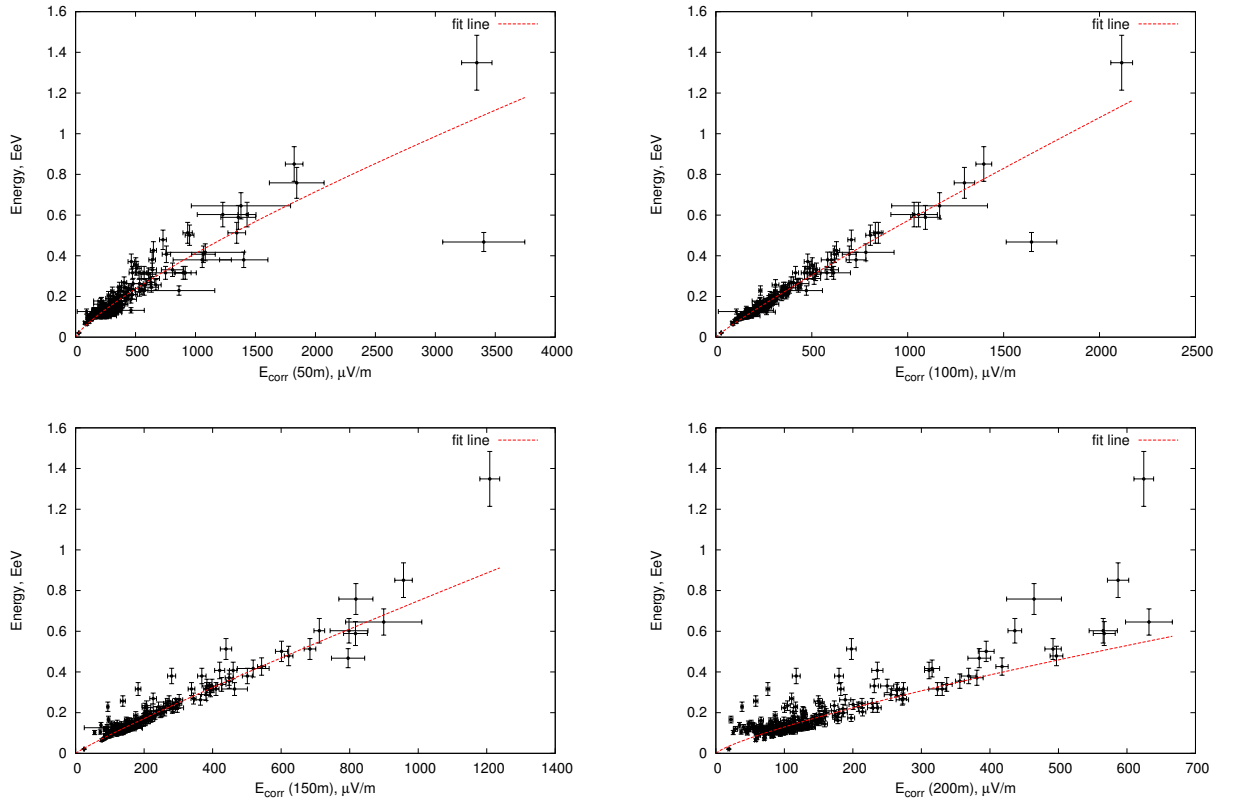


Рис. 13: Распределения амплитуды событий на различных дистанциях.

Так как на разных дистанциях мы получаем разное распределение, корреляция значительно разнится от случая к случаю, и важной задачей является выбор дистанции с максимальной корреляцией, что позволит, соответственно, получить более точное восстановление энергии.

