

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Радиоизлучение широких атмосферных ливней

А.Д. Филоненко

Представлено современное состояние исследований в одной из актуальных областей физики высоких энергий — детектировании космических частиц сверхвысокой энергии по радиоизлучению широких атмосферных ливней. Приведены результаты экспериментальных исследований радиоизлучения и лабораторных опытов по моделированию радиоэмиссии от пучков электронов и гамма-квантов высокой энергии. Рассмотрено современное представление о механизмах радиоизлучения ливней, вызванных частицами высокой энергии, в метровом и сантиметровом диапазоне длин волн. Обсуждаются возможности исследования атмосферных ливней методом радиолокации. Кратко представлены теоретические концепции когерентного и некогерентного излучения в сверхвысокочастотном диапазоне, а также рассмотрена возможность восстановления основных параметров атмосферного ливня по данным радиоизлучения.

Ключевые слова: атмосферный ливень, радиоизлучение, радиодетектирование, частица

PACS numbers: 95.55.Vj, 98.70.Sa

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201507a.0673

Содержание

1. Введение (673).
2. Экспериментальные исследования (674).
 - 2.1. Исследование прототипа радиодетектора на установке CASA/MIA.
 - 2.2. Радиодетектор LOPES.
 - 2.3. Радиодетектор CODALEMA.
 - 2.4. Детектирование горизонтальных нейтрино позади горного массива.
 - 2.5. Совместные наблюдения широких атмосферных ливней массивом радиоантенн и детектором частиц в Обсерватории Оже.
 - 2.6. Излучение широкого атмосферного ливня на сверхвысоких частотах.
 - 2.7. Эксперимент Tunka-Rex.
3. Физические модели радиоизлучения широкого атмосферного ливня (695).
 - 3.1. Модель радиоизлучения поперечного тока широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли.
 - 3.2. Модель радиоизлучения совокупности токов, создаваемых отдельными электронами атмосферного ливня.
 - 3.3. Поле излучения электрон-позитронной пары широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли.
 - 3.4. Детектирование широких атмосферных ливней методами радиолокации.
 - 3.5. Модель радиоизлучения широкого атмосферного ливня в диапазоне сверхвысоких частот.
4. Параметризация и моделирование радиоизлучения широких атмосферных ливней (708).
 - 4.1. Функция пространственного распределения излучения.
 - 4.2. Моделирование функции пространственного распределения радиоизлучения с помощью программного комплекса CoREAS.
 - 4.3. Метод наклона.

5. Заключение (714).

Список литературы (714).

1. Введение

В настоящее время самую достоверную информацию о космических частицах сверхвысокой энергии получают от каскадных ливней, вызываемых этими частицами в атмосфере Земли. Атмосфера Земли постоянно бомбардируется заряженными частицами высокой энергии, приходящими из межзвёздного пространства, так называемыми космическими лучами (КЛ), или космическим излучением. Термин "излучение" не означает, что КЛ имеют чисто электромагнитную природу (как солнечный свет, радиоволны или рентгеновское излучение). Этот термин ввели в то время, когда было открыто само явление, но его природа ещё не была известна. И хотя вскоре выяснилось, что основной компонент КЛ — ускоренные в космических условиях заряженные частицы — протоны, этот термин сохранился. Изучение нового явления быстро стало давать результаты, которые принято относить к "переднему краю науки".

Измерения энергетического спектра в области ультравысокой энергии, $W > 10^{20}$ эВ, очень недостоверны из-за слабого потока частиц с такой энергией. Например, для указанных энергий частота событий соответствует в среднем одному событию за 100 лет на 1 км². Для наблюдения таких редких событий создана сеть детекторов (поверхностных, черенковских, флуоресцентных) на площади в несколько сотен и даже тысяч квадратных километров. Для месторасположения таких больших комплексных установок выбирают районы, в которых ведётся ограниченная хозяйственная деятельность, но имеется возможность обеспечить надёжную работу огромного числа детекторных ячеек. Такие установки были построены сначала на площадях в несколько де-

А.Д. Филоненко. Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, просп. Радянський 59а, 93400 Северодонецк, Луганская обл., Украина
E-mail: u5lo@mail.ru

Статья поступила 10 июля 2014 г., после доработки 15 апреля 2015 г.

сятков квадратных километров ("Якутск", Havera Park, Akeno), затем — в несколько сотен квадратных километров (AGASA (Akano Giant Shower Array), Fly's Eye, HiRes (High Resolution Fly's Eye cosmic ray detector)) и, наконец, были созданы современные установки площадью в несколько тысяч квадратных километров (Обсерватория Пьера Оже (Pierre Auger) в Аргентине, Телескопическая установка в штате Юта, США).

Дальнейшие исследования космических лучей с энергией более 10^{20} эВ возможны только на детекторах, эффективная площадь которых хотя бы на два порядка больше, чем у детектора Обсерватории Оже. Это означает, что детекторы должны иметь площадь $\approx 10^5 \text{ км}^2$. Совершенно очевидно, что традиционные установки, т.е. поверхностные детекторы и детекторы типа "мушиный глаз" (Fly's Eye), используемые в Обсерватории Оже, вряд ли могут быть реализованы в ближайшее время на таких огромных площадях, для КЛ с ещё большими энергиями они практически неосуществимы. Это обстоятельство стимулирует поиск новых методов регистрации и измерения потоков КЛ сверхвысокой энергии. Ближайшим кандидатом на роль нового нетрадиционного метода (т.е. не использующего счётчики Гейгера, ионизационные калориметры, флуоресцентные детекторы и пр.) является так называемый радиометр, в основе которого заложена идея определения характеристик первичной частицы по параметрам радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем в плотной или разрежённой среде.

Впервые такая возможность была рассмотрена в начале 1960-х годов Г.А. Аскарьяном в работах [1, 2], где показано, что широкий атмосферный ливень (ШАЛ) содержит избыток отрицательных зарядов, который должен когерентно излучать в атмосфере Земли. В теоретической работе [3] рассмотрен ещё один возможный механизм излучения, связанный с наличием геомагнитного поля, — показано, что геомагнитный механизм излучения должен быть значительно эффективнее, чем черенковский. Экспериментальная работа [4] подтвердила вывод [3] о доминирующем характере механизма излучения электронов в магнитном поле Земли.

Впоследствии (вплоть до 1980–1990-х годов) было опубликовано несколько сотен работ и проведено несколько десятков международных конференций, посвящённых исследованию механизмов излучения широкого атмосферного ливня и возможностям использования радиоэмиссии ШАЛ для детектирования первичных космических частиц. Более подробно этот период научной деятельности отражён в работах [5, 6]. В целом, можно считать, что данный этап исследований не привёл к желаемым результатам. Оказалось, что амплитуда сигнала не настолько велика, чтобы её можно было легко различить на фоне импульсных и шумовых радиопомех.

Однако радиофизический метод исследования космических лучей казался настолько эффективным, что уже в конце указанного периода начала созревать идея реализации радиоастрономического метода, о котором упоминалось ещё в ранних работах [1, 2]. Эта идея связана с использованием Луны в качестве мишени для космических частиц сверхвысокой энергии. Представлялось, что каскадный ливень в лунном реголите должен сопровождаться когерентным радиоизлучением на высоких частотах и его можно зарегистрировать радиотелескопом на поверхности Земли. Луна как мишень для частиц сверхвысокой энергии привлекательна не только из-за боль-

шой площади видимой поверхности. Её верхний слой — лунный реголит — не содержит влаги, поэтому он неизначительно поглощает (по некоторым источникам) радиоволны с частотой вплоть до гигагерцевого диапазона даже на глубине $\sim 10\text{--}20$ м.

Более детальные теоретические исследования были проведены в работе [7], а первый эксперимент был осуществлён в австралийской Радиообсерватории Паркса (Australian Parkes Radio Observatory) с радиотелескопом диаметром 64 м [8]. Однако ни в этом эксперименте, ни в последовавших за этим наблюдениях не было получено убедительного доказательства лунного происхождения зарегистрированных сигналов. Анализ показал, что существует несколько причин, вследствие которых результат оказался отрицательным. И для реализации идеи использования Луны в качестве мишени нужен иной подход. Основные этапы этого периода исследований описаны в кратком обзоре [9].

В разделе 2 подробно обсуждены технические характеристики нескольких современных установок ШАЛ, а также критерии отбора и обработки событий. Подробное рассмотрение экспериментальной методики представляет интерес не только с практической точки зрения, но и для выяснения того, что же всё-таки изменилось за прошедшие 10–15 лет в представлениях о природе радиоизлучения ШАЛ и детектировании его радиометром. В разделах 3 и 4 изложены теоретические концепции моделей радиоизлучения и проведено их краткое обсуждение.

2. Экспериментальные исследования

2.1. Исследование прототипа радиодетектора на установке CASA/MIA

Как упоминалось в разделе 1, в 1990-х годах была начата разработка супердетектора Auger с эффективной площадью около $3 \times 10^3 \text{ км}^2$, включающего в свой состав как поверхностные, так и флуоресцентные детекторы. Сочетание различных методов детектирования позволяет осуществить правильную реконструкцию геометрии ливня в том случае, если хотя бы один поверхностный детектор вместе с флуоресцентным оказались синхронизированы одним событием. По мнению ряда исследователей, дополнительные данные, получаемые радиодетектором на установке Auger, могли бы обеспечить более полноценное восстановление физических и геометрических параметров ливня. Кроме того, флуоресцентные детекторы могут работать только в безлунные и безоблачные ночи, что составляет только около 10 % от полного времени. Радиодетектор не имеет этого недостатка, и он мог бы быть эффективным дополнением к существующим детекторам. С этой целью уже в середине 1990-х годов начались подготовительные работы для проведения совместных с выполняемыми на детекторе Auger экспериментов.

Прежде чем начать конструирование радиодетектора в рамках комплекса Обсерватории Оже, необходимо было провести предварительные испытания на модели, близкой по своим характеристикам к будущей конструкции. В работах [10, 11] обсуждается проект прототипа детектора радиоимпульсов на установке CASA/MIA (Chicago Air Shower Array (CASA) and Michigan Muon Array (MIA)), находящейся в штате Юта (США) около

посёлка Дагвей (100 км к юго-западу от Солт-Лейк-Сити), т.е. вблизи северной части Обсерватории Оже. В работах [10, 11] поставлена задача проверки результатов экспериментальных работ, проведённых в 1960–1970-х годах, в диапазоне частот 50–100 МГц. Авторов не без основания беспокоит недостаточно надёжная воспроизводимость результатов, приведённых в ряде работ тех лет. Кроме того, требовалось провести тщательный мониторинг радиошумов, наводимых электронным оборудованием на приёмные антенны в условиях местности, выбранной для постройки детектора.

Установка CASA, предназначенная для детектирования ШАЛ, состояла из 33×33 станций, расположенных в безлюдной местности по квадратной сетке с шагом 15 м. Каждая из станций имела четыре пластических сцинтилятора размерами $61\text{ см} \times 61\text{ см} \times 1,27\text{ см}$, оптически связанных с фотоумножителями. Когда сигнал появлялся на трёх или четырёх фотоумножителях, станция производила импульс длительностью 5 мкс, который приходил на пост управления, откуда осуществлялся опрос остальных станций на предмет регистрации данного события.

Мичиганский университет разработал и построил мюонный детекторный массив (MIA), действующий совместно с CASA. MIA состоял из 16 участков, каждый из которых содержал 64 мюонных счётчика, погруженных на 3 м ниже уровня земли на различных позициях в массиве CASA. Каждый счётчик имел размеры $1,9\text{ м} \times 1,3\text{ м}$. Четыре из этих участков располагались на расстоянии около 45 м от центра массива, следующие четыре — на расстоянии около 110 м от центра массива и последние восемь находились в углах прямоугольника с координатами $x = \pm 180\text{ м}$ и $y = \pm 185\text{ м}$ соответственно в восточном и северном направлениях.

Для наблюдения радиопомех за пределами детектора частиц на расстоянии 30 м от детектора CASA была установлена широкополосная логопериодическая антenna с рабочим диапазоном 26–170 МГц на высоте около 10 м. В итоге было записано 5000 запусков при различных режимах фильтрации, усиления сигналов и подавления шумов. Предварительные результаты, полученные за сентябрь–декабрь 1996 г., показали, что приблизительно один из 10 из таких запусков детектора содержал информацию о радиоимпульсе из атмосферных ливней.

Для правильного представления о частоте запусков установки космической частицей нужно сделать следующие замечания. Энергетический порог запуска детектора CASA составляет несколько сотен ТэВ, что соответствует скорости счёта $10-20\text{ Гц}$ (т.е. $10-20$ событий в секунду). Ожидаемые скорости счёта для ливней с энергиями $10^{15}, 10^{16}, 10^{17}, 10^{18}\text{ эВ}$ соответственно равны: 1 событие за 1 с, 1 событие за 2 мин, 1 событие за 4 ч и 2 события за 1 месяц. Эти скорости отвечают общей площади установки $0,25\text{ км}^2$ и спектру КЛ в указанной энергетической области. Если энергия вертикального ливня порядка 10^{17} эВ и его ось удалена от антенны не более чем на 100 м, то в этом случае ожидаемые радиосигналы превысят уровень ($1-2\text{ мкВ}\text{ м}^{-1}\text{ МГц}^{-1}$) галактического шума [12]. Так как ливень с такой энергией ожидается только один раз за несколько часов и его ось может быть удалена от антенны более чем на 100 м, регистрация случайного импульса от радиопомех в течение такого большого интервала времени очень ве-

роятна, что значительно уменьшает ожидаемую эффективность детектора.

2.2. Радиодетектор LOPES

Детектор LOPES (LOFAR PrototypE Station) является прототипом находящегося в Нидерландах радиотелескопа LOFAR (Low Frequency Array), который предназначен преимущественно для нужд радиоастрономии. Проект LOFAR — это новая попытка оживить астрофизические исследования в частотном диапазоне 10–200 МГц с помощью средств современных информационных технологий. Основная идея проекта LOFAR состояла в том, чтобы сформировать большой массив из 100 станций с дипольными антеннами со слабо выраженной направленностью. Принятые антеннами сигналы должны оцифровываться и направляться в центральную группу суперкомпьютеров. Антенный массив может использоваться, кроме своего основного назначения в качестве радиотелескопа, для детектирования ШАЛ в большом диапазоне энергий ($2 \times 10^{14}-10^{20}\text{ эВ}$).

Первоначально LOPES состоял из 10 дипольных антенн типа "перевёрнутое V" (inverted Vee) и назывался LOPES-10. Позднее число антенн было увеличено до 30 (LOPES-30). Каждая из антенн смонтирована в виде модуля на металлическом экране, который также влияет на формирование диаграммы.

Приёмный модуль состоит из трёх основных блоков. Первый блок — усилитель с отрицательной обратной связью — обеспечивает равномерное усиление во всём диапазоне частот 40–80 МГц. Сигнал от усилителя поступает на полосовой фильтр с ослаблением за пределами частотной полосы 43–76 МГц на 60 дБ. Назначение фильтра — подавить низкочастотные составляющие в спектре дискретизированного сигнала при частоте дискретизации, меньшей частоты Найквиста. Во втором блоке аналоговый сигнал преобразуется в цифровой. В третьем блоке электрические сигналы преобразуются в оптические и направляются по оптоволоконному кабелю на центральную станцию в блок памяти. Для согласованного сложения сигналов от каждой из антенн на центральной станции имеется счётчик времени, сигналы от которого направляются в аналогово-цифровой преобразователь и блок памяти.

Антенные модули установлены в районе детектора частиц KASCADE (KARlsruhe Shower Core and Array DEtector) [13], который в свою очередь входит в состав более крупного детекторного массива KASCADE-Grande [14] исследовательского центра Карлсруэ (Германия). KASCADE и KASCADE-Grande представляют собой мультидетекторные установки, которые позволяют получать данные о космических ливнях высокой энергии — в диапазоне от 10^{14} до 10^{18} эВ [15]. Эти данные обеспечивают энергетическую калибровку атмосферных ливней.

Цель проекта LOPES заключается в исследовании возможности детектирования ШАЛ с очень большими зенитными углами ($> 70^\circ$) с помощью комплекса радиоантен и современных компьютерных технологий. При движении космической частицы сверхвысокой энергии ($> 10^{19}\text{ эВ}$) в направлении, близком к вертикальному, максимум ливня оказывается на расстоянии нескольких сотен метров от поверхности земли или даже ниже её уровня, и тогда основная доля радиоизлучения каскада становится практически недоступной для регистрации.

Это связано с нарушением когерентного приёма в точке наблюдения. Известно, что коэффициент преломления нормальной атмосферы составляет приблизительно 1,0003, и по этой причине черенковский конус излучения сосредоточен практически на оси ливня. Следовательно, если наблюдатель будет находиться даже вблизи оси ливня, то условие когерентности будет выполняться только для незначительной части диска. Для очень наклонных ливней такой проблемы нет. Но расстояние от наблюдателя до максимума диска становится порядка десяти и более километров. Выяснение вопроса о том, может ли радиодетектор в таких условиях оказаться полезным при анализе события с частицей сверхвысокой энергии, и составляет часть задач, возложенных на проект LOPES.

Установка KASCADE-Grande, естественно, записывала все ливни, попадающие в её зону регистрации, но для анализа выбирались только очень наклонные ливни. Методика обработки данных KASCADE-Grande позволяла определять наклон оси ливня с точностью порядка 1°. Кроме того, определялись число электронов и мюонов в ливне на уровне земли и полная энергия каскада.

В течение семи месяцев 2004 г. детектор KASCADE произвёл 2017 запусков от частиц с зенитными углами $> 50^\circ$ с первичной энергией $10^{16} - 10^{17}$ эВ [16]. 1931 событие составляли частицы с зенитными углами в диапазоне $50^\circ - 70^\circ$, и только одно событие на каждые 35 из них было зарегистрировано вместе с радиоимпульсом. С увеличением зенитного угла число запусков уменьшалось. Из всех зарегистрированных ливней 86 имели зенитные углы более 70° . И только четыре из них были записаны вместе с радиосигналами детектора LOPES-10.

Этот показатель обнаружения значительно выше, чем средний показатель обнаружения для LOPES-10. В среднем на 1000 запусков детектора KASCADE приблизительно одно событие регистрировалось вместе с радиосигналами от антенн установки. Причина такого распределения эффективности детектирования состоит в том, что среди всех наклонных ливней, достигших детектора KASCADE, нет ливней с малыми энергиями, так как наклонный путь намного длиннее вертикального. Поэтому мощность радиоэмиссии наклонных ливней тоже больше, чем у вертикальных. Более того, даже если вертикальный ливень имеет большую энергию, то по причине, указанной выше (нарушение когерентного приёма), мощность принятого радиоимпульса будет незначительной. Необходимо также учесть, что радиоимпульс от более удалённого ливня покрывает больший участок земной поверхности.

Для того чтобы понизить энергетический порог ливней, запускающих детектор KASCADE, для анализа отбирались только те ливни, которые имели большую плотность мюонов. Это условие сократило выборку до 51 события, 40 % из которых обнаружены LOPES. Многие из них имели очень большие амплитуды. Как пример, на рис. 1 показано одно из этих 51 событий, обнаруженное LOPES-10 в марте 2004 г., с зенитным углом 53° и азимутальным углом 54° (нулевой азимут соответствует направлению на север) и приблизительно одинаковым, $1,5 \times 10^6$, количеством электронов и мюонов. Это соответствует энергии первичной частицы 10^{17} эВ.

На рисунке 1а показана напряжённость электрического поля вблизи каждой из антенн LOPES-10 после коррекции геометрических и инструментальных задерж-

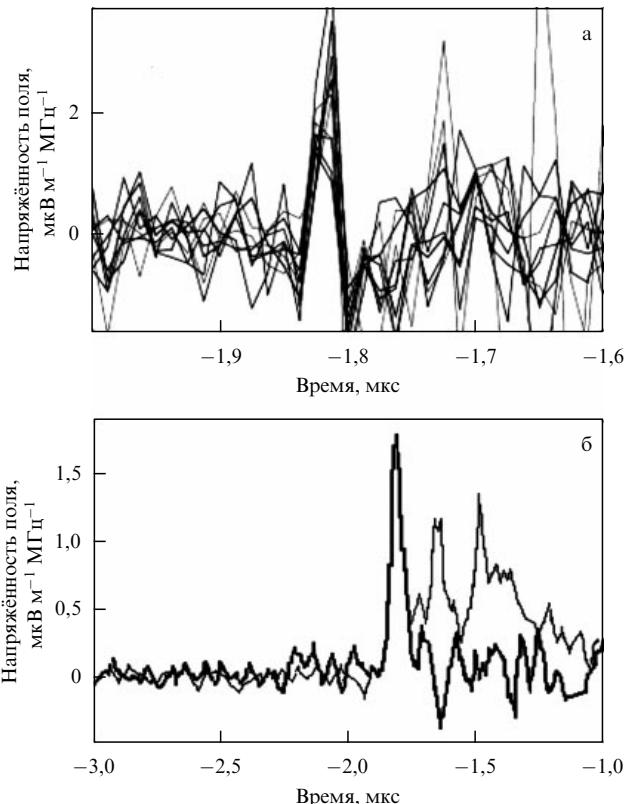


Рис. 1. Событие, обнаруженное LOPES-10 в марте 2004 г., с зенитным углом 53° , азимутальным углом 54° и первичной энергией 10^{17} эВ: (а) напряжённость электрического поля как функция времени вблизи каждой из антенн LOPES-10, (б) напряжённость электрического поля как функция времени после обработки cc-beam (жирная линия) и обработки power-beam (тонкая линия).

жек относительно оси ливня. Поле когерентно вблизи момента времени 1,825 мкс, определяемого задержкой прибытия ливня. Некогерентный шум вызван радиоэмиссией фотоумножителей. В данном событии этот фон сравнительно слаб вследствие малого количества электронов, достигших поверхности Земли (от этого зависит ток фотоумножителя).

На рисунке 1б показана напряжённость электрического поля радиоимпульса как функция времени после обработки по мощности пучка (power-beam) (тонкая линия) и кросскорреляционной (cross correlated, cc) обработки (жирная линия). При обработке power-beam для данного направления прихода ливня уточняются времена задержки сигнала для каждой из антенн и соответствующий антенн коэффициент усиления. Затем мощность сигнала рассчитывается следующим образом. Напряжённость электрического поля каждой из антенн возводится в квадрат, результаты складываются, их сумма делится на число антенн и из полученной величины извлекается квадратный корень. При кроскорреляционной обработке составляются всевозможные произведения двух напряжённостей поля вблизи каждой антенны. Например, измерены напряжённости вблизи $n = 5$ антенн. Число всевозможных парных произведений равно $n(n - 1) = 20$, причём половина из них повторяется. Затем результаты суммируются с учётом знака, сумма делится на число антенн и извлекается квадратный корень. При такой обработке данных результат чувствителен к эффектам когерентности. Поэтому на рис. 1б

шумы фотоумножителей существенно меньше сигнала, как некогерентные.