На графике (см. Рис. 14) приведена корреляция в зависимости от дистанции для двух форм выражения для восстановления энергии. Линейная форма – форма, при которой мы полагаем $b = 1$ – то есть, фактически, убираем этот параметр из выражения. Логарифмическая форма – форма, при которой мы допускаем, что $b \neq 1$ – соответственно, программа, осуществляющая подгонку, производит выбор значения параметра, при котором корреляция будет максимальной. Как можно увидеть, использование логарифмической формы дает нам небольшой выигрыш в максимуме корреляции – около 0.5%; дистанция для максимальной корреляции – 118 м; для данной дистанции значение параметра $b \approx 0.98$, что согласуется с данными с эксперимента LOPES. Расхождение с калибровочными данными Тунки-133 находится в удовлетворительных пределах.

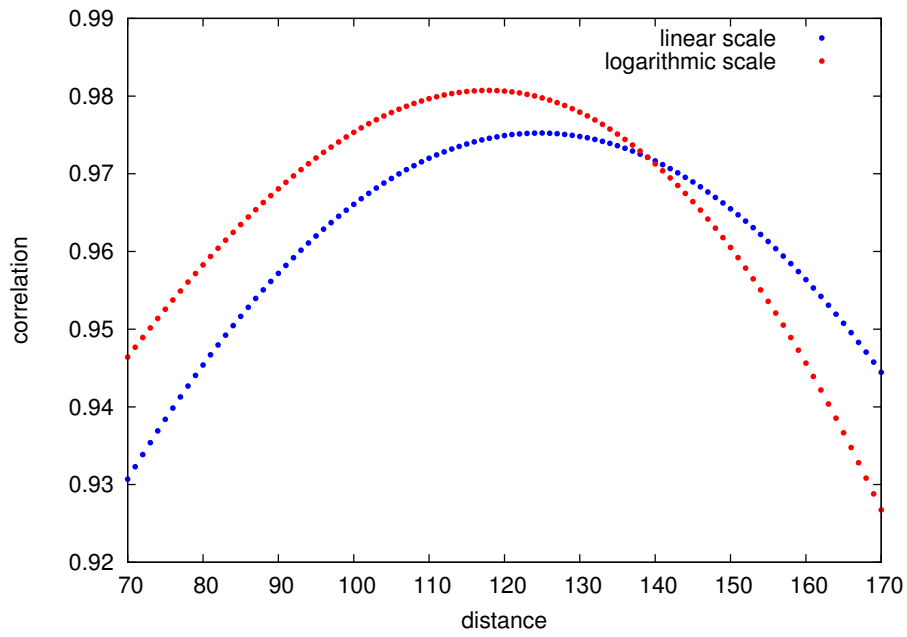


Рис. 14: Зависимость корреляции от расстояния до оси ливня для логарифмической и линейной формул восстановления энергии.

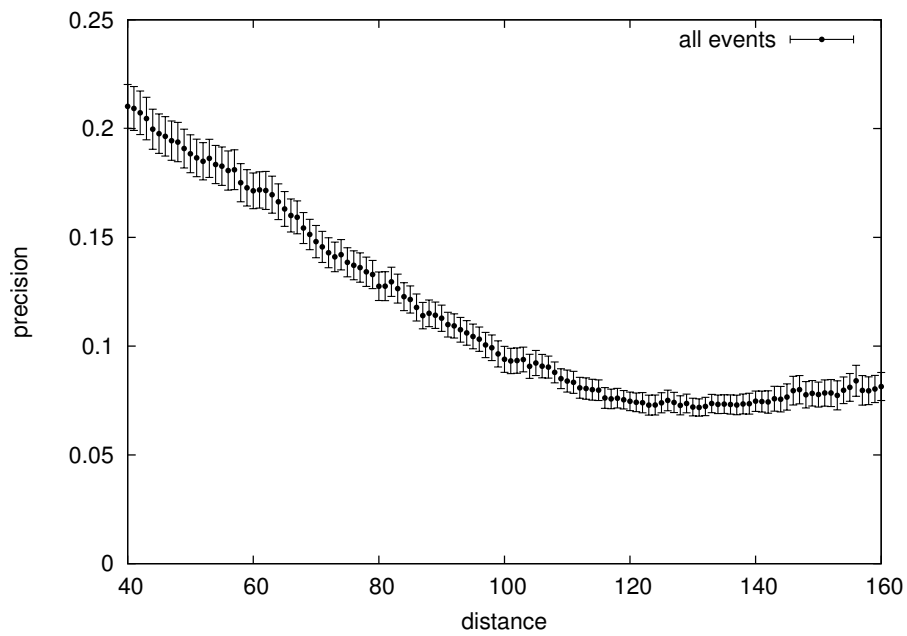


Рис. 15: Усредненная зависимость точности восстановления энергии от дистанции.