На основании полученных результатов авторы [16] пришли к следующим выводам. Наклонные ливни с большим геомагнитным углом и/или с большим числом мюонов производят радиоимпульс с высокой амплитудой и являются легко различимыми на фоне радиошума фотоэлектронных умножителей. Кроме того, обнаружено, что, вопреки существующим представлениям, амплитуда радиоимпульсов, нормированная на число мюонов, увеличивается с возрастанием геомагнитного угла для ливней с большими зенитными углами [17]. Это указывает на то, что геомагнитные процессы в очень наклонных ливнях являются доминирующими в механизме радиоэмиссии.

Для детектора частиц KASCADE чувствительность быстро убывает с возрастанием зенитного угла. Тем не менее это не сказалось на эффективности радиообнаружения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что радиодетектор может быть использован для обнаружения сильно наклонных атмосферных ливней сверхвысокой энергии. Показано также, что небольшая установка LOPES-10 может обнаружить события с зенитными углами вплоть до значений, близких к 80° . В свою очередь это означает, что подобные установки, но с большей площадью в будущем могли бы использоваться как возможные детекторы нейтрино, для которых ливни с большим наклоном более вероятны.

В 2005 г. установка LOPES-10 была модернизирована с целью расширения её возможностей для изучения поперечного распределения радиоизлучения [18]. Этого удалось достичь благодаря точной калибровке каждой индивидуальной антенны и получения оперативного доступа к полной информации от детектора KASCADE-Grande для каждого ливня. Особый интерес представляет масштаб параметра, описывающего уменьшение сигнала с увеличением расстояния от оси ливня, и зависимость этого параметра от характеристик первичной частицы. Кроме того, информация о поперечном распределении излучения поможет выяснить детали эмиссионного механизма радиоимпульса, одна из моделей которого описана в [19]. Форма поперечного распределения может быть связана также с энергией первичной частицы или с её массой.

При модернизации установки LOPES-10 конфигурация антенного поля была изменена так, чтобы получить возможность исследования различных характеристик радиоэмиссии. В связи с этим число антенн с восточно-западной (E–W) ориентацией было доведено до 30 (LOPES-30), увеличена антенная база и установлены малошумящие усилители. Антенны LOPES, предназначенные для работы в частотном диапазоне 40–80 МГц, размещались внутри или вблизи детектора KASCADE и ориентировались в направлении E–W, чтобы они были чувствительными к излучению с E–W-поляризацией. Такое расположение антенн было выбрано с целью обеспечить возможность исследования поперечного распределения поля в радиосигнале, так как базовая линия, которая составляла приблизительно 260 м, позволяла проводить подобные измерения. Временное окно шириной 0,8 мс для вывода данных от каждой антенны формировалось в установке KASCADE, причём число выборок в одном цикле составляло 2^{16} при частоте дискретизации 80 МГц.

Условие запуска LOPES и вывода данных определялось наличием высокой плотности частиц, попадающих на детектор KASCADE. Порог запуска соответствовал энергии $\approx 10^{16}$ эВ и скорости счёта около двух событий в минуту. Каждая антenna LOPES была откалибрована индивидуально с учётом месторасположения KASCADE и в соответствии с рекомендациями изготавителя. Амплитуда сигнала, наводимого источником в режиме калибровки, сопоставлялась с амплитудой, записываемой электронными системами LOPES. Процедура калибровки указала на частотную зависимость коэффициента усиления от антены, кабелей, электронных устройств, а также от окружающей обстановки (проводимости земли, наличия проводящих предметов и т.д.) в месте расположения антены.

Данные, полученные за период 16.11.2005–08.12.2006, были проанализированы для всех 30 антенн LOPES, ориентированных в направлении E–W. Получение данных было прервано 27 июля 2006 г. из-за неисправностей, вызванных сильной грозой, и возобновлено в сентябре 2006 г. За время работы KASCADE было зафиксировано и отправлено в систему регистрации LOPES 996000 запусков. Приблизительно 10 % из них не были обработаны вследствие большого "мёртвого" времени (1,5 с — время, требуемое для восстановления рабочего состояния системы) для вывода данных из блока памяти. Общая реконструкция событий была выполнена для оставшихся 860000 записей. Только небольшая часть этих данных содержала информацию о радиоимпульсах с амплитудой, значительно превосходящей уровень радиопомех от установки KASCADE-Grande.

Поперечное распределение радиоизлучения было исследовано в ливнях с очень высокой энергией, которые сопровождались мощным радиосигналом. При отборе таких событий должны быть соблюдены определённые условия. Во-первых, ось ливня должна проходить через территорию KASCADE-Grande, причём не очень далеко от антенн. Следовательно, используемая площадь составляла около $0,3 \text{ км}^2$. Во-вторых, параметры ливня могли быть достаточно надёжно определены по данным установки KASCADE-Grande, только если энергия ливня превышала $(3–5) \times 10^{16}$ эВ. Число таких событий оказалось равным 296. В 12 событиях зенитные углы превышали 44° , и эти события были исключены из дальнейшего анализа ввиду недостаточной определённости результатов, рассчитываемых по данным KASCADE-Grande. Информация о пространственном распределении излучения использовалась только для тех событий, у которых радиосигналы значительно превышали радиопомехи во временному окне 90 нс. Для этого применялась обработка cc-beam и исключались из рассмотрения сигналы от частиц, пришедших с южного направления. В результате такого отбора осталось 110 событий. В разделах 2.2.1–2.2.6 приводятся основные результаты исследования на радиодетекторе LOPES-30 [20, 21].

2.2.1. Корреляция с первичной энергией. Амплитуды радиоимпульсов, измеренных 30 антеннами LOPES-30 с восточно-западной поляризацией, могут быть выражены как функции угла геомагнитного поля, зенитного угла, расстояния от антены до оси ливня и величины первичной энергии частицы, вычисляемой по данным KASCADE-Grande [15, 22]. Установленная связь геомагнитного угла, расстояния до оси ливня и первичной

энергии с амплитудой импульса выражается следующим образом:

$$E_{\text{est}} = (11 \pm 1)((1,16 \pm 0,025) - \cos \alpha) \cos \theta \times \\ \times \exp \left(-\frac{R_{\text{SA}}}{(236 \pm 81) \text{ м}} \right) \left(\frac{W_p}{10^{17} \text{ эВ}} \right)^{(0,95 \pm 0,04)} \left[\frac{\text{мкм}}{\text{м МГц}} \right],$$

где α — геомагнитный угол, θ — зенитный угол, W_p — первичная энергия и R_{SA} — среднее расстояние от антенны до оси ливня.

Авторы [15, 22] полагают, что приведённое выше выражение может быть инвертировано и использовано для оценки первичной энергии частицы по измеренным данным LOPES-30. Статистическое отклонение оценок энергии LOPES-30 от данных KASCADE-Grande составляет 27 % для событий с большой энергией. Такие же величины ошибок даёт и сам детектор KASCADE-Grande.

2.2.2. Точность определения направлений. Для того чтобы исследовать возможности радиоизмерений для определения направлений прихода космической частицы, составлялся четырёхмерный радиообраз в наносекундном масштабе времени с помощью цифровой обработки радиосигнала [23]. Была предпринята попытка найти многомерный пространственный параметр, который определял бы направление максимальной когерентности радиосигнала от атмосферного ливня. Результат сравнивался с направлением, которое вычислялось с помощью KASCADE. Каждая точка образа определялась тремя пространственными измерениями как функциями времени. Она находилась как точка пересечения прямых, проходящих вдоль радиусов кривизны волновых поверхностей через место расположения антенны. Было установлено, что направление максимума излучения может изменяться при оптимизации радиуса кривизны. Эта зависимость доминирует над статистической неопределенностью при нахождении направления с помощью LOPES-30. Кроме того, было обнаружено увеличение радиуса кривизны при возрастании зенитного угла, т.е. в том случае, когда ливни приходят издалека. В работе [23] построено распределение отклонений между направлениями, которые дают радиодетектор LOPES и KASCADE. Из этих данных следует, что при больших напряжённостях поля величина отклонения уменьшается.

2.2.3. Частотный спектр. Данные LOPES для атмосферных ливней с энергиями, близкими к величине 10^{17} эВ, позволяют исследовать спектральный состав радиоэмиссии. Проанализированы 23 события с большой амплитудой и направлением поляризации с востока на запад (E–W) в частотной полосе 40 МГц. Перед установлением зависимости данные от радиодетектора подвергались преобразованию power-beam (см. выше). Найдено, что при повышении частоты интенсивность излучения уменьшалась для всех индивидуальных ливней. Спектральный наклон выбранных событий зависит от длины импульса, — чем он длиннее, тем спектр более крутой. Тем не менее не обнаружено существенной зависимости азимутального угла, зенитного угла, радиуса кривизны, среднего расстояния от антенн до максимума ливня от амплитуды напряжённости электрического поля. Усреднённая величина спектральной напряжённости поля

может быть выражена экспоненциальной функцией

$$E(v) = K \exp \left(\frac{v}{\text{МГц}} \frac{1}{\beta} \right),$$

где $\beta = -0,017 \pm 0,04$, K — размерный коэффициент пропорциональности, или степенной зависимостью $E(v) = Kv^\alpha$, где $\alpha = -1,0 \pm 0,3$.

2.2.4. Поперечное распределение излучения. Для анализа поперечного распределения было отобрано 110 ливней с высоким отношением сигнал/шум. Исследовалось пространственное распределение мощности радиосигнала в виде экспоненциальной функции $E = E_0 \exp(-R/R_0)$. Следовало подобрать два свободных параметра: R_0 , описывающий поперечный профиль, и E_0 , численно равный напряжённости поля на оси ливня на уровне земли. Обработка всех данных показала, что убывание интенсивности с возрастанием расстояния происходит по экспоненциальному закону. Однако было обнаружено около 10 % событий, в которых распределение имеет плоский вид. По мнению авторов [20, 21], это удивительное свойство некоторых ливней не связано с аппаратным эффектом и оно должно быть изучено на большом количестве ливней.

В относительно недавних работах [24–26] найдено, что указанный эффект вызван космической частицей которая является ядром более тяжёлого, чем водород, элемента. Например, ядро железа интенсивнее взаимодействует с атмосферой Земли, чем протон. Поэтому глубина максимума ливня X_{\max} будет находиться от наблюдателя дальше, чем в случае протона. Это даёт основания ожидать, что наклон функции поперечного распределения $E = E_0 \exp(-R/R_0)$ для тяжёлых ядер будет более пологим, чем для протона. Этот факт, по мнению авторов [24], очень важен для оценки эффективности радиометода. Найдено хорошее согласие между данными LOPES и результатами моделирования по новой компьютерной программе REAS3, в которой учтена радиоэмиссия и от избыточного заряда [1, 2]. В связи с этим авторы [24] полагают, что более ранняя программа моделирования радиоливней REAS2 должна быть пересмотрена.

2.2.5. Поляризационные измерения. После проведения измерений в течение одного года на всех 30 антенных с восточно-западной поляризацией установка LOPES-30 была перестроена так, чтобы можно было выполнять одновременные измерения на антенных с поляризацией север–юг (N–S). Половина из 30 антенн ориентирована в N–S-направлении. Одновременное измерение событий с использованием антенн обеих поляризаций должно было подтвердить ожидаемые эффекты геосинхронного механизма радиоэмиссии в атмосферных ливнях. Первые измерения показали зависимость отношения амплитуд радиосигналов с N–S- и E–W-поляризациями от азимутального угла направления прибытия первичной частицы. Для антенн, ориентированных с юга на север, радиоимпульсы, пришедшие с направления N–S, имеют минимальную амплитуду. По мнению авторов [21], это указывает на геомагнитное происхождение радиоэмиссии ливня.

2.2.6. LOPES-3D — модернизированный вариант LOPES-30. Для того чтобы извлечь максимально возможное

количество информации из радиосигнала, индуцированного атмосферным ливнем высокой энергии, была усовершенствована методика регистрации радиоимпульсов. Для этого LOPES был перестроен в LOPES-3D [27, 28], который способен измерять все три компоненты электрического поля радиосигнала из атмосферного ливня. Дополнительное измерение вертикальной составляющей поля, по мнению авторов [27, 28], должно увеличить точность реконструкции первичных космических параметров частицы, таких как направление и энергия, а также повысить чувствительность к наклонным ливням. Для того чтобы непосредственно измерить все три компоненты электрического поля, были развернуты нестандартные антенны, состоящие из трёх взаимно перпендикулярных диполей. Изменение типа антенн потребовало новых низкошумящих усилителей, а также новой калибровки всей установки. К концу 2010 г. пуск и испытание новой установки LOPES-3D Технологическим институтом Карлсруэ (Karlsruhe Institute of Technology) были успешно завершены.

2.3. Радиодетектор CODALEMA

Первоначальный вариант детектора CODALEMA (Cosmic ray Detection Array with Logarithmic Electromagnetic Antennas) [29], который находился на территории радиообсерватории Нанси (Nancy) во Франции, состоял из шести широкополосных антенн (1–100 МГц). Главная часть экспериментальной установки содержала четыре антенны самой радиообсерватории, расположенные в углах прямоугольника со сторонами 83 × 87 м, и одну узкополосную антенну (33–65 МГц), которая использовалась для запуска радиодетектора. Одна дополнительная антenna, находящаяся на расстоянии 1000 м от детектора, была соединена с ним оптоволоконным кабелем. Сбор данных осуществлялся цифровыми осциллографами, которые записывали амплитуду сигнала на каждой из антенн.

Одна из первых задач состояла в идентификации различных источников радиопомех, к которым относились и широковещательные радио- и телестанции. К выходу антенн подключались полосовые фильтры с частотным диапазоном 24–82 МГц для подавления сигналов амплитудно-модулированных (AM) и частотно-модулированных (FM) станций, частота которых не входила в рабочий участок детектора. Техногенный радиошум из пункта сбора информации также отфильтровывался. С этими предосторожностями скорость счёта запусков составляла 12 событий за минуту. Уровень запуска соответствовал напряжению 40 мкВ на клеммах антенн. Среди этих запусков 85 % было идентифицировано как шумовые импульсы.

Без традиционных детекторов (т.е. без установок ШАЛ) невозможно исследовать характеристики широких атмосферных ливней. Поэтому дальнейшее усовершенствование детектора CODALEMA было связано с установлением на территории радиообсерватории Нанси детектора частиц, состоящего из 13 станций, заключённых в контейнеры из нержавеющей стали для защиты от непогоды. Контейнер содержал пластический сцинтиллятор и два фотоумножителя. Для регистрации радиоимпульсов были установлены дополнительные антенны.

На рисунке 2 показано взаимное расположение 13 сцинтилляторов и 16 антенн. Направление прихода

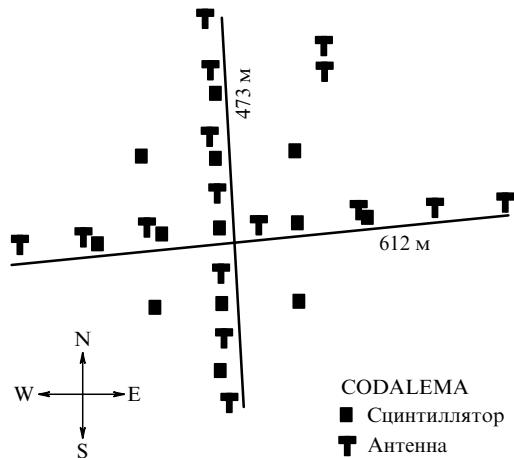


Рис. 2. Расположение антенн и сцинтилляторов на территории усовершенствованного детектора CODALEMA.

частицы определялось по данным о временной задержке для каждой станции. Число частиц в ливне и положение максимума ливня рассчитывались по данным измерения плотности частиц на уровне земли. Для исследования радиоимпульсов, сопровождающих ливень, принимались во внимание только внутренние события, т.е. события, при которых ось атмосферного ливня не выходила за пределы детектора частиц.

Как упоминалось выше, первые попытки регистрации радиосигналов осуществлялись с помощью конических логарифмических антенн радиообсерватории. Однако огромные размеры (6 м в высоту и 5 м в ширину) таких антенн препятствовали их дальнейшему использованию в полевых условиях как прочного и дешёвого элемента общей конструкции детектора. Поэтому к 2006 г. антенны в обсерватории Нанси были заменены диполями, каждое плечо которых было изготовлено из двух алюминиевых реек длиной по 0,6 м и шириной 0,1 м. Такой диполь устанавливался на конце диэлектрической мачты высотой 1 м [30]. Диполь соединялся с малошумящим усилителем (коэффициент усиления 34 дБ) с неравномерностью усиления 3 дБ в полосе частот 0,1–220 МГц. Эффективная длина антennы для низких частот была практически постоянной, а коэффициент усиления не зависел от направления прихода радиоволны. Резонансная частота антennы при заданной длине и толщине алюминиевых реек, ёмкостной связи с другими элементами конструкции оказалась близкой к 115 МГц и имела низкую добротность. Поэтому коэффициент усиления в широкой полосе частот, от 1 до 100 МГц, изменялся очень незначительно.

Подтверждение расчётных характеристик антennы производилось двумя способами: наблюдением за небесными точечными радиоисточниками и непосредственным измерением галактического радиошума небесной сферы. Поскольку антропогенные шумы имеют наибольшую интенсивность при частотах ниже 20 МГц, а помехи от широковещательного FM-диапазона сосредоточены в области частот 88–110 МГц, полосовой фильтр (25–85 МГц), установленный на выходе антennы, обеспечивал нормальные условия для работы усилителя. В усовершенствованном варианте детектора CODALEMA цифровые осциллографы были заменены быстродействующими электронно-вычислительными комплексами

[31]. После проведения ряда испытаний авторы [31] пришли к выводу о необходимости дальнейшей модернизации установки.

На 31-й международной конференции по космическим лучам (2009 г., Лодзь) было сообщено [32] о дополнительной модернизации установки CODALEMA и первых результатах исследования поляризационных эффектов, связанных с геомагнитным полем. Детектор частиц теперь состоял из 17 ячеек, а количество антенн было доведено до 24, причём 21 диполь имел ориентацию E–W, а три диполя были ориентированы в направлении N–S. Расположение антенн показано на рис. 2.

Радиосигналы после прохождения полосовых фильтров (23–83 МГц) реконструировались и сравнивались с данными от поверхностного детектора частиц. Первые наблюдения указали на линейную связь между напряжённостью электрического поля и векторным произведением $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, где \mathbf{B} — индукция геомагнитного поля, \mathbf{v} — скорость каскадного диска.

Последующий анализ основывался на данных, полученных за 453 сут наблюдений при стабильной погоде, т.е. в отсутствие атмосферных электрических явлений. Для того чтобы определить направление ливня, рассматривались события, полученные по меньшей мере от трёх антенн. Радиоимпульс считался имеющим отношение к ливню, если его данные были сопоставимы с данными от детектора частиц. Это означало, что разница в направлениях прибытия не превышала 20° , а разница во времени составляла не более 0,2 мкс [33]. Распределение направлений прихода "радиоливней" (т.е. ливней, которые были зарегистрированы вместе с радиоимпульсом) оказалось сильно анизотропным.

2.3.1. Эффективность детектора радиоимпульсов. Информация от двух установок представляла собой два независимых измерения направления оси ливня и момента его прихода, которые можно было сравнивать, чтобы однозначно идентифицировать обнаружение каскадного ливня радиодетектором. Как и прежде, радиоимпульс считался имеющим отношение к ливню, если его данные были сопоставимы с данными, полученными от детектора частиц. С 27 ноября 2006 г. по 20 марта 2008 г. (всего за 355 сут) были собраны данные по ливням в условиях стабильной погоды. Основная информация об этих событиях приведена в табл. 1. Энергетический порог радиодетектора оказался в области 10^{17} эВ, а детектора частиц — в области 10^{15} эВ. Эффективность радиодетектора определялась как отношение числа ливней, у которых зафиксированы радиоимпульсы, к числу событий, обнаруженных сцинтилляционным детектором в выбранном энергетическом диапазоне за тот же интервал времени. Зависимость эффективности от энергии частиц показана на рис. 3.

Таблица 1. Данные о ливнях, собранные за период с 27 ноября 2006 г. по 20 марта 2008 г. на детекторе CODALEMA

События	Сцинтилляторы	Антенны	Совпадающие
Реконструированные	61517	750	619
Внутренние	28128	195	157
$E > 10^{16}$ эВ	7889	169	154
$E > 5 \times 10^{16}$ эВ	692	134	129

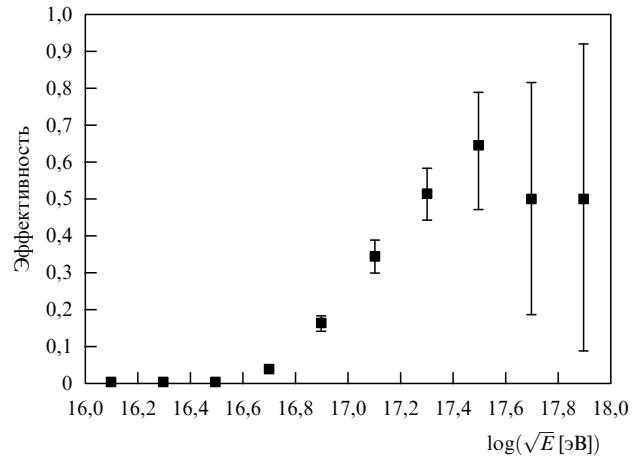


Рис. 3. Зависимость эффективности детектора CODALEMA от энергии первичной частицы.

2.3.2. Асимметрия распределения событий, вносимая радиодетектором. Данные, полученные от детектора частиц и детектора радиоимпульсов, позволяют определить направление прибытия космической частицы на территорию всей установки (внутренние события). Проекция на небесную сферу направлений каскадных осей от таких событий представлена на рис. 4. Явно видно преобладание числа событий северного направления над числом событий южного направления. Отношение числа событий N_S южного направления (т.е. с азимутом $90^\circ < \phi < 270^\circ$) к общему числу событий N_{tot} составляет $N_S/N_{\text{tot}} = 0,17 \pm 0,02$. Эта асимметрия не может быть объяснена геометрическими особенностями расположения детектора частиц, поскольку распределение, которое даёт детектор частиц без учёта показаний детектора радиоимпульсов, является изотропным. Несовмести-

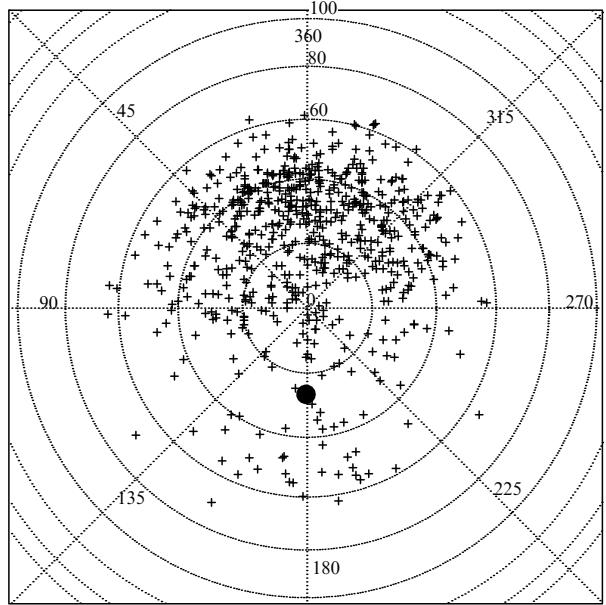


Рис. 4. Проекция направлений осей широких атмосферных ливней на небесную сферу. Зенит соответствует точке 0. Отсчёт азимутального угла начинается с направления на север ($W = 90^\circ$, $S = 180^\circ$, $E = 270^\circ$). Проекция геомагнитного поля в области детектора CODALEMA показана тёмным кружком.

Таблица 2. Характеристики кандидатов в "радиособытия", полученные в июне 2011 г. на отдельной усовершенствованной автономной станции детектора CODALEMA*

Дата	Число одновременно сработавших станций	θ_{sc}	ϕ_{sc}	$\Delta\Omega$	ψ_{pred}	ψ_{meas}
2011.06.17	1	32,2°	-55,6°	—	58°	58°
2011.06.23	3	29,6°	-6,0°	2,9°	87°	86°, 87°, 84°
2011.06.26	1	42,0°	20,0°	—	77°	75°
2011.06.27	1	27,1°	104,7°	—	36°	36°

* θ_{sc} и ϕ_{sc} — зенитный и азимутальный углы соответственно, полученные по данным детектора частиц, $\Delta\Omega$ — угол между осями ШАЛ, найденный по данным обоих детекторов, $\psi = \arctan(E_{EW}/E_{NS})$ (ψ_{pred} — величина, предсказанная по данным θ_{sc} и ϕ_{sc} , ψ_{meas} — величина, измеренная радиодетектором).

мость такого асимметричного распределения с изотропным составляет 16 стандартных отклонений. Проверка показала, что уровень асимметрии не зависит от последовательности данных. Семь независимых серий измерения дали тот же результат (т.е. около 0,17). Если отбирались события только с высокой энергией, то отношение N_S/N_{tot} возрастало до 0,5, что фактически означает, что распределение направлений осей стремится к изотропному. На этом основании в [33] сделан вывод о том, что наблюдаемые эффекты связаны, в частности, с выбором энергетического порога радиодетектора.

Обнаруженная асимметрия становится понятной, если учесть действие геомагнитного поля на каскадный ливень. Электроны и позитроны каскадного диска в поле земного магнетизма испытывают центростремительное ускорение, приводящее к электромагнитному излучению. Заряженные частицы разного знака имеют взаимно противоположные ускорения. Они возбуждают электромагнитное поле, которое вследствие релятивистских эффектов наблюдается в виде короткого радиоимпульса. Причём вектор напряжённости электрического поля параллелен прямой, соединяющей противоположные заряды. Другими словами, поле излучения будет иметь преимущественно поляризацию E–W. Простая модель этого механизма описана в [3]. Сейчас такой механизм излучения часто называют геосинхротронным.

Понятно, что напряжённость поля в этом случае пропорциональна произведению $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Детектор CODALEMA расположен в Северном полушарии, поэтому и вектор индукции геомагнитного поля \mathbf{B} наклонён к северу. Максимальная величина $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ соответствует ливням, у которых проекция оси на небесной полусфере направлена с севера на юг. Поэтому даже слабые ливни, пришедшие с севера, могут вызвать больший радиосигнал, чем более сильные ливни с южного направления. Это и является причиной асимметрии (см. рис. 4) в случае, когда в детекторе используются диполи, плечи которых ориентированы в направлении E–W.

2.3.3. Дальнейшая модернизация CODALEMA. Основная цель усовершенствования детектора CODALEMA — создать детектор нового поколения, который мог бы работать в автономном режиме. Для этого в конце 2011 г. антенный массив был дополнен до 60 станций, которые покрыли площадь 1,5 км² [34]. Энергетический диапазон детектора был расширен до 10¹⁸ эВ, и относительная эффективность достигла 100 %. Усовершенствованная установка предназначена для решения ряда задач, связанных с надёжным детектированием

ШАЛ, вызванных космическими лучами сверхвысокой энергии.

Основной реконструкции подверглись станции радиодетектора. Автономная станция, разработанная коллегией CODALEMA, создавалась на основе опыта, приобретённого при работе с первым прототипом, в котором было найдено удачное решение, обеспечивающее запуск радиодетектора от каскадного ливня. Автономная станция самостоятельно производила запуск, оцифровывала и обрабатывала радиосигнал, датировала и осуществляла связь с остальными элементами радиодетектора. Новая антенна, установленная на этой станции, обеспечивает поляризационные измерения, как E–W, так и N–S. Несколько таких радиодетекторов прошло успешные испытания на CODALEMA и в Обсерватории Оже в течение 2010 г.

Автономная антennaальная установка, которая собирала данные в течение июня 2011 г., обнаружила четыре события, которые имели все признаки радиоимпульсов от ШАЛ. Выделенные четыре события совпадали по времени с данными детектора частиц с точностью до 5 мкс. Данные об этих ливнях представлены в табл. 2.

В [34] предполагается, что новый массив обеспечит высокоточные измерения и повысит статистику в области высоких энергий. Описанные выше факты уже являются, по мнению авторов [34], большим достижением на пути создания автономного радиодетектора. Кроме того, с физической точки зрения нет принципиальных запретов для определения типа космической частицы с помощью комплекса радиоантенн, что является ещё одним важным аргументом в пользу радиодетектора атмосферных ливней.

2.3.4. Реконструкция радиуса кривизны на детекторе CODALEMA. Поскольку теоретические исследования указывали, что форма радиосигнала зависит от продольного развития ливня, ожидалось, что форма волнового фронта содержит информацию о природе первичной частицы. На первой стадии анализа в эксперименте CODALEMA [35] волновой фронт был уподоблен плоскости, для чего были использованы времена прибытия ливней и расположение выбранных для анализа антенн.

Более подробный анализ показал (рис. 5а), что в большинстве случаев форма волнового фронта немногого отличается от плоскости, и такая искривлённая геометрия, по мнению некоторых исследователей, свидетельствует в пользу идеи о существовании особо эффективной области радиоэмиссии в течение развития ливня. Одна из самых простых гипотез для объяснения этих экспериментальных наблюдений состоит в предположе-

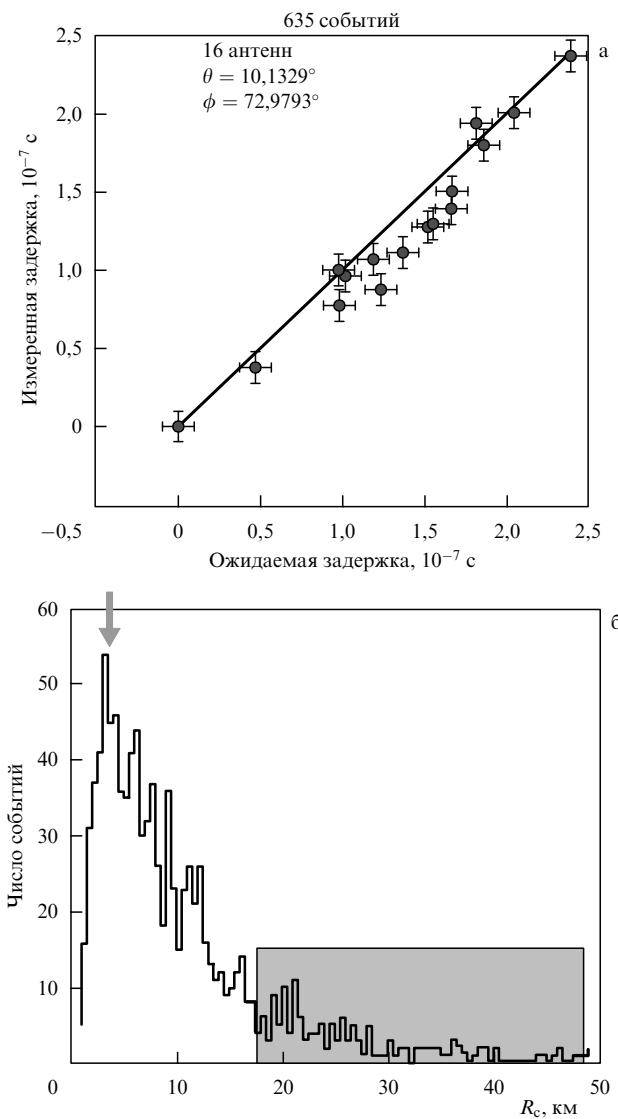


Рис. 5. (а) Ожидаемые и измеренные задержки. Прямая жирная линия соответствует плоскому волновому фронту. Множество точек локализовано вдали от прямой линии, что указывает на отличие волнового фронта от плоскости. (б) Гистограмма распределения радиусов кривизны R_c из 1010 отобранных событий. Максимум распределения (указанный стрелкой) соответствует радиусу кривизны 4 км.

ни, что максимум радиоимпульса связан с центром источника радиосигнала, расположенным на оси ливня. Это позволяет определить радиус кривизны R_c . Некоторые модели предполагают, что R_c может соответствовать максимуму ливня X_{\max} , который непосредственно связан с типом космической частицы. Такая возможность исследована на массиве имеющихся данных.

Выбранный метод [35] основан на определении разницы между реальным волновым фронтом, определяемым распределением времён прибытия, и плоским фронтом. Для расчёта этой разности использовано параболическое представление формы волновой поверхности. Результаты вычислений представлены в виде гистограммы на рис. 5б. Распределение R_c даёт максимум на расстоянии 4 км в общем согласии с ожидаемой характерной высотой максимума эмиссии. Тем не менее хвост распределения простирается на расстояние вплоть до 20 км. Авторы [35] отмечают, что физическая интерпре-

тация данного факта не совсем понятна. Это может быть, например, следствием недостатка данных о времени прибытия ливня или ошибок, внесённых при измерении времени, причём было принято, что ошибка времени прибытия составляет 10 нс.

2.4. Детектирование горизонтальных нейтрино позади горного массива

Идея эксперимента по детектированию горизонтальных нейтрино позади горного массива, которая основана на теоретически показанной возможности детектирования сильно наклонных атмосферных ливней, вызванных распадом τ -лептона в атмосфере Земли, состоит в следующем.

Известно, что нейтрино трёх типов: электронное ν_e , мюонное ν_μ и тау-нейтрино ν_τ — различным образом взаимодействуют с веществом мишени (земля, вода, лёд и пр.). В реакциях заряженного тока (charge current, CC) первичным продуктом являются лептоны различных ароматов и адроны:

$$\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell) + N \rightarrow \ell^\pm(\ell^\mp) + X,$$

а в реакциях нейтрального тока (neutral current, NC) первичным продуктом являются нейтрино различных ароматов и также адроны:

$$\nu_\ell(\bar{\nu}_\ell) + N \rightarrow \nu_\ell(\bar{\nu}_\ell) + X,$$

где $\ell = e, \mu, \tau$, X — все адроны, образующиеся в реакциях этого типа. Соотношение вкладов реакций заряженного и нейтрального токов определяется сечениями взаимодействия с веществом [36, 37]:

$$\sigma_{vN}^{CC} : \sigma_{vN}^{NC} \approx 7:3.$$

При взаимодействии с заряженным током, $\nu_e N - CC$, продукты реакции, электрон и адрон, образуют вблизи точки взаимодействия каскадные ливни, причём при очень высоких энергиях каскад, вызванный электроном, в плотных средах сильно удлинён вследствие эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала (ЛПМ) и, следовательно, практически необнаружим радиоантенными. В адронном каскаде π^0 -мезоны вследствие релятивистских эффектов теряют энергию вплоть до величины $10^{13} - 10^{14}$ эВ, прежде чем распадутся, и каскад оказывается слишком коротким для того, чтобы его можно было обнаружить по электромагнитному импульсу в плотной среде. Например, этот факт играет основную роль при обосновании радиоастрономического метода. Приблизительно такая же ситуация имеет место и в реакции $\nu_\mu N - CC$, в которой образующийся мюон не распадается, а затрачивает энергию преимущественно на ионизацию среды, тормозное излучение, образование пар e^+e^- и фотоядерные реакции. При больших энергиях ($W_\mu > 10^{12}$ эВ) преобладают реакции e^+e^- , вследствие которых образуются каскадные ливни, подверженные эффекту ЛПМ в плотной среде ($W_{LPM} > 10^{14}$ эВ).

При взаимодействии $\nu_\tau N - CC$ образующийся τ -лептон теряет энергию в основном в фотоядерных реакциях, если его энергия $W_\tau > 10^{15}$ эВ. Тау-лептон, имеющий массу 1777 МэВ, является единственным лептоном, который может распадаться на адроны, так как остальные лептоны для этого слишком легки. Каналы распада

τ -лептона: $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$ — имеют вероятность около 35 %, а вероятность распада на адроны составляет более 50 %. Среднее время жизни τ -лептона $2,9 \times 10^{-13}$ с. Например, в вакууме вследствие релятивистского эффекта τ -лептон прошёл бы путь, равный приблизительно 49 м, при энергии $W_\tau = 10^{15}$ эВ (лоренц-фактор $\gamma \approx 5,6 \times 10^5$).

Распад τ -лептона имеет много каналов, но все они в конечном состоянии содержат τ -нейтрино. Этой особенностью объясняется тот факт, что при высоких энергиях ($W > 40$ ТэВ) Земля, которая непрозрачна для ν_e и ν_μ , для τ -нейтрино всегда является прозрачной, так как в ней имеет место процесс регенерации потока ν_τ . Для каждого первичного ν_τ с энергией W_0 в СС-реакции от распада τ -лептона появляется другое τ -нейтрино, но с энергией $W_1 = W_0/3$. Регенерация τ -нейтрино продолжается до тех пор, пока оно не выйдет за пределы Земли.

Если на пути потока ν_τ , падающего под небольшими углами к горизонту, находится протяжённый горный массив, то после взаимодействия $\nu_\tau N$ — СС τ -лептон имеет вероятность выйти в атмосферу, если вершина взаимодействия находится вблизи границы с атмосферой. Радиоимпульс, вызванный каскадным ливнем при адронном распаде τ -лептона в атмосфере Земли, может быть зарегистрирован радиоантеннами, расположенными вблизи горного массива.

Один из таких проектов был представлен [38] на 30-й международной конференции по космическим лучам в Мексике. Авторы [38] оценили чувствительность детектора, оснащённого сильно направленными радиоантennами, необходимую для того, чтобы зарегистрировать атмосферный ливень, вызванный распадом τ -лептона. Как отмечалось выше, для этого нужен горный массив, в котором после взаимодействия τ -нейтрино с веществом образуется τ -лептон. В частности, авторы [38] нашли, что антенна с усиливением 16 дБи (в изотропных децибелах) в диапазоне 20–80 МГц обеспечит высокое отношение сигнал/шум на расстоянии 20 км от ливня с энергией 10^{16} эВ. На основании своих оценок авторы [38] приходят к выводу о перспективности такого метода детектирования нейтрино.

Тянь-Шанский эксперимент с большим массивом радиоантенн. В 2007 г. в Тянь-Шанском горном массиве на высоте 2650 м Национальной астрономической обсерваторией Академии наук Китая был построен радиоинтерферометр для наблюдения за межзвездным водородом эпохи реионизации. Большая отдалённость объекта наблюдения соответствует красному смещению, при котором частота излучения межзвездного водорода ($v \approx 1420$ МГц) вследствие эффекта Доплера смещается в область частот 50–200 МГц (в зависимости от отдалённости источника). Радиомассив получил название Primeval Structure Telescope (PaST) или 21 Centimeter Array (21CMA). По мнению авторов [39], территория, на которой расположен 21CMA, вполне удовлетворяет условиям, необходимым для регистрации ШАЛ, вызванных распадом τ -лептона в атмосфере Земли. Благодаря территориальной отдалённости радиоинтерферометра от промышленных и густонаселённых районов Китая диапазон частот 30–80 МГц, необходимый для проведения эксперимента, чрезвычайно чист, т.е. практически свободен от электромагнитных антропогенных наводок, превышающих галактические радиошумы.

Массив 21CMA состоит из 10160 логопериодических антенн, сгруппированных в 80 кластеров, каждый из которых содержит по 127 таких антенн. Интерферометр сформирован в виде двух взаимно перпендикулярных плеч, ориентированных вдоль направлений N–S и E–W. Плечи, расположенные в низине двух высокогорных долин, простираются на расстояния 4,0 и 2,8 км соответственно. Информация от каждого антеннного кластера передаётся в центральный пункт по оптоволоконному кабелю, что существенно упрощает проблему электромагнитных наводок.

Основная концепция эксперимента TREND (Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection) состоит в том, что 21CMA может быть использован как автономный (самозапускающийся) детектор атмосферных ливней посредством незначительной переделки существующей установки.

Авторы [39] полагают, что измерение потока космических нейтрино наилучшим образом может быть выполнено посредством детектирования очень наклонных атмосферных ливней, вызванных распадом тау-лептона, произведённого в реакции $\nu_\tau N$. Для обоснования этого заявления приводятся несколько главных мотивов:

- интерферометр 21CMA окружён очень высокими горами (высотой вплоть до 5000 м), что является оптимальным для обнаружения τ -нейтрино, так как горы играют роль огромной мишени для взаимодействия нейтрино, которая даст значительное увеличение частоты рождения ливней по сравнению с частотой рождения ливней в плоской местности [40, 41];

- в окончательном варианте 80 антенн TREND будут размещены на участке длиной несколько километров вдоль двух направлений плеч интерферометра, что должно обеспечить определение пространственного развития атмосферных ливней вдоль направлений плеч и точное определение времени;

- основная цель проекта TREND — это обеспечение возможности автономной работы детектора благодаря исключительно удачному расположению интерферометра и минимальному уровню радиопомех от антропогенных источников.

Авторы [40, 41] полагают, что проект TREND будет чрезвычайно конкурентоспособным инструментом для детектирования потоков нейтрино с энергией около 10^{17} эВ.

Для того чтобы проверить автономную работу радиоантенн, на территории интерферометра 21CMA в январе 2009 г. был развернут и в течение нескольких месяцев испытан прототип TREND, состоящий из шести антенн. Сигнал, наведённый в каждой из антенн, усиливался до уровня 64 дБ и после прохождения через полосовой фильтр (50–100 МГц) подавался в оптический передатчик, размещённый в середине кластера. С целью проверки системы каждые 5 мин в течение 5 мс записывался уровень радиошума. На прототипе TREND было обнаружено отчётливое периодическое повышение уровня шума, когда Галактическая плоскость, наблюдаемая в виде Млечного Пути, оказывалась в зоне диаграммы направленности антенн [42], в то время как в эксперименте CODALEMA подобное повышение уровня шума проявлялось весьма слабо. Очень низкий уровень радиопомех позволяет калибровать чувствительность установки по излучению радиоярких источников на небесной сфере. Однако этот метод настройки не использовался, и

амплитуды радиоимпульсов нормировались к величине σ — мгновенному среднеквадратичному уровню шума, который измерялся в конце получения данных.

Первый шаг автономного анализа данных состоит в поиске совпадающих запусков нескольких антенн. Это осуществлялось посредством упорядочения во времени моментов прихода радиосигнала на каждую из антенн и последующим выбором из этого списка всех величин, которые могли быть связаны с источником излучения [39]. Считается, что запуск антенн причинно связан, если для i -й и j -й антенн выполняется условие

$$|t_i - t_j| \leq \frac{d_{ij}}{c} T,$$

где d_{ij} — расстояние между i -й и j -й антennами, c — скорость света, $T \approx 1,1$ — фактор, вводимый для внесения поправки при определении времён. Если по меньшей мере четыре последовательных запуска от четырёх разных антенн удовлетворяют приведённому выше критерию, то считается, что эти события являются совпадающими и подлежат дальнейшей обработке (см. более подробно в [40]).

В 2009 г. в течение 584,7 ч производилась запись данных [40, 43] от шести антенн прототипа TREND. Однако 31 % из этих 584,7 ч можно отнести к временным периодам с повышенным уровнем радиошумов галактического происхождения. За оставшееся время (69 %) было записано и реконструировано 2275 событий. Авторы [39] приводят карту небесной сферы с нанесёнными на неё 2275 событиями. Радиальные и угловые координаты соответствуют зенитным и азимутальным углам. События, записанные одновременно четырьмя, пятью и шестью антennами, в основном расположены вдоль горизонта и в большинстве случаев связаны с источниками радиопомех. Некоторые из них расположены в северном направлении. Это нельзя объяснить наличием в северной стороне детектора возможных источников радиопомех, тогда как в других направлениях такие источники есть, например, в южном направлении находится железная дорога, в восточном направлении — железнодорожный вокзал, а на западе — узел цифровой обработки данных и электрические трансформаторы.

После применения критериев выбора к 2275 событиям, записанным в спокойные периоды, остались только 37 радиоимпульсов. В результате дальнейшего анализа было исключено ещё 12 событий. Оставшиеся 25 событий чётко изолированы во времени и пространстве, и поэтому они считаются наиболее вероятными кандидатами в атмосферные ливни. Характерно, что 15 из реконструированных направлений осей лежат в северной части неба, в то время как в северном направлении, как отмечено выше, нет источников радиопомех. Авторы [39] считают, что, поскольку при анализе не были приняты во внимание некоторые факты (в частности, существование антенных лепестков), преждевременно связывать наблюдаемую асимметрию север–юг с геомагнитным происхождением радиосигналов, как это было в случае CODALEMA (см., например, [44]).

Поскольку 25 вышеупомянутых событий были зарегистрированы в течение 17 сут, средняя частота событий (1,5 события в сутки) с учётом общей площади $2 \times 10^4 \text{ м}^2$ соответствует энергии ливня, превышающей значение 10^{17} эВ , которое является вполне реальным порогом для этой установки.

В январе 2010 г. в экспериментальном детекторе TREND было установлено 15 антенн вокруг точки пересечения базовых линий 21CMA с общей площадью $350 \text{ м} \times 800 \text{ м} \approx 0,2 \text{ км}^2$. Данные, записанные этой установкой, прошли принятую процедуру отбора перед реконструкцией событий. Кроме того, на этой же территории было установлено три детектора частиц, отделённых друг от друга расстоянием 200 м. Каждый из детекторов состоит из пластического сцинтиллятора и фотоэлектронного умножителя. Две системы работали на совпадение в течение нескольких дней. За этот период было записано три кандидата в атмосферные ливни, выбранные по данным радиоантенн. Одновременно записывались события из сцинтилляционного детектора. Эти три события были тщательно исследованы на совпадение импульсов случайного происхождения, например, обусловленных тепловыми шумами или радиошумами галактического происхождения. Вероятность запуска всех детекторов в интервале времени 2 мкс была оценена величиной 0,1 события в год. Поэтому авторы [39] пришли к выводу о том, что все три события соответствуют атмосферным ливням. Независимые реконструкции направлений в обоих детекторах находятся в хорошем согласии между собой. Авторы [39] считают, что радиомассив антенн TREND вполне пригоден для самостоятельной работы.