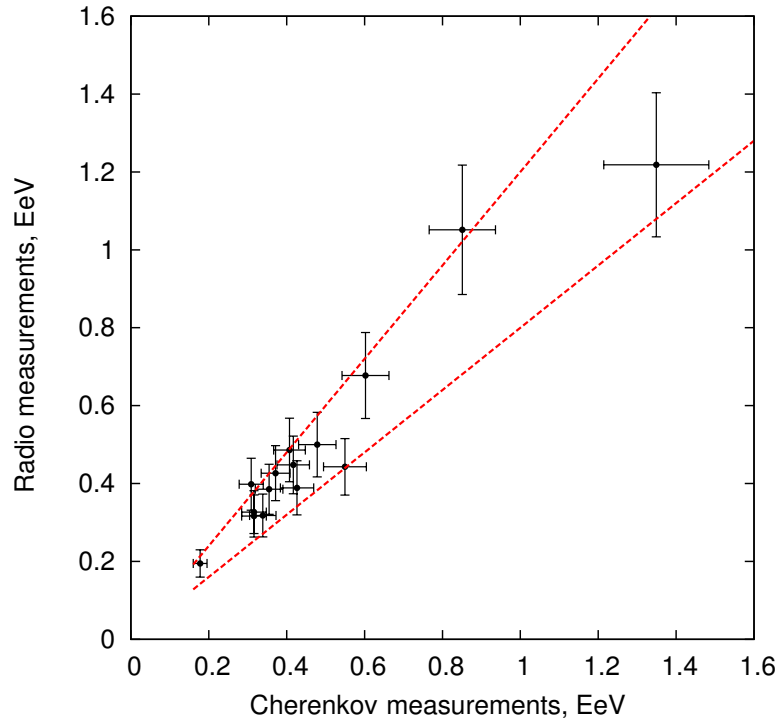


Рис. 16: Сравнение энергии, восстановленной по данным детекторов черенковского излучения и радиоизмерений.

Заключение

Установка Tunka-Rex за три года работы показала свою эффективность. Предварительные результаты показали не только конкурентоспособность эксперимента по сравнению с современными аналогами, но и в целом радиометода по сравнению с оптическими методами регистрации ШАЛ.

Метод восстановления энергии, использованный в данной работе, показал хорошие результаты при обработке модельных данных, что позволило использовать его для обработки данных, измеренных установкой Tunka-Rex. Были подобраны оптимальные параметры для данного метода, дающие хорошее согласие между энергиями восстановленными на радио и черенковской установках. Результаты данного исследования вошли в работу [30].

Радиометоды исследования ШАЛ представляют особый интерес вследствие дешевизны, простоты конструкции, большей надежности и меньшей зависимости детекторов от атмосферных условий. В случае успешной кросс-калибровки и восстановления параметров ливня может стать возможным развертывание крупных установок, где

основной сбор данных будет осуществляться с помощью радио, что может уже в недалеком будущем значительно увеличить эффективное время измерений и расширить статистику для частиц сверхвысоких энергий.