2.5. Совместные наблюдения

широких атмосферных ливней массивом радиоантенн и детектором частиц в Обсерватории Оже

Главная задача коллаборации Pierre Auger состоит в исследовании космических лучей, энергия которых близка к порогу Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК) $\sim 5 \times 10^{19} \text{ эВ}$. Это позволит приблизиться к разгадке тайны происхождения космических частиц со столь высокой энергией, недоступной пока ни одному из земных ускорителей. Для достижения поставленной цели необходимо определить энергию частицы, направление её прихода и её тип (протон, ядро, нейтрино). Базовая система Обсерватории Оже состоит из 1600 поверхностных детекторов (сцинтилляторы и фотоэлектронные умножители) и четырёх телескопов, каждый из которых состоит из шести флуоресцентных детекторов. Рабочая площадь составляет около $3 \times 10^3 \text{ км}^2$.

Методика детектирования ШАЛ по радиочастотной компоненте излучения впервые начала применяться в 1960-х годах, и в настоящее время существует устойчивое мнение, что основным механизмом, ответственным за излучаемый радиоимпульс, является геомагнитный, или геосинхронный, механизм, т.е. излучение электронов и позитронов ливня в магнитном поле Земли. Поскольку толщина каскадного диска не превышает нескольких метров, область когерентного излучения должна лежать в пределах $0 < v < 100 \text{ МГц}$.

Преимущество методики радиодетектирования над традиционными методами обнаружения космических ливней заключается в следующем. Радиосигнал не поглощается и не отклоняется на своём пути, его амплитуда пропорциональна первичной энергии ливня, что позволяет детально исследовать фронт ливня. Кроме того, радионаблюдение можно проводить круглые сутки, тогда как флуоресцентные детекторы могут работать только в безоблачные ночи. Методика детектирования ливней на установке Auger такова, что только одно-

временно зафиксированные поверхностными и флуоресцентными детекторами события дают полноценную информацию о первичной частице. Полагают, что методика радиодетектирования может дать информацию, которая будет дополнительной к получаемой поверхностными и флуоресцентными детекторами.

Радиодетектирование ливней даёт не только величину энергии первичной частицы, но и с хорошей точностью определяет её направление прихода. В связи с этим такой метод может служить добавочным инструментом для решения задач астрофизики высоких энергий. Однако, как считают авторы [45], для того чтобы такая методика была совершенной и могла быть использована в Обсерватории Оже, необходимо решить ряд задач, которые касаются вопросов, связанных не только с физикой, но и с проблемами технологии, инвестирования и текущих расходов. Здесь предполагается использовать опыт, приобретённый в исследовательских работах на радиодетекторах LOPES и CODALEMA.

Первоначальные исследования, начатые в 2006 г., были направлены на решение вопросов, связанных с размещением антенн и радиоэлектронной аппаратуры на территории южной части Обсерватории Оже. Было запланировано в течение четырёх лет (начиная с 2008 г.) завершить строительство и ввести в рабочий режим установку площадью 20 км², которая будет служить прототипом 1000-километрового массива радиоантенн.

Ближайшая цель состояла в том, чтобы оптимизировать аппаратные средства и программное обеспечение, необходимые для антенного массива площадью 20 км², который предполагается развернуть в южной части Обсерватории Оже. Этот массив должен быть способен обеспечить самостоятельный запуск от ливня, обладать собственной системой считывания данных и, таким образом, стать независимым от Обсерватории Оже. Необходимая корреляция событий между радиосистемой и базовым детектором будет осуществляться с использованием меток времени GPS (Global Positioning System). Оптимизация полного вывода данных имеет различные компоненты — это выбор конструкции антennы, предварительного усилителя на антенных станциях, фильтров (аналоговых и/или цифровых), коэффициента усиления, приёмника, цифрового преобразователя и анализатора сигналов.

Общее исполнение зависит не только от требования низкого уровня шума во всех системных цепях, но и от возможности подавления радиочастотных помех, которые состоят из радиошума Галактики, атмосферных разрядов, непрерывных сигналов широковещательных радиостанций, телевизионных передатчиков, импульсных радиосигналов, вызванных электрическими устройствами различного назначения. Известно, что напряжённость поля радиопомех сильно зависит от места наблюдения и она резко возрастает с уменьшением частоты. В тихой сельской местности галактические шумы доминируют над антропогенными.

Антенны, которые используются в этой программе [45], представляют собой дипольные антенны различных типов. В одном из проектов для измерения двух поляризаций применён двойной активный утолщённый диполь общей длиной 1,2 м и высотой 1 м, который имеет достаточно равномерное усиление в широкой полосе частот. В другом проекте использована сравнительно большая двойная логоперiodическая дипольная антен-

на. В этом проекте каждая антенная станция имеет на одной мачте высотой около 4 м две антенны, по одной на каждую поляризацию. У этих антенн усиление сравнительно быстро убывает при частотах ниже 35 МГц, но является довольно равномерным в диапазоне частот 35–90 МГц. Кроме того, была испытана дипольная антенна типа "double inverted V" ("двойное перевёрнутое V") (поднятый на одной мачте проволочный диполь с опущенными до земли концами плеч), также установленная на мачте высотой 5 м. Эта антенна имеет плавное изменение усиления с максимумом на частоте около 60 МГц.

В публикации [46] кратко сообщается о первых результатах исследования прототипов на южной части детектора Auger. На этих небольших установках должно быть решено множество технологических проблем, прежде чем будет установлен большой массив радиоантенн.

Опираясь на многообещающие результаты первоначального прототипа, коллаборация Auger решила установить крупномасштабный радиодетектор AERA (Auger Engineering Radio Array), который в окончательном виде покроет площадь около 20 км² и будет содержать 150 детекторных станций, способных записывать порядка 5000 событий в год. AERA будет установлен в северо-западной части обсерватории, там, где расположены подлежащие дополнительной модернизации детекторы HEAT (High Elevation Auger Telescopes) [47] и AMIGA (Auger Muons and Infill for the Ground Array) [48]. Совместно с флуоресцентным детектором HEAT и AMIGA AERA обеспечит дополнительную информацию для гибридного анализа данных в охватываемом им энергетическом диапазоне.

AERA будет играть роль прототипа для крупномасштабного радиодетекторного массива, предназначенного для следующих научных целей:

1) тщательного анализа радиоэмиссии от атмосферных ливней в энергетическом диапазоне выше 10^{17.2} эВ, в частности, с целью проверки теоретически предсказанной [49] идентичности параметров радиоэмиссии от атмосферных ливней высокой и низкой энергии;

2) оценки возможности крупномасштабного радиодетектора определять важные характеристики космических частиц, такие как энергия первичной частицы, её масса и направление прибытия;

3) высокоточных измерений энергетического спектра и состава космических лучей в области перехода от галактических источников к внегалактическим (т.е. в области энергий 10^{17.4} – 10^{18.7} эВ).

Чтобы достичь этих целей, AERA будет включать в себя около 150 антенн с многоступенчатой планировкой (рис. 6). Сердцевина будет состоять из 24 антенн, расположенных в узлах равномерной треугольной сетки с шагом 175 м. Этот массив в свою очередь будет окружён 60 антennами, размещенными также по равномерной треугольной сетке, но с шагом 250 м. Во внешней области будут находиться 72 антennы, разделённые интервалом 375 м. Каждая из автономных детекторных станций будет оптимизирована для наблюдения в частотном окне от 30 до 80 МГц и будет самостоятельно запускаться радиоимпульсами, вызванными широкими атмосферными ливнями.

Группа исследователей, занимающихся проблемой модернизации Обсерватории Оже, убеждена, что введение в режим работы 1000-километрового массива антенн

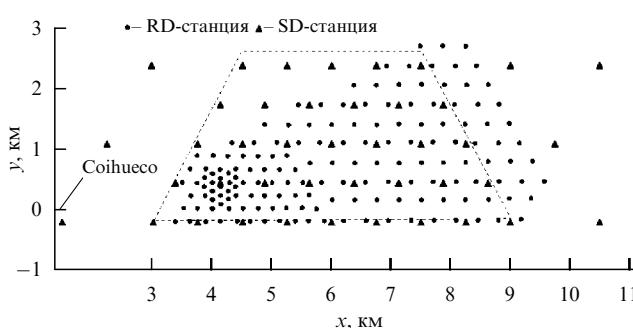


Рис. 6. План размещения антенных станций массива AERA. Кружками обозначены радиодетекторные (RD) станции, треугольниками — станции поверхностных детекторов (SD) частиц. Coihueco — флуоресцентный детектор (FD), расположенный вблизи SD-станции.

будет большим прорывом в технике детектирования частиц сверхвысокой энергии.

В 2011 г. на 32-й международной конференции по космическим лучам было сообщено [50], что первая стадия прототипа AERA значительно модернизирована и близка к завершению. Число детекторных станций на первой стадии достигло 21. Станции размещены на расстоянии 150 м друг от друга. На каждой из станций установлены логопериодические дипольные антенны, ориентированные в направлениях N—S и E—W. Рабочий диапазон частот 24–84 МГц. На каждой антенне имеются отдельные низкошумящие усилители с коэффициентом усиления 20 дБ. Более подробные сведения об антennaх, которые будут использоваться в массиве AERA, приведены в работе [51]. Многодиапазонный радиопередатчик ("маяк"), установленный в области расположения флуоресцентного детектора, будет излучать радиосигналы для временной калибровки AERA. Такой источник опорных сигналов позволит корректировать относительное запаздывание сигнала для каждой из станций, что значительно повысит временнóе разрешение [52].

Первая стадия прототипа AERA начала стablyно работать с марта 2011 г. Первое совпадающее гибридное SD-радиособытие (SD — поверхностный детектор) было записано в апреле 2011 г. Коэффициент совпадающих событий составил приблизительно 0,3. В этих наблюдениях была обнаружена N—S-асимметрия, как и ожидалось согласно теории геомагнитной радиоэмиссии.

Первое супергибридное событие, т.е. одновременная регистрация ливня всеми тремя детекторами (радиодетектором, поверхностным и флуоресцентным), было записано 30 апреля 2011 г.

В работе [53] обсуждаются первые результаты работы с прототипом AERA-24. К 27 февраля 2013 г. было записано 356 событий, причём некоторые из них были обработаны вместе с данными от флуоресцентного детектора или от поверхностного детектора (мюонные счётчики). Из 356 событий 229 зарегистрированы радиодетектором при его запусках от поверхностных детекторов. 127 событий были зарегистрированы в результате самостоятельного запуска радиодетектора от его собственных антенн, причём 29 из этого числа были записаны при срабатывании не менее чем трёх антенн.

Среднее угловое расхождение между направлениями ливней, определёнными AERA и поверхностным детекторным массивом, составляет приблизительно 4°. Ав-

торы [53] считают, что в будущем это расхождение может быть уменьшено благодаря улучшению алгоритма реконструкции и усовершенствованию калибровки измерения времени. Средняя энергия, определяемая поверхностным детектором, составляла порядка 1 ЭэВ, причём энергия некоторых событий была ниже 0,1 ЭэВ, а одно из зарегистрированных событий имело энергию 4,3 ЭэВ и угол, равный 58,4°.

Данные AERA были проанализированы различными способами и сопоставлены с результатами моделирования с помощью современных компьютерных программ для радиоэмиссии из атмосферных ливней. С этой целью были выбраны события AERA, которым соответствовали сигналы с высокой амплитудой в нескольких антенах. Для этих событий выполнено моделирование с использованием программных пакетов COREAS [54], ZHAires [55], EVA [56] и SELFAS [57] основных параметров ливней по данным поверхностного детектора и радиодетектора.

Не было обнаружено никакого противоречия с общей картиной происхождения радиоэмиссии. Доминирующий процесс эмиссии — это отклонение электронов и позитронов ливня в магнитном поле Земли [3, 58]. Радиоэмиссия, связанная с эффектом Аскаряна, т.е. с избытком отрицательного заряда, для атмосферных ливней является на порядок величины более слабой, чем геомагнитный эффект, но не пренебрежимо малой. На оба процесса влияет коэффициент преломления воздуха, который изменяет условия когерентности радиоэмиссии. Этим, в частности, объясняется боковое распределение амплитуды радиосигнала, которое сначала возрастает при расстояниях до 100 м от оси, а затем уменьшается, как и было предсказано более 40 лет тому назад.

Кроме того, подтверждилось, что величина амплитуды радиосигнала детектора AERA зависит от энергии первичной частицы [59]. Для того чтобы определить тип первичной космической частицы, исследовались три параметра радиосигнала, которые чувствительны к развитию ливня: наклон функции поперечного распределения, форма радиоволнового фронта и наклон частотного спектра. Последний параметр имеет преимущество перед остальными, так как для определения наклона частотного спектра нужна только одна станция, поскольку длину ливня можно найти, например, из данных поверхностного детектора.

В [60, 61] сообщается об измерениях на основе этих данных вектора напряжённости электрического поля, причём наблюдалась компонента, которую нельзя объяснить процессом геомагнитного излучения. Авторы [60, 61] считают, что данная составляющая поля вызвана излучением избыточных зарядов ливня. В этом эксперименте индукция магнитного поля Земли принималась равной 24 мкТл, наклонение полагалось равным 36,6°, а склонение — 2,7°. Выбирались только ливни с зенитным углом $\leqslant 55^\circ$.

2.6. Излучение широкого атмосферного ливня на сверхвысоких частотах

В последние несколько лет опубликован ряд экспериментальных работ с сообщениями о том, что, распространение ШАЛ сопровождается излучением в гигагерцевом диапазоне частот с мощностью, вполне достаточной для его надёжной регистрации. Эти заявления могут показаться несостоятельными, поскольку такие высокие

частоты соответствуют длинам волн порядка 3–10 см, которые намного меньше любых геометрических размеров ливня. Последнее в свою очередь означает, что когерентное сложение волн практически невозможно и радиосигнал будет пренебрежимо малым.

Однако несколькими группами были проведены экспериментальные проверки этого эффекта на ускорителях, давшие положительный результат. Более того, имеется несколько сообщений о прямой регистрации микроволнового излучения из ШАЛ. Сейчас усилия теоретиков направлены на поиски возможных механизмов излучения, которые могли бы обеспечить достаточную для детектирования мощность радиосигнала. Одной из ранних работ, в которых сообщалось об эффекте сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения, является [62] (см. также [63]).

Рассмотрим мотивы, которыми руководствовались авторы [62] при обосновании своих оценок. Прежде всего отметим, что источником СВЧ-излучения считаются термализованные электроны, которые под действием релятивистских частиц ливня оторвались от нейтральных молекул воздуха, но полученная ими в процессе соударения энергия оказалась недостаточно велика для последующей ионизации. По сути, это тормозное излучение, возникающее при столкновении электронов с молекулами атмосферы. По мнению авторов [62], микроволновое тормозное излучение (Microwave molecular Bremsstrahlung Radiation — MBR) распространяется во всех направлениях относительно оси ливня, поэтому детекторы могут восстановить двумерную траекторию движения вдоль небесной сферы. Кроме того, информацию о времени прихода импульсов можно использовать для определения области движения ливня и его полной реконструкции.

Дальнейшее обоснование такой точки зрения состоит в следующем. Известно, что минимальная плотность потока тормозного излучения плазмы определяется классическим выражением:

$$\eta_\omega(u) = \frac{e^2}{16\pi^3 \epsilon_0 c^3} u^2 v_{\text{en}}(u) \zeta(v_{\text{en}}, \omega),$$

где ω — частота излучения, u — средняя скорость электронов, $v_{\text{en}}(u)$ — частота столкновения электронов с нейтральными молекулами, $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \Phi \text{ м}^{-1}$ — электрическая постоянная, $\zeta(v_{\text{en}}, \omega)$ — множитель, учитывающий подавление излучения вследствие интерференции полей при частых последовательных столкновениях. При предположении изотропного и стационарного распределения скоростей

$$\zeta(v_{\text{en}}, \omega) = \frac{1}{1 + (v_{\text{en}}(u)/\omega)^2}.$$

Для высоты 5 км частота столкновений $v_{\text{en}}(u) \approx 3 \text{ ТГц}$ при энергии электронов около 2 эВ, которая соответствует максимальному значению поперечного сечения упругих столкновений. При комнатной температуре электронов $v_{\text{en}}(u) \approx 40 \text{ ГГц}$. Значения подавляющего множителя для указанных характерных частот соответственно $\zeta = 5 \times 10^{-5}$ и $\zeta \approx 0,4$.

С целью обоснования идеи о возможности детектирования СВЧ-излучения ливня было выполнено несколько тестов на ускорителе для измерения микроволнового

тормозного излучения в лабораторных условиях. В этих экспериментах были найдены веские доказательства, указывающие на существенное отклонение поведения некогерентного излучения MBR от стандартного сценария.

Рассмотрим методику измерений и результаты экспериментов более подробно.

2.6.1. Эксперимент на ускорителе AWA. В июне 2003 г. в Аргоннской национальной лаборатории, координируемой Чикагским университетом, на сверхпроводящем линейном ускорителе был проведен эксперимент, в котором использовался пучок электронов с зарядом в одном импульсе $\approx 7 \text{ нКл}$ [62] и энергией 12 МэВ. Пучок содержал 4×10^{10} электронов с общей энергией 5×10^{17} эВ. Продольный размер бачка (отдельного импульса) составлял 1,2 см. Электроны сталкивались с пластинами вольфрама толщиной 2 или 5 мм (радиационная длина вольфрама 3,5 мм), производя фотоны с энергией 5–10 МэВ, а также электроны с несколько меньшей энергией.

Как правило, 40 %–90 % полной энергии пучка переходит в энергию фотонов, направляемых в камеру, заполненную воздухом с атмосферным давлением. Величина энергии электронов 12 МэВ выбиралась из условия, что она должна быть существенно ниже, чем критическая энергия электронов в воздухе (~ 80 МэВ), и поэтому была бы недостаточной для развития ливня в камере с воздухом. Посредством такого преобразования (энергии электронов в энергию гамма-излучения) удалось избежать появления большого избыточного отрицательного заряда, связанного с прохождением электронного пучка через камеру Фарадея. Фотоны входили в заполненную воздухом медную камеру объёмом $\sim 1 \text{ м}^3$, что предотвращало воздействие радиопомех от внешнего электромагнитного излучения и способствовало поглощению переходного излучения, вызванного выходом электронов из медных стенок камеры. Дело в том, что небольшая часть электронов могла пройти сквозь вольфрамовую мишень, поэтому были предприняты специальные меры для снижения радиоизлучения, которое могло быть вызвано этими электронами внутри медной камеры. Для измерения радиочастотного излучения внутри камеры были установлены радиоприёмные антенны для диапазонов частот С (3,4–4,2 ГГц), Ku (10,7–11,8 ГГц) и Ka (20,2–21,2 ГГц). На рисунке 7а схематически показаны общий вид и расположение элементов для ускорителя AWA (Argonne Wakefield Accelerator). Аналогичная схема эксперимента на Стэнфордском ускорителе SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) приведена на рис. 7б.

Фотоны в эксперименте AWA, как правило, расходуют энергию около 1 ПэВ на ионизацию, проходя через камеру с воздухом. Так как радиационная длина электронов в воздухе равна приблизительно 300 м на уровне моря, затраты в сумме составляют

$$W_{\text{chamber}} \sim \frac{1}{300} \left(1 - \frac{1}{e}\right) (5 \times 10^{17}) \text{ эВ} \approx 10^{15} \text{ эВ}.$$

Средняя энергия, приходящаяся на акт ионизации (с учётом упругих столкновений и затрат на возбуждение), равна приблизительно 30 эВ. Это означает, что в камере производится около 3×10^{13} электронов за один им-

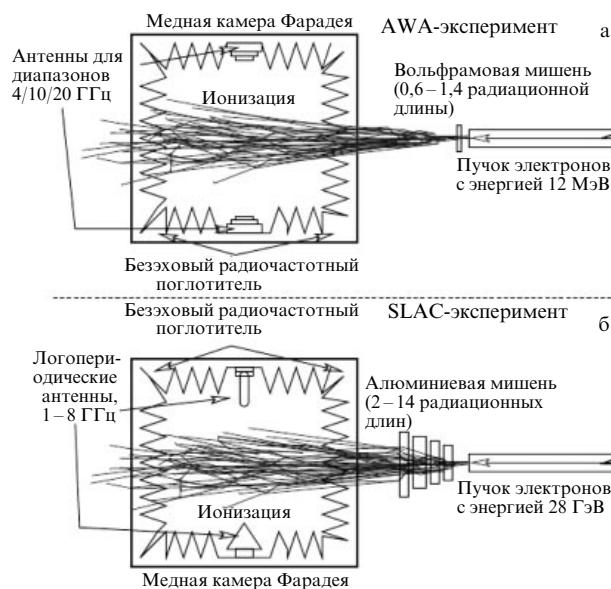


Рис. 7. Схематическое представление эксперимента на ускорителях (а) AWA и (б) SLAC.

пульс. Разумеется, плотность электронов в данном случае намного больше, чем в атмосферном ливне с энергией порядка 1 ПэВ. Наибольшая плотность плазмы сосредоточена в центральной цилиндрической области радиусом около 25 см, а средняя плотность в камере порядка 10^8 см^{-3} .

На основании предположений о механизме молекулярного тормозного излучения ожидалось, что наблюдаемая радиоэмиссия должна быть некогерентной и обладать интенсивностью, линейно зависящей от тока в импульсе. Первоначальные наблюдения показали, что излучение оказалось частично когерентным — оно имело когерентную компоненту с интенсивностью, пропорциональной квадрату тока в пучке. Поэтому был разработан метод анализа, который позволяет разделить две составляющие излучения, воспользовавшись тем, что доля когерентной компоненты может быть вычтена из общей эмиссии. Для того чтобы выделить различные компоненты из общей эмиссии, преобразование пучка электронов в пучок фотонов осуществлялось с помощью радиаторов с разной толщиной (2 и 5 мм). По мнению авторов [62], это может изменить относительный вклад каждой из двух компонент. Однако последующие измерения показали, что заметного различия найдено не было.

В работе [62] приведены результаты измерений потока радиоэмиссии в эксперименте AWA для диапазона частот 20 ГГц с радиатором толщиной 5 мм. Представлен также результат вычитания некогерентного излучения. Каждый раз, как только пучок попадал в камеру, отмечалось чёткое превышение уровня мощности над шумами, однако был обнаружен заметный уровень сигнала даже в том случае, когда луч блокировался свинцовой преградой непосредственно перед системой. Попытки избавиться от нежелательного эффекта ни к чему не привели, и дальнейшие исследования были перенесены на линейный ускоритель SLAC.

2.6.2. Эксперимент на ускорителе SLAC.

В следующем, 2004-м, году эксперимент, подобный AWA, был проведён

на линейном ускорителе SLAC. По схеме SLAC-эксперимент в значительной степени повторял AWA-эксперимент, но были приняты дополнительные меры предосторожности для уменьшения радиопомех. В SLAC-эксперименте была использована методика, которая применялась для калибровки флуоресцентного детектора HiRes [64]. Ускоритель SLAC производил хорошо контролируемый пучок электронов с энергией 28 ГэВ, который сталкивался с мишенью, состоящей из 90 % оксида алюминия (Al_2O_3) и 10 % диоксида кремния (SiO_2). Чтобы изменять число частиц в ливне, толщина радиатора выбиралась в пределах от 0 до 14 радиационных длин. В этом эксперименте электронный сгусток с энергией 28,5 ГэВ непосредственно, без промежуточного преобразования в тормозные фотонны, использовался для создания ливня. Типичный бандч, содержащий около 2×10^7 электронов, производил ливень с общей энергией около 6×10^{17} эВ.

В [62] представлены результаты измерения эмиссии в частотном диапазоне 1,5–6 ГГц с помощью антенны, поляризованной вдоль оси ливня. Средний квадрат напряжения на клеммах антенны был получен в зависимости от времени начиная с момента проникновения луча в камеру Фарадея. Время пролёта сгустка электронов через камеру составляет около 3,3 нс. Сильный радиоимпульс, регистрируемый в течение первых 10 нс, соответствует входу сгустка в камеру. Этот импульс оказывается сильно поляризованным, причём плоскость поляризации проходит через ось пучка и вектор Пойнтинга, т.е. направление, характерное для переходного и черенковского излучений. Наличие такого излучения не было неожиданным, и предварительно были приняты соответствующие меры для того, чтобы оно практически сразу затухало в микроволновом поглотителе, которым покрывалась внутренняя часть камеры Фарадея. Уровень шума на этом участке преобладает над шумами оцифровки, в связи с чем чувствительность была уменьшена на порядок, чтобы увидеть в начале осцилограммы мощный импульс.

В рассматриваемом эксперименте проведены также измерения с антенной, поляризованной перпендикулярно оси пучка. При такой ориентации антenna становится нечувствительной к релятивистскому излучению ливня. В этом случае мощный начальный импульс должен быть сильно подавлен, однако оказалось, что передний край осцилограммы всё-таки указывает на утечку энергии (20 дБ) из волны с другой поляризацией. Экспоненциально затухающий "хвост" радиоэмиссии простирался по времени до 60 пс или более, при этом уровень помех определялся уже тепловыми шумами, а не радиопомехами электронных блоков.

Авторы [62] считают, что излучение, наблюдаемое в эксперименте на ускорителе SLAC, является частично когерентным, как следует из данных, которые показывают, что величина полной энергии излучения спустя 15–30 нс после главного импульса квадратично зависит от количества электронов в бандче. По-видимому, когерентная радиоэмиссия в несколько тысяч раз интенсивнее ожидаемого некогерентного уровня эмиссии. Это означает, как полагают авторы [62], что подгруппа электронов в количестве $10^3 - 10^{3.5}$ излучает квазикогерентно. Учитывая, что ливни в ускорителе SLAC создают 3×10^{13} ионизационных электронов в камере Фарадея, доля коррелированного излучения составляет толь-

ко $\sim 10^{-10}$ и данный уровень частичной когерентности очень далёк от полной пространственной когерентности в черенковском или переходном излучениях. Радиус Дебая для плазмы, соответствующий температуре $T_e \approx \approx 10^{4.5}$ К в этом эксперименте, оценивался величиной порядка 2 мм, поэтому внутри дебаевской сферы на начальном этапе ливня находится около 10^7 свободных электронов. Таким образом, слабая корреляция ($\sim 0.01\%$) внутри дебаевской сферы кажется вполне достаточной для наблюдения эффекта частичной когерентности. Однако данный анализ не учитывает быстрого изменения радиуса Дебая, поскольку электроны быстро охлаждаются. При температуре окружающей среды $T_e = 10^3$ К дебаевский радиус $\lambda_D \approx 0.3$ мм и в объёме сферы Дебая будет содержаться около 10^5 электронов, что соответствует коэффициенту корреляции только в 1 %. В связи с этим авторы [62] отмечают, что любой прогноз с помощью простых моделей требует учёта динамики охлаждения.

В результате анализа законов подобия характеристик излучения показано, что частичную когерентную эмиссию, наблюдавшуюся в SLAC-эксперименте, можно масштабировать линейно по отношению к энергии ливня (как следовало бы ожидать при отсутствии когерентности). Тогда порог детектирования на расстоянии 10 км в эксперименте AMBER (см. раздел 2.6.3) будет равняться приблизительно 8×10^{18} эВ. Если подобие квадратично по отношению к энергии, то порог будет ниже — 1.6×10^{18} эВ. При энергии ливня, близкой к пределу ГЗК (5×10^{19} эВ), расстояние, соответствующее порогу, составит 20 км при линейном масштабировании и 200 км при квадратичном, причём влияние кривизны Земли и ослабление излучения в атмосфере в приведённых выше оценках авторами [62] не учитывались.

В заключение отмечено [62], что если возлагаемые надежды на MBR оправдаются, то это, в частности, означает возможность круглосуточного наблюдения при отсутствии связанных с неблагоприятной погодой недостатков, ограничивающих циклы "чистого" времени. Детектирование ШАЛ с помощью MBR имеет такие же перспективы, как и метод оптической флуоресценции, связанный с возбуждением молекул азота потоком быстрых частиц. Однако наблюдение MBR от ШАЛ может проводиться 24 ч в сутки, и, кроме того, в области микроволновых диапазонов 3,7–4,2 ГГц и 10,7–12,7 ГГц ослабление интенсивности излучения из-за атмосферного загрязнения или наличия облаков практически отсутствует. Даже сильный дождь приводит к ослаблению менее чем на 1 дБ при наблюдении под углом возвышения 30° .

2.6.3. Установка AMBER для детектирования ШАЛ. Обнаруженное в экспериментах на ускорителе значительное превышение минимальной величины интенсивности микроволновой эмиссии от атмосферных ливней над ожидаемой стимулировало разработку прототипа устройства, которое могло бы быть использовано для детектирования космических частиц высокой энергии. Прототип такой установки состоит из компьютера и системы сбора данных RaBID (Radio Bremsstrahlung Impulse Detector). Система, включающая в себя прототип RaBID, называемая далее AMBER (Air shower Microwave Bremsstrahlung Experimental Radiometer), была построена на крыше центрального здания Гавай-

ского университета (Гонолулу) и начала функционировать в 2005 году [62].

Система AMBER состоит из двухдиапазонного (С и К) с двойной поляризацией антенного массива, расположенного на расстоянии 1,8 м от центра параболической "тарелки". Массив сформирован в форме ромба таким образом, что каждый облучатель находится на угловом расстоянии $\approx 5,2^\circ$ от своего ближайшего соседа. Сигналы выходят из каждого облучателя по четырём каналам, затем они усиливаются и преобразуются вниз по частоте в блоках с низким уровнем шума (Low Noise Block downconverter, LNB) и поступают далее через коаксиальный кабель в модуль RaBID.

Сбор данных начался в середине 2005 г. и продолжался в течение восьми месяцев. Значительная часть данных, записанная при стабильной погоде, была затем проанализирована на предмет соответствия ожидаемым радиоимпульсам из атмосферных ливней. Существенным недостатком в системе AMBER являлось отсутствие наземного детектора частиц для подтверждения соответствия истинным событиям. Эта неопределенность требовала модернизации системы наблюдения, и впоследствии установка AMBER была объединена с детекторами частиц другого типа.

2.6.4. Исследование микроволнового излучения в модельном эксперименте MAYBE (Microwave Air Yield Beam Experiment). В работе [65] представлены результаты измерений микроволнового излучения от плазмы воздуха, произведенной электронным пучком на ускорителе электронов Van de Graafa Аргоннской национальной лаборатории. Энергия электронов в этом пучке не превышала 3 МэВ. Авторы полагают, что когерентное черенковское радиоизлучение (т.е. основной фон в предыдущем эксперименте [62]) теперь будет отсутствовать и это упростит интерпретацию данных. Другими словами, относительная скорость электронов $\beta = v/c$ при такой энергии оказывается слишком малой и не удовлетворяет соотношению $1 - \beta n \cos \theta = 0$. Радиоэмиссия исследовалась в широком диапазоне частот, от 3 до 12 ГГц. Длительность импульса электронов могла изменяться от 5 нс до 1 мс. Поток электронов и частота следования подбирались так, чтобы генерировать бани, содержащие 10^{10} – 10^{13} электронов. Поперечный размер луча не превышал ≈ 5 мм, а толщина дюралюминиевого выходного окна в конце лучевой трубы составляла 0,002 дюйма. В выходном окне лучевой трубы была установлена катушка датчика для измерения тока в импульсе.

Луч входил в медную безэховую камеру Фарадея объёмом около 1 м^3 , заполненную воздухом. Внутренняя поверхность камеры была покрыта пирамидальными поглотителями, которые обеспечивали подавление на 30 дБ при нормальном падении волны для частот выше 1 ГГц. Электронный пучок попадал в камеру через открытое отверстие диаметром 3 см. Переходное излучение, вызванное дюралюминиевым окном и входным отверстием камеры, могло быть источником фона, и это было принято во внимание.

В камере были установлены три различных радиоприёмника, регистрирующих микроволновую эмиссию в широком частотном спектре. Первый приёмник с С-диапазоном (3,4–4,2 ГГц) и второй с К-диапазоном (12,2–12,7 ГГц) были предварительно откалиброваны в лаборатории. Третий приёмник был оснащён логопериодиче-

ской антенной с полосой частот 0,85–26,5 ГГц. Все антенны располагались на одинаковом расстоянии, 0,5 м, от электронного пучка в плоскости, перпендикулярной его направлению. Для контроля внешнего излучения использовались дополнительные радиоприёмники с С- и Ки-диапазоном и низкочастотный радиоприёмник (0,7–2,4 ГГц), которые устанавливались за пределами камеры вблизи выхода луча. Сигналы от всех антенн передавались в центр управления через 14-метровый коаксиальный кабель.

Одна из целей эксперимента — найти зависимость мощности радиосигнала от энергии пучка электронов, т.е. от количества электронов в луче. Для этого ток в луче изменялся в пределах от ≈ 5 мкА до 30 мкА (это соответствует изменению заряда от 0,5 до 3 мкКл на импульс). Результаты как для С-диапазона, так и для диапазона логопериодических антенн, находящихся в камере, усреднялись по группе из 100 треков для двух видов поляризации. Предварительные результаты указали на линейную зависимость излучаемой мощности от энергии луча и на разницу между поляризациями $\approx 30\%$ для С-диапазона и $\approx 60\%$ для низкочастотных диапазонов. Это различие, как считают авторы [65], могло быть следствием присутствия или других процессов с различными степенями поляризации, или эффектов ближнего поля (расстояние от антенн до пучка сравнимо с размером системы излучения).

Для того чтобы выяснить происхождение зарегистрированного излучения, был выполнен другой опыт, в котором отверстие входа покрывалось тонкой алюминиевой фольгой, чтобы блокировать возможный вклад излучения извне. Никакого значительного уменьшения вклада в энергию пучка из-за установления дополнительного слоя не произошло, и никаких значительных изменений в определяемой зависимости также не было обнаружено. Этот результат может указывать на то, что измеренный сигнал на самом деле произведен в камере.

Данный вывод принципиально отличается от предыдущих результатов, согласно которым мощность излучения квадратично зависит от количества электронов. Полученный результат фактически означает отсутствие когерентности в рассматриваемом опыте.

2.6.5. Эксперимент CROME и его первые результаты. Эксперимент CROME (Cosmic-Ray Observation via Microwave Emission) был поставлен с целью обнаружения СВЧ-сигнала, вызванного молекулярно-тормозным излучением в ШАЛ [66]. По сути, эксперимент CROME являлся продолжением ранее начатых исследований (например, [62]), но на более высоком уровне. Повышение качественного уровня исследований было обусловлено, прежде всего, тем, что, наряду с установками для регистрации радиоимпульса, использовался детектор частиц KASCADE-Grande, с помощью которого можно успешно идентифицировать события. 12 сцинтилляционных станций в центре детектора KASCADE-Grande обеспечивали запуск радиосистемы с частотой несколько сотен событий в сутки. Область на поверхности детектора, внутри которой можно было реконструировать ливни, т.е. определять энергию, направление оси и, возможно, другие параметры, имела площадь 2×10^5 м².

В системе регистрации радиоимпульсов использовались четыре антенны. Одна из антенн имеет вид тарелки диаметром 2,3 м для диапазона 1–1,8 ГГц, две антенны

— тарелки диаметром 3,4 м для диапазона 3,4–4,2 ГГц и четвёртая антenna — тарелка диаметром 0,9 м для диапазона 10,7–11,7 ГГц. В целом, это антенны с узкой диаграммой направленности, например тарелка для диапазона 3,4–4,2 ГГц имеет угловую ширину диаграммы, равную приблизительно 1,6°. В области фокуса находятся усилитель с низким уровнем шума и преобразователь сигнала со смещением спектра вниз.

Для измерения огибающей сигнала постоянная времени детектора устанавливалась равной 4 нс. Все каналы записывают информацию во временному окне 10 мкс до и после запуска, выполняемого детектором частиц KASCADE-Grande. Особое внимание удалено времени синхронизации CROME и KASCADE-Grande, так как длительность радиосигнала для вертикальных ливней ожидается не более 20 нс.

Детектор частиц KASCADE-Grande определяет атмосферные ливни с энергией в интервале $10^{15.5}$ – 10^{18} эВ, включающем в себя энергию $3,4 \times 10^{17}$ эВ, при которой были выполнены эксперименты на ускорителе [62]. Частота событий в среднем составляла один ливень в сутки с энергией выше 10^{17} эВ [67].

Антенны не имеют астрономической платформы и удерживаются в неподвижном положении. Поэтому был разработан летящий радиоисточник для измерения чувствительности и определения диаграммы антенн. Радиопередатчик устанавливался на удалённый вертолёт с GPS-блоком для точного измерения положения. Двухэлементная антenna Яги (Yagi) с односторонним главным лепестком диаграммы (что соответствует усилению $\approx 4,1$ дБ) и высоким ослаблением назад – вперёд, чтобы избежать отражения от вертолёта (-10 дБ), использовалась как передающая антenna. Максимальная мощность, генерируемая передатчиком, величиной 6 мВт покрывала частотный диапазон от 2970 до 3950 МГц. Шесть режимов работы с различными характеристиками модуляции могли запускаться внешним или внутренним источником с частотой 3 Гц. Таким образом были получены предварительные результаты в промежуточной зоне (т.е. между ближней и дальней зонами излучения) для всей системы CROME.

Комплекс CROME начал получать данные с сентября 2010 г. Первоначальная конфигурация С-диапазона была расширена от единственной антенны с четырьмя приёмниками до двух антенн с 18 приёмниками. Вторая антenna была установлена в апреле 2011 г. Кроме установки новых приёмников и электронных устройств для сбора данных, было сделано несколько важных дополнений в процессе последующих измерений, в частности установлен полосовой фильтр для подавления сигналов самолётных радиолокаторов.

За 170 сут записано и реконструировано 79 ливней с энергией более 5×10^{16} эВ. Каждый из ливней был зарегистрирован хотя бы одним радиоприёмником в С-диапазоне. Один из ливней имел энергию $7,9 \times 10^{17}$ эВ, зенитный угол 10,5° и расстояние между своей осью и антенной 159 м. В целом, авторы [66] считают, что эксперимент прошёл успешно и набор событий должен продолжаться.

2.6.6. Наблюдение поляризованной микроволновой эмиссии в эксперименте CROME. В работах [68, 69] (которые фактически являются продолжением [67]) сообщается о первом прямом измерении основных характеристик

микроволнового радиоизлучения ШАЛ. Синхронизация сигналов от микроволновых антенн CROME обеспечивалась детектором частиц KASCADE-Grande.

Были проанализированы все события, которые можно было реконструировать с помощью детектора KASCADE-Grande. Из этих событий выбраны ливни, пересекающие поле зрения по крайней мере одного приёмника CROME (примерно 5,5 ливней с энергией выше 3×10^{16} эВ в сутки), для которых допускался конус с полушириной 2° . Предполагаемое время поступления СВЧ-сигнала от каждого атмосферного ливня было рассчитано на основе данных о геометрической реконструкции ливня с учётом зависимости коэффициента преломления от высоты. Типичная неопределенность времени прибытия радиосигнала составляла около 50 нс. Напряжённость поля радиошумов в расчётом временном окне относительно среднего уровня шума измерялась каждые 20 мкс.

После отбора событий с амплитудой импульса более 8 дБ (выше среднего уровня шума) и энергией более 3×10^{16} эВ осталось 35 ливней с СВЧ-радиосигналами. Два из этих ливней произвели сигнал выше порогового уровня в двух микроволновых приёмниках в ожидаемое время. Число случайных импульсов с амплитудой более 8 дБ оценено как $7,1 \pm 1,6$.

Продолжительность микроволновых сигналов в среднем составляла около 10 нс. На основании геометрии ливня и поля зрения соответствующих приёмников сделан вывод, что большинство сигналов было произведено с высот, близких к характерному положению максимума ливня (как правило, 4 км над землёй).

Наиболее важный вывод из этой серии экспериментов заключается в следующем. Пространственные и угловые распределения микроволновых сигналов близки к характерным для черенковского светового излучения. Собранная информация о поляризации несовместима с гипотезой неполяризованных сигналов на уровне 5σ . Сравнение с результатами CoREAS-моделирования показало, что полученные данные качественно хорошо согласуются с расширением частотного диапазона известных процессов радиоизлучений от частот в несколько десятков МГц до гигагерцевого диапазона вследствие временного сжатия сигнала. Авторы [68] пришли к выводу о том, что измерения, соответствующие когерентному процессу излучения, являются преобладающими в эмиссионной области, близкой к максимуму ливня.

С мая 2011 г. по январь 2012 г. в эксперименте CROME было отобрано 12 событий, которые по времени совпадали с моментом прихода ливня, определяемым детектором частиц KASCADE-Grande [69]. Длительность радиоимпульсов не превышала нескольких на-носекунд. Характерно, что радиосигнал от ливня обычно обнаруживался только в одном канале. По мнению авторов [69], это исключает действие большинства источников радиопомех, находящихся за пределами установки. Все 12 зарегистрированных сигналов имеют общие характеристики, а именно:

- длительность наблюдаемого сигнала менее 10 нс;
- энергетический порог детектирования событий $10^{16.5}$ эВ;
- угол между восстановленной осью ливня и оптической осью приёмных антенн очень мал для всех ливней;
- расстояния между осью ливня и антенной составляют 80–150 м;

2*

— обнаружены события с произвольными углами поляризаций относительно направления восток – запад. Никакого преимущественного направления поляризации поля в пределах доступной статистики не выявлено.

Исходя из полученных данных авторы [69] считают возможными механизмы радиоэмиссии следующие:

- 1) когерентное излучение вследствие изменяющегося во времени избытка заряда в атмосферном ливне;
- 2) некогерентное излучение отдельных заряженных частиц ливня;
- 3) когерентное излучение, вызванное поперечным током электронов и позитронов в магнитном поле Земли;
- 4) молекулярное тормозное излучение;
- 5) радиоволны от внешних источников, отражённые от ливня.

2.6.7. Исследование микроволновой эмиссии в эксперименте MIDAS. В работе [70], связанной с поиском механизмов излучения атмосферных ливней на сверхвысоких частотах, представлен начальный этап исследования микроволновой эмиссии в эксперименте MIDAS (Microwave Detection of Air Showers). Для регистрации СВЧ-радиоимпульсов, производимых атмосферными ливнями, в Чикагском университете установлен параболический отражатель диаметром 4,5 м, оснащённый 53-пиксельным (элемент чувствительной матрицы) приёмником для С-диапазона ($3,4$ – $4,2$ ГГц) с низким уровнем шума. Поле зрения всей системы составляет приблизительно 20° – 10° , средняя шумовая температура системы 60 К. Каждый сигнал пикселя проходит через полосовой фильтр, который вырезает большую часть антропогенного шума, а затем оцифровывается. Чувствительность детектора MIDAS была оценена моделированием методом Монте-Карло с учётом всех характеристик антенн. Причём параметризация плотности потока электромагнитной энергии представлялась выражением [63]

$$I_f = I_{f, \text{ref}} \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{d}{R} \right)^2 \left(\frac{N}{N_{\text{ref}}} \right)^\alpha,$$

где $I_{f, \text{ref}}$ — плотность потока на расстоянии $d = 0,5$ м от ливня с энергией $E_{\text{ref}} = 3,36 \times 10^{17}$ эВ, R — расстояние между детектором и сегментом ШАЛ, ρ/ρ_0 — относительная плотность атмосферы на высоте сегмента ШАЛ (относительно уровня моря), N — число частиц в ливне, N_{ref} — среднее число частиц в максимуме ливня для протона с первоначальной энергией E_{ref} .

Величины N и N_{ref} даны в работе [71]. Параметр α характеризует феноменологическую когерентность микроволновой эмиссии ШАЛ. Относительно величины параметра α определённого прогноза нет, и он может принимать любое значение от $\alpha = 1$ (некогерентная эмиссия) до $\alpha = 2$ (полностью когерентная эмиссия). Если принять спектральную плотность потока излучения равной $I_{f, \text{ref}}^0 = 1,85 \times 10^{-15}$ Вт м^{-2} Гц $^{-1}$ и наличие полной когерентности при максимуме ливня, т.е. положить $\alpha = 2$, то, как следует из лабораторных измерений [63], детектор MIDAS должен обнаружить несколько десятков очень отчётливых событий за месяц. Более подробно используемый подход к детектированию СВЧ-излучения атмосферных ливней описан в [72].

Детектор MIDAS работал в течение нескольких месяцев в 2011 г. при различных условиях антропогенного

шума. Для того чтобы гарантировать условия стабильности данных, был ограничен поиск кандидатов в реальные события выбором данных со средней частотой запуска менее чем 0,7 Гц. Это требование отсекает данные, полученные в периоды с особенно шумными условиями. Конечная выборка данных содержит $1,1 \times 10^6$ событий, собранных в течение 61 сут "живого" времени. Было оценено, что только ≈ 1600 событий соответствуют случайным совпадениям от шумовых флюктуаций. Это указывало на то, что радиосигналы в выборках данных доминировали над антропогенным шумом.

Несмотря на тщательные поиски, никаких кандидатов, свидетельствующих о происхождении радиоимпульса из атмосферных ливней, обнаружено не было. Получены пределы потока энергии в диапазоне СВЧ и степени когерентности микроволновой эмиссии из ШАЛ. В частности, авторами [70] полностью исключена квадратичная зависимость амплитуды сигнала от энергии ливня, полученная ранее в работе [62].

Авторы [70] приходят к выводу, что результат, свидетельствующий об отсутствии квадратичной зависимости амплитуды сигнала от энергии ливня, имеет большое значение, в частности, с точки зрения направления развития микроволнового детектирования космических частиц сверхвысокой энергии, указывая на более высокий энергетический порог обнаружения (или потребность в большей антенне), чем до сих пор считалось. Отмечено также, что установленные пределы относятся к любому микроволновому механизму эмиссии, производящему изотропное излучение, которое можно обнаружить с любого направления на больших расстояниях, как в методике детектирования ливней с помощью флуоресценции.