Список литературы

1. Abraham J et al.(AUGER Collab.), Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res. A **523** 50 (2004)
2. Elster J, Geitel H Phys. Zs. **2** 116, 560 (1900).
3. Wilson C T R Proc. Camb. Phys. Soc. **11** 32 (1900).
4. Victor Hess, Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. Physikalische Zeitschrift **13** (1912), 1084-1091.
5. W. Kolhörster, Messungen der durchdringenden strahlung im freiballon in grösseren höhen. Phys. Z. **14** : 1153–1155 (1913)
6. W. Kolhörster, Messungen der durchdringenden Strahlungen bis in Höhen von 9300 m. Verh. Deutsche Phys. Gesellschaft **16** : 719–721 (1914)
7. Д.В. Скобельцын, О новом виде очень быстрых β -лучей. Zs. Phys **54** : 686–703 (1929)
8. Bothe W, Kolhorster W, Zs. Phys. **56** 751 (1929)
9. Rossi B, Nature. **125** 636 (1930); Naturwissenschaften **20** 65 (1932); Zs. Phys. **82** 151 (1933); Phys. Zs. **33** 304 (1933)
10. P. Auger, R. Maze, P. Ehrenfest, A. Freon, Journ. phys. et rad., **10**, 39 (1939); P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, Robley, A. Freon, Rev. mod. phys., **11**, 288 (1939)
11. C.D. Anderson, «The Positive Electron», Phys. Rev. **43** 491 (1933)
12. S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, “Note on the Nature of Cosmic Ray Particles,” Phys. Rev. **51** (1937) 884.
13. K. Greisen, “End to the cosmic ray spectrum?,” Phys. Rev. Lett. **16**, 748 (1966).
14. G. T. Zatsepin and V. A. Kuzmin, Upper limit of the spectrum of cosmic rays JETP Lett. **4** (1966) 78 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **4** (1966) 114].
15. Bird D J et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 3401 (1993); Astrophys. J. **441** 144 (1995)
16. Elbert J M, Sommers P, Astrophys. J. **441** 151 (1995)

17. Sigl G, Schramm D N, Bhattacharjee P, *Astroparticle Phys.* **2** 401 (1994)
18. G. A. Askaryan, *Sov. Phys. JETP* **14**, 441 (1961)
19. F. D. Kahn and I. Lerche *Proc. Phys. Soc., Sect. A* **289**, 206 (1966)
20. C. Castagnoli, G. Silvestro, P. Picchi, and G. Verri *Nuovo Cimento B* **63**, 373 (1969)
21. J. H. Hough *J. Phys. A* **6**, 892 (1973)
22. J. V. Jelley, J. H. Fruin, N. A. Porter *Nature* **205**, 327 (1965)
23. S. N. Vernov, G. B. Khristiansen, A. T. Abrosimov, in *Proceedings on the 11th ICRC, Budapest, Hungary* (1969)
24. H. R. Allan, *Prog. in Elem. Part. and Cosmic Ray Phys.* **10** (1971) 171.
25. Куликов Г.В., Христиансен Г.Б., О спектре широких атмосферных ливней по числу частиц *ЖЭТФ*, 1958, т. 35, с. 635-640
26. R. Hiller, N. M. Budnev, O. A. Gress, A. Haungs, T. Huege, Y. Kazarina, M. Kleifges and A. Konstantinov *et al.*, arXiv:1308.0917 [astro-ph.IM].
27. M. Tluczykont, D. Hampf, D. Horns, T. Kneiske, R. Eichler, R. Nachtigall and G. Rowell, *Adv. Space Res.* **48** (2011) 1935
28. V. V. Prosin, S. F. Berezhnev, N. M. Budnev, A. Chiavassa, O. A. Chvalaev, O. A. Gress, A. N. Dyachok and S. N. Epimakhov *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **756** (2014) 94.
29. Huege, T., Ulrich, R., Engel, Monte Carlo simulations of geosynchrotron radio emission from CORSIKA-simulated air showers , R. 2007, *Astropart. Physics* **27** 392-405
30. D. Kostunin, P. A. Bezyazeekov, R. Hiller, F. G. Schröder, V. Lenok and E. Levinson, “Reconstruction of air-shower parameters for large-scale radio detectors using the lateral distribution,” submitted to *Astroparticle Physics*