2.6.8. Исследование СВЧ-излучения от широких атмосферных ливней Обсерваторией Оже. Как известно, Обсерватория Пьера Оже на сегодня является самым большим детектором космических частиц сверхвысокой энергии. Основная доля событий регистрируется поверхностными детекторами, размещёнными на площади около 3×10^3 км². Кроме того, обсерватория оснащена флуоресцентными детекторами, которые регистрируют оптическое излучение от возбуждённых атомов азота при распространении ливня в атмосфере Земли. Одновременная регистрация событий детекторами обоих типов представляется исключительно важной, поскольку в этом случае характеристика частицы оказывается максимально полной. Однако флуоресцентный детектор работает только в безлунные и безоблачные ночи, поэтому эффективность его работы не превышает 10 %. Этот факт стимулировал продолжение разработок альтернативных детекторов для установки их на территории Обсерватории Пьера Оже. В частности, уже давно работает программа исследования возможности детектирования атмосферных ливней по радиоизлучению в мегагерцевом диапазоне частот.

В последние годы появился ряд сообщений об излучении атмосферного ливня в СВЧ-диапазоне. Это стимулировало принятие в Обсерватории Оже программы, направленной на выяснение перспектив детектирования космических лучей по СВЧ-излучению [73, 74]. В районе обсерватории будут проводиться три различных эксперимента. Цель каждого из них — обнаружение микроволнового радиосигнала, совпадающего по времени с

событием, регистрируемым поверхностным и/или флуоресцентным детекторами.

Два из этих экспериментов, AMBER (см. раздел 2.6.3) и EASIER (Extensive Air Shower Identification using Electron Radiometer), уже запущены и действуют на совпадения с поверхностным детектором Auger. Установка MIDAS (см. раздел 2.6.7), которая работала в Чикаго в течение нескольких месяцев, впоследствии была перенесена в район Маларгуэ (Malargüe) (часть Обсерватории Оже [73]). Установки AMBER и MIDAS представляют собой частичное воплощение концепции будущего комплексного детектора — телескопа, предназначенного для отдалённого наблюдения продольного развития ливня.

В то время как AMBER должен работать в паре с поверхностным детектором, MIDAS имеет систему запуска, связанную с триггером флуоресцентного детектора. Эксперимент EASIER запланирован как дополнение к измерениям на поверхностном детекторе. Блоки EASIER смонтированы в водные баки установки Auger в виде вспомогательного радиодетектора, интегрированного с электронными системами бака и системой получения данных. Все эксперименты проводятся в расширенном С-диапазоне, т.е. между частотами 3,4 и 4,2 ГГц, которые зарезервированы для приёма широковещательного спутникового телевидения.

Радиотелескоп AMBER оснащён параболическим зеркалом диаметром 2,5 м, которое отображает участок неба $7^\circ \times 7^\circ$ в камеру, состоящую из 16 пикселей. Четыре центральных пикселя являются двукратно поляризованными рупорными облучателями для С-диапазона и К-диапазона (10,9–14,5 ГГц), а 12 внешних (т.е. окружающих внутренние) пикселей — однократно поляризованными рупорными облучателями для С-диапазона.

Для калибровки AMBER облучатели погружались в ванну с жидким азотом. Вклад антенн в температуру шума измерялся откалиброванным малошумящим блоком. Комбинированная температура шума системы в С-диапазоне колеблется от 45 К для внешних пикселей до 65 К для внутренних. AMBER установлен рядом с флуоресцентным телескопом для изучения сильно наклонных ливней с большой энергией. Пуск радиотелескопа AMBER начат в 2011 г. С этого времени несколько раз было произведено сканирование Солнца и Крабовидной Туманности для подтверждения абсолютной калибровки всей системы.

Установка EASIER — это альтернативный проект радиотелескопа, дополняющего Auger и MIDAS. Каждый бак поверхностного детектора Auger оснащён радиоприёмником с широким (около 60°) полем зрения. Приёмные антенны, используемые в EASIER, имеют небольшую эффективную площадь, около 3×10^{-3} м². Однако их небольшая площадь компенсируется близким расстоянием к ливню (порядка 1 км, в отличие от 5 или 10 км в случае телескопа) и сжатием времени прибытия сигнала, когда ливень будет виден под малым углом к своей оси (этот релятивистский эффект может в несколько десятков раз увеличить сигнал). Баки оборудованы установленными на верху 3-метровой мачты малошумящими блоками, ориентированными в направлении зенита. Кроме проведения СВЧ-измерений запланирована работа в мегагерцевом диапазоне. Для расширения полосы рабочих частот антенны мегагерцевого диапазона выполнены из толстых активных диполей (как в детекторе CODALEMA), а дополнительные фильтры,

подключённые к выходам антенн, ограничивают рабочую полосу частот до 30–70 МГц.

В первой фазе проект EASIER состоял из семи измерительных баков (центральный бак, окружённый остальными баками, расположенные в виде шестиугольника), развёрнутых в апреле 2011 г. Этот единственный измерительный шестиугольник дал первое подтверждение СВЧ-эмиссии из атмосферных ливней. Для того чтобы значительно улучшить статистику, в апреле 2012 г. были запущены 54 дополнительных бака. При такой модернизации EASIER ожидается регистрация около одного события в месяц.

MIDAS был разработан как прототип флуоресцентного радиодетектора (radio-FD), т.е. как радиотелескоп, способный наблюдать продольный профиль ливня и запускаться от гигагерцевых сигналов ШАЛ. Первый вариант MIDAS, который был установлен в Чикагском университете, имел 4,5-метровую параболическую антенну и 53-канальные камеры.

Запланировано, что MIDAS возобновит работу в Обсерватории Оже с 5-метровой параболической антенной, установленной около флуоресцентного детектора в Лос Леонесе (Los Leones) (район Обсерватории Оже).

FDWave (Fluorescence Detector Wave system) — проект микроволнового радиотелескопа, который будет обладать значительным преимуществом перед другими инфраструктурами в Обсерватории Оже. Интеграция микроволновых детекторов с детектором частиц Auger будет выполнена посредством установления на флуоресцентном детекторе в Лос Леонесе 264 СВЧ-антенны вместо светочувствительных пикселей.

Для этого оптика флуоресцентного детектора была тщательно исследована, а затем использована в качестве антенн на СВЧ-частотах. Сферические зеркала (радиус кривизны $\approx 3,4$ м) станции Лос Леонес, выполненные из алюминия, легко отражают электромагнитные волны. Сферическая фокальная поверхность имеет радиус кривизны $\approx 1,7$ м. Детекторы установлены в отверстиях алюминиевого тела камеры. Геометрия камеры устанавливает ограничение на нижнюю детектируемую частоту, не позволяя использовать облучатель с частотой ниже 9 ГГц. Эта минимальная частота очень близка к полосе Ки-диапазона.

В целом, усиление телескопа составляет ≈ 44 дБи, а эффективная площадь тарелки — примерно $1,35 \text{ м}^2$. Телескоп с такими параметрами должен обеспечить подтверждение микроволновой эмиссии с квадратичной зависимостью амплитуды сигнала для атмосферных ливней с энергией выше 3 ЭэВ.

2.6.9. Экспериментальное исследование микроволнового излучения, вызванного прохождением пучка электронов с энергией 95 кэВ через воздух. Одним из факторов, влияющих на точность результатов исследования СВЧ-эмиссии от пучков частиц высокой энергии, является надёжность защиты от излучения, обусловленного взаимодействием пучка электронов с элементами лабораторной установки, например от черенковского или переходного излучения, вызванного прохождением заряженных частиц через воздух или детали конструкции.

С этой целью авторы [75] исследовали микроволновую эмиссию, вызываемую пучком низкоэнергетических электронов (95 кэВ). При такой энергии черенковское излучение может иметь место только в среде с показате-

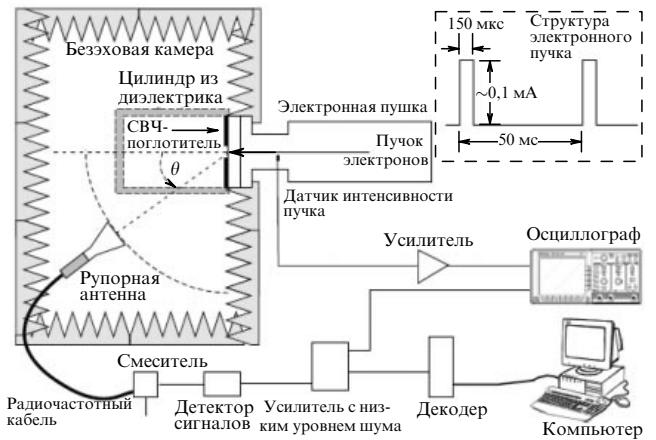


Рис. 8. Схематический вид экспериментальной установки. В правом верхнем углу рисунка показана временная структура электронного пучка. Датчик интенсивности пучка контролирует число частиц в импульсе. Из цилиндрического сосуда воздух может быть удален. Рупорная антenna перемещается вдоль окружности так, что главный лепесток диаграммы направленности проходит через алмазное окно электронной пушки.

лем преломления $n \geq 2$. Основной недостаток эксперимента состоял в относительно малой интенсивности исследуемого излучения. Однако этот недостаток компенсировался многократным накоплением сигнала. Для того чтобы получить достаточно большое отношение сигнал/шум, требовалось усреднение по меньшей мере по 10^4 импульсам. В таких условиях чувствительность установки составляла величину порядка 10^{-16} Вт.

Наблюдение проводилось в Ки-диапазоне (10,95–11,7 ГГц) на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 8. Электростатическая пушка ускоряла электроны вплоть до кинетической энергии 95 кэВ в импульсе длительностью 150 мкс. Электроны выходили из пушки в воздух через алмазное окно толщиной 20 мкм. Количество электронов в импульсе контролировалось измерением тока с помощью петли связи, вынесенной за пределы электронной пушки. Камера, через которую проходил пучок электронов, внутри была покрыта поглотителем во избежание появления эха. Радиосигнал принимался рупорной антенной с усилением 20 дБ. В антенну был встроен блок с низкошумящим усилителем (LNB) и генератор электрических колебаний с частотой 10 ГГц. Генератор использовался для калибровки всего приёмного тракта. Для построения пространственной диаграммы излучения рупор мог передвигаться так, что в любом положении направление главного лепестка диаграммы проходило через центр выходного отверстия электронной пушки.

Цель исследования заключалась в определении вида зависимости интенсивности микроволновой эмиссии от количества электронов в одном импульсе, т.е. фактически от силы тока. Если указанная зависимость строго линейна, то, значит, излучение, вызванное торможением электронов при столкновениях с нейтральными атомами, является некогерентным. При квадратичной зависимости реализуется когерентное излучение.

Для того чтобы убедиться в том, что причиной СВЧ-излучения действительно являются электрон-атомные столкновения, воздух из цилиндрического сосуда (на рис. 8 обозначенного как цилиндр из диэлектрика)

удалялся. При этом сигнал из антенны пропадал. Такой же эффект вызывало установление толстой перегородки на выходном отверстии электронной пушки.

Результаты эксперимента показали, что зависимость интенсивности от тока в пучке линейная, т.е. излучение некогерентное. Посредством применения антенн разных полярностей было установлено, что излучение является неполяризованным и имеет чётно выраженную диаграмму излучения вдоль оси пучка по направлению скорости.

Численный расчёт методом Монте-Карло с экстраполяцией в область высоких энергий электромагнитных ливней показал, что доля излучённой энергии (в рассматриваемом диапазоне частот) составляет $0,9 \times 10^{-13}$ от энергии ливня. Главный лепесток угловой диаграммы распределения излучения, который направлен вдоль вектора скорости электронов, при больших энергиях становится очень узким. Например, при энергии ливня 1 ГэВ основная доля эмиссии сосредоточена внутри угла 10° по отношению к начальному направлению траектории. Тот же расчёт показал, что ливень с энергией 5×10^{18} эВ излучит энергию $\epsilon_{MW} = 7 \times 10^{-14}$ Дж, и если для приёма радиоизлучения применить антенну радиусом 10 м, то для реализации отношения сигнал/шум (Signal-to-Noise Ratio, SNR), равного 10, шумовая температура системы не должна превышать $T \leq 1$ К. В реальных системах шумовая температура приблизительно на два порядка больше, в чём авторы [75] видят основную причину неудачных попыток регистрации СВЧ-излучения от ШАЛ.

2.7. Эксперимент Tunka-Rex

Изучение ШАЛ в районе Тункинской долины было начато ещё в 1993 г., и уже в 1995 г. с помощью уникальных оптических гибридных фотоприёмников "Квазар-370" были получены первые интересные результаты по спектру космических лучей.

Установка "Тунка-133", запущенная в 2009 г., в настоящее время собирает данные со 175 детекторов, расположенных на площади 3 км². Эта крупнейшая в мире установка такого типа предназначена для изучения спектра и состава космических лучей по черенковскому излучению от заряженных частиц ШАЛ в области энергий $10^{16} - 10^{18}$ эВ.

Исследования на установке "Тунка-133" были настолько успешными, что в 2012 г. было принято решение начать строительство ещё более грандиозной установки — "Тунка" — HiSCORE (HiSCORE — Hundred Square-km Cosmic Origin Explorer). Это будет очень высокочувствительная установка (с низким порогом по энергии) с лучшей точностью определения направления первичной частицы, что позволит отделить гамма-кванты от потока заряженных частиц космических лучей. Первая очередь установки (2014 г.) содержит 25 детекторов на площади 1 км². К 2016 г., когда установка должна заработать на полную мощность, число детекторов будет доведено до 100 на территории более 10 км². В дальнейшем предполагается увеличить общую площадь установки до 100 км².

В полевых работах по модернизации и запуску экспериментальных установок "Тунка-133" и "Тунка" — HiSCORE принимали участие Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скobel'цына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (МГУ), Научно-исследовательский институт

прикладной физики Иркутского государственного университета, Институт ядерных исследований РАН, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, а также Технологический институт Карлсруэ, Исследовательский центр по физике частиц (DESY) (Германия), Институт общей физики им. А. Авогадро Туринского университета, Национальный институт ядерной физики (Италия), Канзасский университет (США).

Электронная система сбора данных установки "Тунка-133" одновременно записывает сигналы 25 радиоантенн установки Tunka-Rex, разворачивание которой завершено экспериментальной группой из Технологического института Карлсруэ. В эксперименте Tunka-Rex исследуются различные характеристики радиоизлучения от ШАЛ. Предполагается, что впоследствии эти результаты будут использованы для создания гигантской установки, превосходящей по площади все созданные до сих пор установки.

Tunka-Rex с 20 антennами начала работать осенью 2012 г., и за относительно небольшой промежуток времени были зарегистрированы радиоимпульсы, которые однозначно указывали на своё происхождение из атмосферных ливней [76].

Основной целью эксперимента является получение ответа на вопрос относительно точности определения энергии атмосферного ливня и глубины его максимума X_{max} при измерениях на установке Tunka-Rex. С этой целью комплекс Tunka-Rex был построен в месте расположения массива фотоумножителей Tunka-133, измеряющего черенковское свечение в атмосферных ливнях. Данные обоих детекторов для одного события записывались одновременно, что позволяло проводить перекрёстную калибровку обоих методов. Другими словами, можно было протестировать чувствительность радиоизмерений энергии и X_{max} установкой Tunka-Rex, сопоставляя их с данными черенковского детектора.

Каждая из 20 антенн находится в центре кластера, состоящего из шести фотоумножителей, образующих правильный шестиугольник. Антенны связаны с локальной системой цифровой записи, находящейся в центре кластера, кабелями. Tunka-Rex, запускаемая фотоумножителями, записывает радиосигнал от атмосферных ливней в полосе частот 30–80 МГц, вне которой радиопомехи подавлены аналоговым полосовым фильтром. Это увеличивает отношение сигнал/шум и гарантирует, что методика восстановления сигнала не противоречит теореме Котельникова (частота дискретизации ≈ 200 МГц).

В состав каждого кластера входят две взаимно перпендикулярно ориентированные антенны, чувствительные к двум линейно независимым компонентам электрического поля. При наличии дополнительной информации о направлении прихода такие антенны позволяют восстановить все три его составляющие. Антенны находятся на расстоянии около 200 м друг от друга, и каждая из них представляет собой поляризованную короткую апериодическую нагруженную петлю (Short Aperiodic Loaded Loop Antenna — SALLA) с диаметром около 120 см [77]. Активная нагрузка величиной около 500 Ом расширяет рабочую полосу частот. В вертикальной плоскости диаграмма направленности представляет собой лепесток шириной около 150° на уровне 3 дБ. Такая антенна обладает отрицательным усилением порядка 10 дБ, но

шумовая температура системы (≈ 500 К) почти в 10 раз меньше галактических радиошумов на частоте 60 МГц, и дополнительное отрицательное усиление антенны не уменьшает отношения сигнал/шум.

В отличие от антенн большинства радиоэкспериментов по исследованию ШАЛ, антенны в Tunka-Rex ориентированы не вдоль северо-южного и восточно-западного направлений, а повёрнуты относительно них на 45° . Так как радиосигнал от атмосферных ливней преимущественно поляризован по восточно-западному направлению, в большинстве случаев он будет зарегистрирован в обоих радиоканалах. Таким образом, изменение общепринятой ориентации антенн является результатом компромисса между эффективностью и качеством реконструкции вблизи порогового значения амплитуды радиосигнала.

С октября 2012 г. по май 2013 г. в тёмные безлунные ночи была зарегистрирована только небольшая доля событий, которые совпадали с зарегистрированными чerenковским детектором и имели амплитуду, значительно превышающую среднеквадратичное значение импульсных радиопомех. Такая статистика обусловлена жёсткими критериями, определяющими принадлежность радиоимпульса к прохождению ШАЛ.

В целом, за эффективное время работы (392 ч) доля совпадающих событий содержала 49 событий с зенитными углами $\theta \leq 50^\circ$ и 82 события с $\theta \geq 50^\circ$. Согласно результатам некоторых экспериментов [78–82] параметр амплитуды бокового распределения связан с первичной энергией. Кроме того, ожидается, что наклон поперечного распределения амплитуд чувствителен к положению максимума ливня [19, 83]. Массив оптических детекторов может обеспечить достаточно надёжную оценку энергии и X_{\max} только для слабонаклонных ливней, поэтому такие события были использованы для перекрёстной калибровки радиоданных и чerenковских данных.

Для того чтобы проверить ожидаемую чувствительность измерений на Tunka-Rex к параметрам ливня, в частности к его энергии, было построено поперечное распределение амплитуд радиосигналов для 49 событий с $\theta \leq 50^\circ$. Расстояние от каждой из антенн до оси ливня определялось по данным от чerenковских детекторов, а затем находилась максимальная абсолютная величина вектора напряжённости электрического поля как функция этого расстояния.

После всестороннего анализа событий авторы [76] пришли к выводу о том, что природа радиоэмиссии ливней связана с наличием геомагнитного поля. В будущем они намереваются усовершенствовать методы реконструкции параметров ливня, чтобы сравнивать свои измерения с результатами моделирования и данными других экспериментов.

3. Физические модели радиоизлучения широкого атмосферного ливня

Несмотря на большие возможности современных высокоскоростных электронных систем, предназначенных для численного решения сложных математических задач, найти поле излучения ШАЛ с учётом всех эффектов, имеющих место при его распространении, достаточно сложно. Частично это связано с вероятностным характером взаимодействия высоконергетичных частиц

ливня с ядрами атомов, что в конечном итоге определяет свойства самого источника радиоизлучения, т.е. электронов и позитронов. Однако наличие огромного количества частиц в ливне позволяет успешно применять методы статистики.

В целом, оказывается возможным описать основные квантово-механические процессы в атмосферном ливне и определить необходимые данные для расчёта радиоизлучения, интенсивность которого, как известно, становится значительной только вблизи максимума ливня. Но и в окрестности максимума ливня описание электрических явлений с помощью законов электродинамики не менее сложно, чем описание квантово-механических процессов на различных стадиях ливня. Причина состоит в многообразии эффектов, ответственных за радиоизлучение. Кратко можно отметить следующее.

- При движении электрона (позитрона) с высокой энергией в некоторых средах имеет место чerenковское излучение. Интенсивность и энергетический спектр этого коллективного процесса зависят от наличия условий для когерентного излучения, что в свою очередь связано с геометрией ливня.

- В магнитном поле Земли электрон испытывает центростремительное ускорение, которое приводит к геомагнитному механизму радиоэмиссии.

- Вблизи поверхности Земли имеется градиент электрического потенциала порядка 100 В м^{-1} , который при незначительном изменении погодных условий может увеличиваться на несколько порядков, и тогда мощность так называемого геоэлектрического механизма излучения может превзойти мощность остальных механизмов.

- В ливне энергия электрона не остаётся постоянной, а постепенно уменьшается вследствие процессов ионизации и возбуждения молекул. Тот факт, что электрон при рождении получает энергию, а затем её теряет, обуславливает тормозной механизм излучения, который также должен быть учтён как коллективный процесс. Более подробные сведения об этих механизмах представлены в [5].

В принципе можно написать систему уравнений для нахождения поля излучения каждой частицы (электрона или позитрона) с учётом всех механизмов радиоэмиссии, а затем найти суммарное поле излучения всего ливня. Но вряд ли для решения такой задачи хватит человеческих и компьютерных ресурсов. Поэтому для описания поля излучения атмосферного ливня часто используют идеализированные модели, в которых рассматривается какой-то один доминирующий механизм радиоэмиссии с упрощённым математическим описанием геометрии ливня.

Понятно, что результат решения задачи в последнем случае зависит не только от правильно написанной программы для численного расчёта, но и в значительной степени от личного опыта исследователя. В свою очередь это означает, что при неудачном выборе модели имеется большая вероятность получить результат, далёкий от действительности.

В литературе рассматриваются два основных подхода к разработке модели радиоизлучения ШАЛ, которые грубо могут быть разделены на две категории: микроскопические и макроскопические. В микроскопическом подходе для получения амплитуды радиоимпульса ШАЛ суммируются поля излучения отдельных электро-

нов. Этот подход реализован в компьютерных программах REAS [84, 85] и ZHAireS [55]. В альтернативном — макроскопическом — подходе моделируется распределение плотности тока в ливне. Этот ток содержится в уравнениях Максвелла для описания излучаемого поля. Такой подход используется в программах MGMR [86, 87] и EVA [88].

Некоторое время назад микроскопический и макроскопический подходы показали значительное разногласие в результатах. Тем не менее авторы [89] считают, что после некоторых исправлений согласованность была достигнута (подробнее об этом см. в разделе 3.3).

3.1. Модель радиоизлучения поперечного тока широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли

Идея исследования ШАЛ посредством детектирования радиоимпульса, сопровождающего его распространение, обосновывалась образованием избыточных электронов в ливне вследствие аннигиляции позитронов. В работах [1, 2] было найдено, что мощность черенковского излучения такого избытка вполне достаточна для уверенной регистрации простейшими антеннами. Вскоре в работе [3] были представлены результаты теоретического исследования радиоэмиссии заряженных частиц ливня в магнитном поле Земли. Сравнительный анализ показал, что интенсивность геомагнитного механизма излучения существенно выше. Последующие эксперименты подтвердили эти выводы.

Сейчас идея радиодетектирования ливней вновь приобрела прежнее значение и этот метод рассматривается как очень полезное дополнение к традиционным методам. После публикации [3] прошло около 50 лет — достаточный срок для того, чтобы возникла потребность переосмыслить эту идею и попытаться получить результат на более высоком научном уровне.

Работа [90] является одной из первых, в которых вновь рассмотрена модель поперечного тока и представлены основные черты более поздних расчётов.

В [90] рассматривается каскадный ливень не в виде двух колец с противоположными зарядами, как полагалось в [3], а в виде выпуклого диска (т.е. как часть сферического слоя), что, разумеется, значительно ближе к реальному профилю. Поскольку когерентность излучения непосредственно зависит от геометрии ливня, авторы [90] в своей модели учитывают продольное и поперечное распределения зарядов в диске, однако кривизну диска в расчётах не принимают во внимание.

На рисунке 9 показан диск, движущийся вертикально вниз по направлению к началу координат в точке О. Вблизи центра ливня диск имеет характерную толщину в несколько метров и движется в магнитном поле Земли с относительной скоростью $\beta_s = v_s/c$. Сила Лоренца действует на заряженные частицы, вызывая ускорение в направлении оси x , перпендикулярном магнитному полю и оси ливня. В атмосфере Земли электроны и позитроны испытывают частые столкновения с имеющими относительно малые поперечные скорости молекулами воздуха, которые хаотично распределены по направлению и величине. Действие силы Лоренца и столкновительных процессов, согласно [90], приводит, в частности, к дрейфу заряженных частиц в направлении, перпендикулярном оси ливня, т.е. к равномерному движению вдоль оси x .

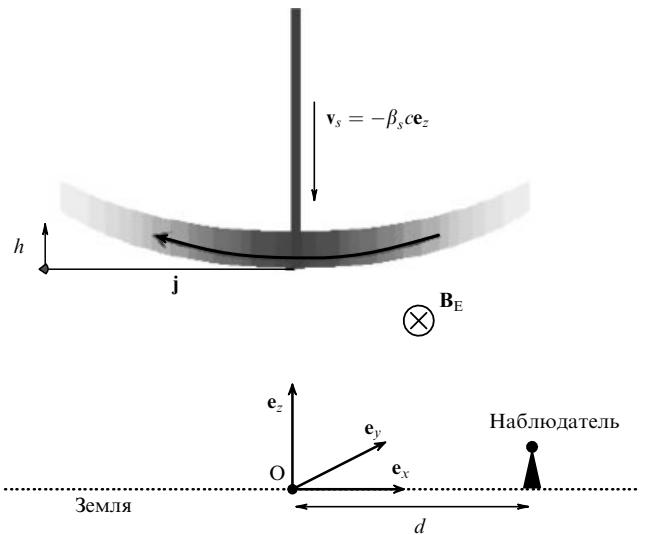


Рис. 9. Основные геометрические соотношения, использованные в [90]. Каскадный диск изображён в виде дугообразной затемнённой полосы. Глубина h отсчитывается от фронта диска, движущегося вертикально вниз со скоростью $v_s = -\beta_s c$. $\beta_s = v_s/c$ — относительная скорость. Наблюдатель находится на расстоянии d от начала координат с центром на поверхности Земли.

Здесь можно провести аналогию с тем, что происходит с электроном в металлическом проводнике. Если к концам проводника приложить разность потенциалов, то электроны подвергнутся воздействию электрического поля. Однако это воздействие будет компенсироваться столкновениями с атомами проводника (эквивалент силы трения), в результате чего постоянная скорость дрейфа электронов будет определять величину электрического тока. Электромагнитное излучение ливня, вызванное дрейфом электронов, связано именно с таким постоянным поперечным электрическим током, движущимся с большой скоростью в направлении Земли. Поскольку число заряженных частиц при развитии ливня относительно медленно изменяется, форма электромагнитного импульса определяется в основном изменением во времени величины дрейфового тока, а также эффектами запаздывающего времени.

Далее поле излучения как функция времени рассчитывается по стандартной схеме. Плотность заряженных частиц в зависимости от координат и времени выражается в виде

$$\rho_e(x, y, z, t) = \int N_e f_t(t) \rho_{NKG}(x, y) \rho_p(h) \delta(z + \beta_s c t + h) dh,$$

где N_e — максимальное число частиц в ливне, ρ_{NKG} — функция пространственного распределения зарядов, $\rho_p(h)$ — функция распределения частиц по толщине диска [91, 92]. Оба распределения нормированы на единицу, $\int \rho_{NKG}(x, y) dx dy = 1$, $\int \rho_p(h) dh = 1$. Общее количество заряженных частиц в определённое время t определяется произведением $N_e f_t(t)$, где $f_t(t)$ — некоторая функция, нормированная на единицу в максимуме. Отсчёт времени выбран так, что момент $t = 0$ соответствует положению ливня в начале координат $z = 0$, а до этого момента время отрицательно. Продольное развитие ливня параметризовано посредством параметра s — так называемого возраста ливня, являющегося функ-

цией глубины [93, 94]. Наличие δ -функции означает, что выражение для объёмной плотности отлично от нуля только при выполнении равенства $h = -(z + \beta_s c t)$, что удобно для последующих преобразований, поскольку не связано с необходимостью описания плотности зарядов.

Для того чтобы определить объёмную плотность тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = e\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)\rho(\mathbf{r}, t)$, должна быть известна скорость движения зарядов. Скорость зарядов имеет две составляющие: одна из них, $\mathbf{v}_s = c\mathbf{\beta}_s$, направлена по вертикали, а другая — поперечная составляющая \mathbf{v}_d — обусловлена дрейфом зарядов в магнитном поле Земли. Именно составляющую \mathbf{v}_d авторы [90] считают ответственной за излучение. Другими словами, если геомагнитное поле отсутствует, то отсутствует и поперечная составляющая скорости и остаётся только равномерное движение электронейтральной системы зарядов (здесь отрицательный избыток электронов не учитывается), которое не может вызвать излучения.

Для найденной плотности тока векторный потенциал может быть представлен в виде запаздывающих потенциалов Лиенара – Вихерта. При анализе полученного решения рассматривают два источника поля: статический диполь, образуемый зарядами, которые потеряли энергию и остановились, и диполь, движущийся со скоростью $\mathbf{v}_s = c\mathbf{\beta}_s$. Первый источник фактически создаёт кулоновское поле, и далее он не учитывается. Поскольку в движущемся диске под действием магнитного поля происходит разделение зарядов, второй источник поля представляет собой диполь с переменным током. Характерным интервалом времени для тока является время развития ливня. Движение диполя с почти световой скоростью сопровождается излучением радиоимпульса с наносекундной длительностью [95].

3.2. Модель радиоизлучения

совокупности токов, создаваемых отдельными электронами атмосферного ливня

Характерные черты модели, описывающей радиоизлучение, обусловленное совокупностью токов, создаваемых отдельными электронами ШАЛ, представлены в работах [96–98], где поле излучения атмосферного ливня находится посредством суммирования полей, создаваемых электрон-позитронными парами, движущимися по криволинейной траектории в магнитном поле Земли (так называемый микроскопический подход). В работе [98] представлено аналитическое решение задачи с использованием известных аппроксимаций для геометрии атмосферного ливня, а также подробно изложены основные положения, которые составляют основу микроскопического подхода к решению задачи о нахождении поля излучения атмосферного ливня в магнитном поле Земли.

Описывая поле излучения электрона (позитрона) в атмосферном ливне, авторы [98] исходят из формул, приведённых в монографии [99], в частности, для напряжённости электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ и энергии излучения I , приходящейся на единицу частоты и единицу телесного угла:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega e}{r} \frac{2\rho}{\sqrt{3\pi}c^2} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right) \exp \left[i \left(\frac{\omega r}{c} - \frac{\pi}{2} \right) \right] \times \\ \times (-\mathbf{e}_{||} i K_{2/3}(\xi) \pm \mathbf{e}_{\perp} \theta K_{1/3}(\xi)), \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{4e^2}{3\pi c^2} \left(\frac{\omega \rho}{c} \right)^2 \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \times \\ \times \left(K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\gamma^2 + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right), \quad (3.2)$$

$$\xi = \frac{\omega \rho}{3c} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^{3/2},$$

где ρ — радиус дуги, γ — лоренц-фактор электрона, θ — угол между направлением наблюдения и вектором скорости частицы, $c = 3 \times 10^{10}$ см s^{-1} — скорость света в вакууме, $e = 4,8 \times 10^{-10}$ (CGSE) — заряд электрона, $K_v(\xi)$ — модифицированные функции Бесселя. Радиус окружности ρ для релятивистской частицы с массой m и скоростью v , движущейся под углом α к линиям магнитной индукции B , выражается как $\rho = vymc/(eB \sin \alpha)$.

Далее производится когерентное сложение полей (3.1), причём предполагается, что для каждого электрона найдётся парный позитрон с одинаковой энергией, с таким же начальным направлением движения и общей начальной точкой. Для расчёта поля излучения используются известные геометрические аппроксимации атмосферного ливня: возраст ливня как функция его глубины, поперечное распределение плотности частиц (распределение Нишимуры – Каматы – Грейзена), длина продольного развития ливня. Распределение частиц по времени прибытия [100] использовано для аппроксимации кривизны и толщины переднего фронта ливня как функций радиального расстояния до оси. Поскольку интенсивность излучения зависит от кривизны траектории частицы, а кривизна траектории в свою очередь зависит от энергии частицы, для проведения расчётов должно быть известно распределение частиц в ливне по энергиям. Такая зависимость задаётся степенным законом

$$p(\gamma) = \left(\frac{\gamma}{\gamma_1} \right)^w \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{\gamma}{\gamma_1} \right)^{w-u} \right] \right\},$$

где $u = 1$, $w = -2$ и $\gamma_1 = 74,2$, пик которого соответствует значению гамма-фактора $\gamma_0 = 60$.

Для сложения полей траектория ливня разбивается на 16 интервалов по 450 м (радиационная длина на высоте 4 км). В работе [98] приводятся результаты многочисленных расчётов поля излучения в зависимости от вида геометрических аппроксимаций и расстояния до оси ливня. Например, представлена в графическом виде временная зависимость напряжённости электрического поля радиоимпульса в полосе частот 42,5–77,5 МГц, созданного ливнем с энергией $W = 10^{17}$ эВ, в точке пересечения оси с поверхностью Земли. Если максимальное значение напряжённости отнести к интервалу частот, то можно получить приблизительную оценку напряжённости в часто употребляемых единицах: $E \approx 42 \text{ мкВ} \text{ МГц}^{-1} \text{ м}^{-1}$, что приблизительно в четыре раза больше экспериментального значения [101].

Те же авторы [98] в работе [102] представили результаты расчёта методом Монте-Карло напряжённости поля геомагнитного механизма излучения в зависимости от времени. В [102] вместо выражения (3.1) для поля, вызванного отдельным зарядом, используется классическая формула для напряжённости поля произвольно движущегося точечного заряда с учётом собственного

запаздывания:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = e \frac{\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}}{\gamma^2 (1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R^2} + \frac{e}{c} \frac{\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \boldsymbol{\beta}]}{(1 - \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{n})^3 R}, \quad (3.3)$$

где e — заряд частицы, $\boldsymbol{\beta}(\tau) = \mathbf{v}(\tau)/c$ — относительная скорость, $R(\tau)$ — расстояние между наблюдателем и частицей, τ — момент времени, предшествующий моменту наблюдения t : $\tau = t - R(\tau)/c$, \mathbf{n} — единичный вектор вдоль расстояния $R(\tau)$. Использовались те же аппроксимации и параметризации, касающиеся геометрии и энергии ливня, что и в [98]. Авторы [102] отмечают, что результаты моделирования методом Монте-Карло хорошо согласуются с теоретическим спектром и радиальной зависимостью, найденными аналитическими расчётами [98].

Замечания к модели излучения с микроскопическим подходом. В статье [98] не прокомментированы факты, которые могут быть поняты неоднозначно.

1. Основные рабочие формулы (3.1), (3.2) статьи [98], взятые из монографии Дж. Джексона *Классическая электродинамика* [99], выражают напряжённость поля и энергию излучения, приходящиеся на единицу частоты и единицу телесного угла. При выводе этих выражений были сделаны допущения, в результате которых в (3.1), (3.2), оказался неучтённым эффект тормозного излучения ограниченного отрезка траектории. Известно, что заряженная частица на конечном отрезке пути даже при равномерном и прямолинейном движении излучает. Это связано с тем, что в начале и в конце такого отрезка траектории ускорение стремится к бесконечности. Нетрудно убедиться в том, что выражения (3.1), (3.2) стремятся к нулю при стремлении к нулю индукции магнитного поля.

Последнее обстоятельство ставит под сомнение возможность использования для расчёта поля излучения формул вида (3.1), (3.2). Попытка учесть одновременно несколько механизмов излучения показывает (см. [103]), что для отдельного электрона атмосферного ливня тормозной механизм излучения не менее эффективен, чем геомагнитный.

В новой методике расчёта [102] те же авторы нашли поле излучения согласно (3.3), что в результате привело к однополярным импульсам напряжённости поля как функциям времени. Большинство графически представленных зависимостей в [102] имеют однополярный вид, что характерно для ближнего поля, т.е. фактически для области, в которой поле является кулоновским. Такая ситуация, по-видимому, действительно имеет место в реальных условиях. Размеры источника излучения (весь ливень длиной несколько километров) сравнимы с расстоянием до наблюдателя. В связи с этим представляла бы определённый интерес точка зрения авторов [102] на возможность детектирования таких радиоимпульсов, поскольку, как известно, классические антенны предназначены для дальней зоны поля излучения.

2. При нахождении напряжённости поля, вызванного атмосферным ливнем, для упрощения расчёта в [98] вся траектория разбивается на 16 отрезков длиной по 450 м каждый (одна лавинная единица), что составляет среднюю длину пробега электрон-позитронной пары с энергией, соответствующей лоренц-фактору $\gamma = 60$ на высоте 4 км.

Проходя по такому отрезку траектории, частица испытывает многократные столкновения с нейтральными молекулами атмосферы, и направление её движения может значительно отклониться от первоначального. Фактически это означает, что условие когерентности будет нарушено и общая излучённая энергия на отрезке длиной 450 м будет существенно отличаться от расчётной. Известно, что среднеквадратичный угол отклонения на отрезке длиной Δt (в радиационных единицах — рад. ед.) определяется выражением [104]

$$\theta_{\text{ms}} = 0,7 \frac{W_s}{W} \sqrt{\Delta t},$$

где $W_s = 21$ МэВ, W — энергия частицы, постоянная на этом отрезке. Формула для интенсивности показывает, что угол конуса излучения имеет характерную величину $1/\gamma$. Пусть, например, частица имеет энергию 15 МэВ ($\gamma = 30$). Подставляя эти данные в выражение для среднеквадратичного отклонения, получим $\Delta t \approx 0,18$ лавинных единиц или 83 м на высоте 4 км. Фактически это означает, что после прохождения частицей следующего такого отрезка диаграмма излучения отклонится от первоначального направления настолько, что не будет совпадать с диаграммой излучения предыдущего отрезка $\Delta t \approx 0,18$. Когерентное сложение полей в таком случае нецелесообразно и полная энергия, излучённая на отрезке длиной 450 м, может существенно отличаться от величины, определённой по формулам (3.1)–(3.3). Таким образом, какие-либо пояснения по этому поводу в статьях [98, 102] были бы очень уместными.

3.3. Поле излучения электрон-позитронной пары

широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли
Прежде чем строить модель излучения, необходимо выяснить поведение отдельных частиц в условиях, приближенных к условиям реального атмосферного ливня. Нужно учесть конечную траекторию частицы, воздействие на неё нейтральных молекул атмосферы и магнитного поля. Это важно как для микроскопического, так и для макроскопического подходов к модели излучения.

С этой целью в работе [103] представлены результаты исследования составляющих поля излучения (черенковского, тормозного, геомагнитного) на основе аналитического решения уравнений для отдельной частицы или пары частиц ШАЛ. Важным является тот факт, что решение уравнения Максвелла содержит в себе все три механизма излучения, и если ограничиться рассмотрением только одного из них, то это может привести к грубым ошибкам. Поскольку учёт всех факторов при движении релятивистской частицы осложняет аналитические расчёты, в работе [103] сделан ряд допущений, которые обсуждаются в разделах 3.3.1, 3.3.2.

3.3.1. Поле излучения, вызванное отдельным электроном. В задаче определения поля излучения, вызванного одним электроном, учтены только ионизационные потери. Для релятивистских частиц ионизационные потери слабо зависят от энергии, и они могут быть выражены как $-dW/dS = D_1$, где $dS = c dt$ — элемент пути, или через текущую величину лоренц-фактора $\gamma(t)$:

$$\gamma(t) = -Dt + \gamma_0, \quad (3.4)$$

где $D = D_1/(mc)$, γ_0 — значение $\gamma(t)$ при $t = 0$, соответствующее начальной энергии.

Сила трения \mathbf{F}_{fr} , которая направлена против вектора скорости, связана с энергетическими потерями на ионизацию, т.е.

$$-\frac{dW}{dS} = \frac{dW}{dt} \frac{dt}{dS} = \frac{N(t)}{v(t)},$$

где $N(t)$ — мощность, а $F_{fr}(t) = N(t)/v$. Поэтому

$$\mathbf{F}_{fr} = -\frac{dW}{dS} \frac{\mathbf{v}}{v} = -D_1 \frac{\mathbf{v}}{v},$$

где \mathbf{v}/v — единичный вектор, направленный по касательной к траектории. Окончательно получаем уравнение движения

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - D_1 \frac{\mathbf{v}}{v}, \quad \mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}. \quad (3.5)$$

Система уравнений (3.5) имеет простое аналитическое решение, если положить $B_z = 0$ и $B_y = B$, т.е. если рассмотреть ливень с направлением, перпендикулярным силовым линиям геомагнитного поля. Тогда (3.5) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению:

$$\gamma^2 \ddot{v}_z - D\gamma \dot{v}_z + \alpha^2 v_z = 0,$$

где $\alpha = q_e B/m$, q_e — заряд электрона, $m = 0,9 \times 10^{-30}$ кг — его масса, $\gamma(t)$ представлен выражением (3.4). Уравнение для составляющей v_x будет иметь аналогичный вид. Объемная плотность тока $\mathbf{j}(r', t)$ точечного заряда выражена в [103] с помощью δ -функции:

$$\mathbf{j}(r', t) = q_e (\mathbf{e}_x v_x(t) + \mathbf{e}_y v_y + \mathbf{e}_z v_z(t)) \times \times \delta(x' - x_p(t)) \delta(z' - z_p(t)) \delta(y' - y_p(t)),$$

где \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y , \mathbf{e}_z — единичные векторы по осям x , y , z , $q_e = -1,6 \times 10^{-19}$ Кл. Векторный потенциал, наводимый этим током на большом расстоянии от источника, после соответствующих подстановок и преобразований выражается в виде

$$\mathbf{A}_e(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mu_0 \exp(iknr) q_e}{4\pi r v_0 \cos \psi} \int_{z_0}^{z_1} [\mathbf{e}_x v_{xe}(z') + \mathbf{e}_y v_{ye} + \mathbf{e}_z v_{ze}(z')] \times \times \exp(i\omega u(z')) \exp[-ikn(x_e(z') \cos \theta - z' \sin \theta)] dz',$$

где значение z_1 соответствует "остановке" частицы.

Далее находят три составляющих поля $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ и энергию излучения. Поле излучения, вызванное позитроном, определяется аналогичным образом.

3.3.2. Результирующее поле пары электрон–позитрон.

Выводы. Для исследования поля пары электрон–позитрон \mathbf{B}_{ep} суммируются соответствующие составляющие полей для электрона и позитрона:

$$\mathbf{B}_{ep} = (\mathbf{B}_{ex} + \mathbf{B}_{px}) + (\mathbf{B}_{ey} + \mathbf{B}_{py}) + (\mathbf{B}_{ez} + \mathbf{B}_{pz}).$$

На рисунке 10 показаны зависимости интенсивности излучения электрона $I_e(\theta, k)$ и позитрона $I_p(\theta, k)$ от угла наблюдения θ в плоскости xz . Пунктирная кривая соответствует позитрону, штриховая — электрону, сплошной кривой показана суммарная интенсивность $I_{ep}(\theta, k)$. Зависимости получены для высоты $z_0 = 5$ км ($n = 1,00017$) и начальной энергии, соответствующей $\gamma_0 = 200$. Окончание движения происходит при $z_1 = 4248$ м. Приняты следующие значения: геомагнитное поле $B = 0,25 \times 10^{-4}$ Тл, волновое число $k = 1$ ($\nu \approx 50$ МГц), $D = 7,78 \times 10^7$ с $^{-1}$, $q_e = -q_p = -1,6 \times 10^{-19}$ Кл.

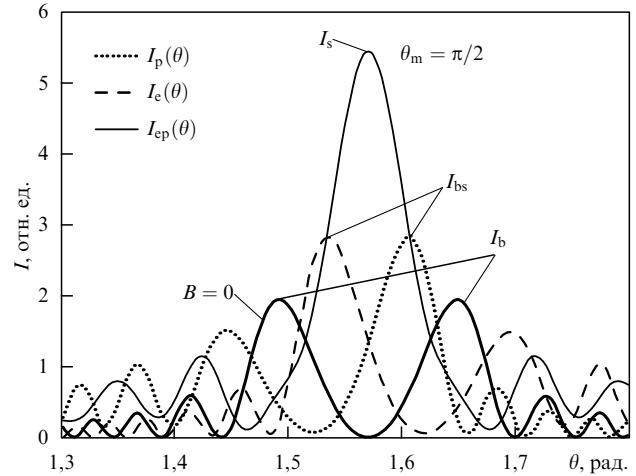


Рис. 10. Распределение интенсивности излучения в плоскости xz . Пунктирная кривая — интенсивность излучения позитрона, штриховая — электрона, сплошная тонкая кривая — суммарная интенсивность. Жирная кривая — интенсивность излучения одной частицы в отсутствие геомагнитного поля.

Диаграмма излучения одной частицы в отсутствие геомагнитного поля на рис. 10 показана жирной кривой. Это "чисто" тормозное излучение, вызванное продольным ускорением. Максимумы интенсивности, $I_b = 1,94$ (отн. ед.), симметричны относительно точки $\theta = \pi/2$. Кривые I_e (штриховая) и I_p (пунктирная) показывают пространственное распределение излучения при характерной величине геомагнитного поля $B = 0,25 \times 10^{-4}$ Тл. Соответствующие им максимальные значения $I_{bs} = 2,82$. Интенсивность излучения пары электрон–позитрон I_{ep} для поля $B = 0,25 \times 10^{-4}$ Тл имеет максимальное значение $I_s = 5,41$.

На основании полученных решений в работе [103] сделаны следующие выводы.

1. Непосредственной проверкой легко убедиться в том, что интенсивность тормозного излучения одной частицы с зарядом $2q$ при $B = 0$ возрастает в четыре раза, как и следует ожидать при когерентном сложении полей. Значит, напряжённость поля (в относительных единицах), вызванная одной частицей при чисто тормозном механизме излучения, $E_{b1} = \sqrt{I_b} = \sqrt{1,94} = 1,393$.

2. При характерном значении индукции геомагнитного поля $B = 0,25 \times 10^{-4}$ Тл суммарная интенсивность излучения пары частиц, которая достигает максимального значения $I_s = 5,41$ при $\theta = \pi/2$, определяется только синхротронным механизмом излучения, так как при $\theta = \pi/2$ напряжённость поля, создаваемого парой противоположно заряженных частиц, для тормозного механизма равна нулю (см. рис. 10). В условных единицах напряжённость поля E_s , созданная этой парой, в геомагнитном поле пропорциональна $\sqrt{I_s} = \sqrt{5,41}$, т.е. одна частица создаёт напряжённость поля $E_{s1} = \sqrt{5,41}/2 = 1,163$.

3. Сравнивая поля "чисто" тормозного и "чисто" синхротронного излучений, находим $E_{s1} < E_{b1}$. Другими словами, при характерных значениях физических величин в данных условиях тормозной механизм более эффективен, чем синхротронный, и при выборе модели излучения всего ливня вклад тормозного механизма должен учитываться.

4. Вклад этих механизмов нужно оценить с учётом полного количества частиц в ливне. Дело в том, что вклад тормозного излучения будет определяться только избыточными электронами. Согласно современным расчётом и измерениям избыток составляет $\sim 0,2N$. Измеряемой величиной в эксперименте является амплитуда радиоимпульса, пропорциональная напряжённости поля. Поэтому представляет интерес оценка соотношения вкладов тормозного и синхротронного излучения в суммарную напряжённость поля всего ливня. При индукции $B = 0,25 \times 10^{-4}$ Тл амплитуда интенсивности (для электрона или позитрона), которая составляет $I_{bs} = 2,82$ (см. рис. 10), соответствует сумме напряжённостей от двух механизмов (тормозного и синхротронного), т.е. $E_{sb1} = \sqrt{2,82} = 1,68$ (в тех же единицах для одной частицы). Разумеется, $1,163 + 1,68 \neq 2,82$, так как эти величины соответствуют различным точкам на оси углов θ .

Пусть число частиц в ливне равно N . Тогда напряжённость поля, создаваемая всеми избыточными электронами, составит $E_{bs} = 0,2E_{sb1}N$, а создаваемая всеми парами (электрон – позитрон), механизм излучения которых является чисто синхротронным, — $E_s = 0,4E_{sl}N$. Легко найти, что $E_{bs}/E_s = 0,72$, т.е. это соотношение показывает, что пренебрегать тормозным механизмом нельзя, так как его вклад велик. Более того, прямая подстановка вместо максимальной индукции $B = 0,25 \times 10^{-4}$ Тл величины, меньшей, например, в два раза, т.е. $B = 0,125 \times 10^{-4}$ Тл, показывает, что напряжённость поля "чисто" синхротронного излучения уменьшается в два раза. Следовательно, если угол между направлением геомагнитного поля и ливнем менее 30° , то амплитуда радиосигнала тогда будет определяться тормозным механизмом избыточных электронов, а не синхротронным. Разумеется, полученная оценка вкладов является очень грубой и справедливой только при полной когерентности, тем не менее она показывает, к чему может привести пренебрежение другими механизмами излучения.

5. Формальное увеличение показателя преломления от $n = 0,00017$ (для высоты 5 км) до $n = 0,01$ при неизменных остальных параметрах практически не отражается на виде диаграммы, представленной на рис. 10, т.е. качественно это показывает, что черенковская составляющая при таком рассмотрении слишком мала. Данный факт говорит о том, что черенковский механизм эффективен только в плотных средах, например, его учёт является принципиально важным в радиоастрономическом методе [7, 9, 105].

3.4. Детектирование широких атмосферных ливней методами радиолокации

Идея детектирования ШАЛ методом радиолокации состоит в следующем. Генератор электрических колебаний с мощностью порядка 10^5 Вт постоянно (или импульсно) излучает с помощью ненаправленной системы антенн. Когда атмосферный ливень оказывается в области пространства, где напряжённость поля стационарного излучателя всё ещё высока, ионизованная область позади ливня отражает (переизлучает) электромагнитные волны, которые могут быть зарегистрированы одним или несколькими радиоприёмниками. Амплитуда принятого сигнала и его относительное запаздывание в разных антенных могут указать на характеристики атмосферного ливня. Пока количество таких экспериментов

незначительно, однако теоретические исследования на различных моделях проводились неоднократно.

По-видимому, впервые попытка теоретически обосновать возможность детектирования атмосферных ливней была сделана Блэкеттом и Ловеллом [106]. Авторы [106] обратили внимание на сообщения об аномальном рассеянии радиоволн в Е-слое на высоте $\approx 90 - 100$ км и даже на порядок меньшей. Вопреки существующему мнению, что это явление может быть вызвано естественными процессами (солнечной активностью, полярными сияниями, грозами и т.д.), они предположили, что рассеяние радиоволн от локаторов вызвано ионизованным облаком, образование которого является следствием прохождением космической частицы высокой энергии через атмосферу Земли.

Для получения количественных оценок авторы [106] приняли модель, согласно которой ШАЛ высокой энергии производит длинный узкий цилиндр ионизованного газа, пересекающий атмосферу Земли. Наибольшая интенсивность отражённого сигнала пропорциональна длине ионизованного следа, который для радиолокатора с длиной волны λ образует первую зону Френеля, т.е. $L = \sqrt{\lambda}R$.

Простейшие оценки концентрации электронов в ионизованном цилиндре привели авторов [106] к выводу о том, что энергия первичной частицы $E = 2 \times 10^{16}$ эВ вполне достаточна для регистрации отражённого радиосигнала от ливня. Однако сейчас считается, что это слишком оптимистичная оценка.

Попытки построить модель, близкую к реальным процессам, происходящим при облучении ШАЛ электромагнитным импульсом, продолжаются до сих пор. Например, в более поздней работе [107] также сделано допущение, что ионизационный столб (трек), образующийся после прохождения каскадного диска, может отразить радиоволны, подобно тому как это имеет место при сгорании в атмосфере Земли мелких метеорных тел. Причём наиболее плотная плазма, способная отразить радиоволны, находится вблизи оси ливня, где концентрация релятивистских частиц наиболее велика.

Одним из параметров плазмы является плазменная частота, т.е. частота колебаний электронов относительно ионов в однородной плазме в отсутствие магнитного поля. В [107] рассматриваются два возможных состояния ионизационного столба, которые определяются величиной линейной плотности зарядов в столбе, причём критической является величина $\alpha \approx 10^{14} \text{ м}^{-1}$.

1. Первое состояние соответствует высокой электронной плотности столба — он рассматривается как тонкий металлический проводник. В этом состоянии плазменная частота превышает радиолокационную частоту, т.е. волны источника не могут проникнуть в трек (проводник) и отражаются. В зависимости от длины волны могут быть реализованы два режима отражения:

а) рэлеевский режим — радиус проводника намного меньше длины волны λ , $r_c \ll \lambda$. Этот режим, по мнению автора [107], наиболее соответствует характеристикам атмосферного ливня;

б) оптический режим, который реализуется в том случае, если выполняется неравенство $r_c \gg \lambda$. (Здесь этот случай не рассматривается.)

2. Второе состояние соответствует низкой электронной плотности столба. В этом состоянии плазменная частота ниже радиолокационной, т.е. волны источника

могут проникнуть в плазменный столб. Здесь также в зависимости от длины волны могут быть реализованы два режима отражения:

а) рэлеевский режим — средний радиус столба намного меньше длины волны, $r_m \ll \lambda$. В этом режиме излучение проникает внутрь плазмы и имеет место томсоновское когерентное рассеяние. Когерентность возможна именно вследствие условия $r_m \ll \lambda$, причём поперечное сечение рассеяния σ_T выражается классической формулой Томсона:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6,65 \times 10^{-29} \text{ м}^2.$$

Если волна поляризована по направлению оси ливня, то длина первой зоны Френеля (т.е. отрезок столба, для которого волны складываются когерентно) выражается как $L_F = \sqrt{\lambda R/2}$, где R — расстояние от оси ливня до наблюдателя. Тогда полное сечение рассеяния всего столба плазмы $\sigma_b = N_e^2 \sigma_T$, где $N_e^2 = \alpha L_F$;

б) оптический режим, который реализуется в том случае, когда выполняется неравенство $r_m \gg \lambda$. Если частота радиолокатора v больше плазменной частоты, $v > v_p$, и $r_m > \lambda/4$, то когерентность нарушается и для получения правильных оценок интенсивности рассеянного сигнала необходимо учитывать фазу рассеянных волн.

Плотность зарядов вблизи оси ливня определяется параметризацией поперечного распределения частиц (параметры — возраст ливня и радиус Мольера (см., например, [104, 108, 109])):

$$\xi_e(r) = K_N \left(\frac{r}{r_M s_M} \right)^{s-2} \left(1 + \frac{r}{r_M s_M} \right)^{s-4.5}, \quad (3.6)$$

где

$$K_N = \frac{N_e}{2\pi r_M^2 s_M^2} \frac{\Gamma(4.5-s)}{\Gamma(s) \Gamma(4.5-2s)},$$

G — гамма-функция, $s_M = 0.78 - 0.21$ с, $r_M = 70(\rho_0/\rho)$ — мольеровский радиус. Если учесть величину средней энергии $W_{ion} \approx 30$ эВ, затрачиваемой на возбуждение и ионизацию нейтральных молекул атмосферы [110, 111], то можно оценить полную плотность зарядов, т.е. количество электронов, выбиваемых из нейтральных атомов атмосферы релятивистскими частицами ливня в произвольном объёме.

Оценки, полученные таким образом в [107] для максимума ливней с энергиями $10^{18} - 10^{21}$ эВ, соответствуют линейной концентрации ион-электронных пар (т.е. вдоль оси трека) $\sim 10^{12} - 10^{15}$ пар на 1 м, причём подавляющее большинство частиц, согласно параметризации (3.6), находится в радиусе нескольких метров.

В рассматриваемых моделях важно оценить быстроту разрушения плазменного столба, которая определяется следующими основными процессами:

- 1) диффузией электронов через окружающий воздух;
- 2) электронной рекомбинацией с ионами;
- 3) прилипанием электронов к нейтральным молекулам.

Предполагаемая константа времени в первом процессе определяется характерной величиной $\tau_{EAS} \sim 60$ с. Время рекомбинации составляет несколько минут. Как хорошо известно, наиболее быстрым процессом является

третий. В нормальной атмосфере время "прилипания" имеет порядок 10^{-8} с (см., например, [111]). Согласно оценкам [107] характерное время жизни ионизационного электрона на высоте 5 км составляет приблизительно 10–20 мкс.

Далее в работе [107] рассчитывается энергия, возвращавшаяся к приёмнику после отражения от плазменного столба, который, в отличие от каскадного диска, будет практически неподвижным. Такое отражение предполагает почти изотропное рассеяние падающей волны и зависимость мощности принятого сигнала от расстояния r вида $P_{rec} \sim 1/r^4$. В [107] полагается, что передающая и приёмная антенны идентичны. Величина отражённого сигнала зависит от так называемой величины RCS (Radar Cross Section) — отношения мощности отражённого сигнала к мощности сигнала, дошедшего до отражающего объекта. Другими словами, RCS — это мера, эквивалентная физической площади идеальной рассеивающей поверхности. На радиолокационных частотах, меньших плазменной частоты, ионизированная сердцевина ливня подобна металлическому цилинду с длиной, равной длине первой зоны Френеля. Согласно расчётам [107] RCS для ливня достигает максимальной величины $\sim 10^4 \text{ м}^2$ на частоте ~ 10 МГц для угла падения 90° . Когда частота радара слишком высока или плотность ионизационных электронов мала, амплитуда принятого сигнала определяется рассеянием Томсона на свободных электронах.

В работе [107] рассматриваются также варианты радиолокационной системы, которая могла бы иметь характеристики, сравнимые с таковыми флуоресцентного детектора HiRes. Автор [107] считает, что автономная радиолокационная система для детектирования ШАЛ должна состоять из нескольких станций, как передающих, так и приёмных, причём каждая станция должна быть чувствительна к импульсам, произведённым другими станциями. Для того чтобы оптимизировать отношение сигнал/шум, необходимо проводить измерения на наиболее низкой частоте, но такой, которая будет благоприятной из соображений максимального значения SNR с учётом ионосферных помех в дневное время работы. Исходя из этих соображений в [107] найдено, что наиболее благоприятной является частота выше 30 МГц. В режиме высоких и сверхвысоких частот эффективная шумовая температура системы для удалённого участка наблюдения (отдалённого от городских источников помех) выражается как $T_{sys} = 2,9 \times 10^6 (f/3 \text{ МГц})^{-2.9}$ [К], что даёт $T_{sys} = 3600$ К на частоте 30 МГц.

Если для области с характерным размером 20 км задать энергетический порог детектирования ШАЛ порядка 10^{19} эВ, то для докритического случая (т.е. при частоте радиолокатора выше плазменной) необходимой будет, по меньшей мере, величина RCS $\sim 2 \text{ м}^2$. Длина зоны Френеля для такого ливня составит около 250 м на 10-километровой высоте, что в массовых единицах длины соответствует величине около 10 г см^{-2} . Стандартная радиолокационная система на ультракоротких волнах (УКВ) имеет пиковую мощность 60 кВт, частоту повторения импульсов 10–50 кГц и длительность импульса 10 мкс. Яркостная температура неба при частоте 30 МГц соответствует температуре системы $T_{sys} = 3600$ К.

Поскольку частота регистрации событий должна быть как можно более высокой, необходимо использо-

вать антенны с широкой диаграммой направленности. Подходящими в данном случае являются вертикальный монополь или дискоконусная система [112], которая обеспечивает полный охват азимутального угла 2π и наклонение от $\approx 5^\circ$ до $\approx 50^\circ$ с общим усиливанием ≈ 3 дБ по отношению к изотропной антенне. С учётом этих предположений найдено, что величина SNR, выраженная в децибелах-милливаттах (дБм, децибел, привязанный к 1 мВт), равна 6,4, что обеспечивает разрешающую способность 34 м при рабочей частоте 30 МГц, если использовать 10 % частотную модуляцию (т.е. в данном случае так называемая глубина модуляции равна 3 МГц).

Частотный метод измерения дальности основан на использовании частотной модуляции непрерывно излучаемых сигналов. В этом методе за выбранный отрезок времени излучается частота, изменяющаяся по линейному закону от некоторого значения $f1$ до значения $f2$. Отражённый сигнал придет линейно промодулированным в момент времени, предшествующий настоящему на время задержки. Таким образом, частота отражённого сигнала, зарегистрированного приёмником, будет прямо пропорционально зависеть от времени. Время запаздывания определяется по резкой перемене в частоте разностного сигнала (приёмника и передатчика).

Один из результатов расчёта показывает, что ожидаемая скорость регистрации событий за год для значений энергии ливня выше 10^{18} эВ и 10^{20} эВ при минимальном значении SNR = 6,0 составляет приблизительно 10^4 и 500 соответственно. Причём мощность радиолокатора должна быть не менее 60 кВт при полосе частот 100 кГц, средней частоте 30 МГц, длительности импульса 10 мкс и глубине модуляции 3 МГц.

3.4.1. О роли релятивистских эффектов. Широкий атмосферный ливень — сугубо релятивистский объект. Средний фактор Лоренца для электронов ливня близок к величине $\gamma = 60$. Однако вблизи оси ливня γ намного больше. В работе [107] этот факт подразумевался, но, поскольку объектом исследования являлась только ионизованная неподвижная область вблизи оси протяжённостью 200–300 м, в которой концентрация электронов наиболее велика, релятивистские эффекты не учитывались.

Совсем иная модель представлена в работах [113, 114], где пересмотрена концепция отражающей области как неподвижного металлического цилиндра (т.е. сердцевины ливня). Авторы [113, 114] нашли, что время жизни термализованных электронов на уровне моря составляет ~ 10 нс, а на высоте 10 км увеличивается до 200 нс, т.е. на несколько порядков меньше, чем в [107]. Поэтому, как полагается в [113, 114], ливень следует рассматривать не как тонкий и длинный цилиндр, а, наоборот, как относительно тонкий диск. В предложенной модели учтён тот факт, что наибольшая плотность ионизационных электронов соответствует фронту ливня, а далее плотность электронов экспоненциально убывает и на расстояниях более 60 м от фронта ливня становится пренебрежимо малой. В этих условиях, как считают авторы [113, 114], "след", который остаётся позади фронта, скорее напоминает релятивистский движущийся диск диаметром ~ 200 м и толщиной ~ 60 м. Кроме того, авторы считают, что правильная модель должна учитывать эффект Доплера. С этой целью распределение продольной плотности в таком диске представлено в виде

функции от аргумента $x + Vt$:

$$N(x + Vt) = N_0 \exp \left[-\mu \left(\frac{x}{V} + t \right) \right] \Theta(x + Vt), \quad (3.7)$$

где μ — константа, характеризующая скорость разрушения плазмы (т.е. $\partial N / \partial t = -\mu N$), $\Theta(x + Vt)$ — ступенчатая функция Хэвисайда, причём положительное направление оси x направлено вверх навстречу ливню. В соотношении (3.7) предполагается, что время t отрицательно и только при $x = 0$ время $t = 0$. Кроме того, зависимость (3.7) означает, что плотность электронов в ШАЛ не зависит от переменных x, y , т.е. является постоянной на всей поверхности каскадного диска.

Для нахождения амплитуды отражённой волны использовались уравнения Максвелла, связывающие поля \mathbf{E}, \mathbf{B} и объёмную плотность тока \mathbf{j} , и вспомогательное уравнение, фактически выражающее второй закон Ньютона, $\partial j_z / \partial t = Ne^2 E_z / m - (v_{\text{eff}} + \mu) j_z$, где v_{eff} — число соударений электрона с нейтральными молекулами за единицу времени, N — концентрация электронов.

Считая ионизационный фронт ливня хорошо проводящей плазмой, движущейся со скоростью, близкой к скорости света, авторы [113, 114] полагают возможным отражение от него как от единого целого, что приводит к изменению частоты отражённой волны, т.е. к эффекту Доплера. Частота отражённой волны при косом падении находится из известного соотношения

$$\omega_r = \omega_0 \gamma^2 (1 + 2\beta n \cos \theta_0 + \beta^2 n^2), \quad (3.8)$$

где θ_0 — угол падения. Это соответствует углу отражения $\sin \theta_r = \omega_0 / \omega_r$.

После упрощения системы максвелловских уравнений посредством замены переменных $x, t \rightarrow \xi, \tau$, $\xi = x + Vt$, $\tau = t$ получены численные решения с помощью метода Рунге–Кута. Одним из важных результатов решения является характер зависимости коэффициента отражения $R(\mu)$ от параметра μ — при $\mu^{-1} \sim 1$ ис возрастание $R(\mu)$ прекращается. Например, для ливня с энергией $W_0 = 10^{19}$ эВ (концентрация вблизи оси $N_0 = 2,4 \times 10^5$ см⁻³) коэффициент отражения порядка 10^{-4} .

Были сделаны также оценки мощности на входе приёмника в случае, когда зондирование проводится на частоте 10 МГц, и показана принципиальная реализуемость метода радарного детектирования ШАЛ. Отмечено также, что мощность отражённого сигнала от плазменного диска ШАЛ должна возрастать с понижением частоты зондирующей волны, например при уменьшении частоты от 10 до 1 МГц мощность должна возрасти на четыре порядка. Более того, частота отражённой волны должна при этом уменьшиться от ~ 30 ГГц до величины ~ 3 ГГц, при которой уровень шумов существенно ниже. Всё это в перспективе позволит проводить детектирование ШАЛ в средневолновом и даже в длинноволновом диапазонах.

Те же авторы, используя предыдущие расчёты, провели теоретический анализ результатов зондирования ливня радиоволновой с частотой 1 МГц [114]. Показано, что учёт релятивистских эффектов при отражении играет более существенную роль, чем рассеяние волны от неподвижного трека, а мощность отражённого сигнала и его уровень на фоне шумов, действительно, значительно повышаются по сравнению с таковыми в случае зондирования на частоте 10 МГц.

3.4.2. Модель томсоновского рассеяния. Вклад в радиосигнал от каждого отдельного ионизационного электрона учтён в работе [115]. Для этого использовано хорошо известное в методике радарного обнаружения металлических объектов выражение

$$P_R = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma}{64\pi^3 R_T^2 R_R^2}$$

для мощности радиосигнала, наведённого в антенне. Здесь P_R — мощность радиосигнала на клеммах антенны, P_T — мощность излучателя, G_T и G_R — усиление антенны излучателя (передатчика) и приёмника соответственно, λ — длина рассеянной волны, R_T — расстояние между передатчиком и целью, R_R — расстояние между целью и приёмником, σ — величина RCS как функция угла рассеяния и характерного размера мишени. Затем ионизационный трек делится на сегменты длиной $ds = \lambda/10$. Поле, создаваемое одним из сегментов, находят согласно выражению

$$dP_R = \frac{k P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma_e}{64\pi^3 R_T^2 R_R^2} \sin^2 \gamma \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) q ds, \quad (3.9)$$

где λ — длина падающей волны, q — линейная плотность ионизационных электронов, вычисленная как общее число электронов в слое ливня длиной 1 м, τ — время жизни свободного электрона, k — коэффициент ослабления вследствие многократного рассеяния, σ_e — томсоновское поперечное сечение рассеяния электронов; параметр γ учитывает поляризацию приёмной и передающей антенн.

Например, для характерной энергии ливня $W_0 = 10^{19}$ эВ максимальная мощность сигнала в антенне приёмника порядка -100 дБм. В этом примере приняты значения: мощность передатчика 20 кВт, частота $54,1$ МГц, расстояние между приёмником и передатчиком 50 км, ливень лежит в плоскости, перпендикулярной линии, соединяющей передатчик и приёмник. Зенитный угол ливня составляет 30° . Передающая и приёмная антенны имеют усиление 14 и 6 дБ соответственно по отношению к изотропным антеннам. Мощность этого сигнала незначительно превышает мощность $N_g = k_B T_{sky} B_n$ галактических радиошумов, где k_B — постоянная Больцмана, T_{sky} — температура небесной сферы на частоте $54,1$ МГц, B_n — полоса частот радиоприёмного тракта. Кроме того, как считают авторы [115], наблюдатель зарегистрирует изменение частоты радиоволны вследствие эффекта Доплера. В данном примере частота по мере продвижения ливня будет изменяться в интервале 55 – 100 МГц. Мощность радиосигнала от ливня с энергией 10^{20} эВ составит -80 дБм, т.е. будет в 100 раз больше.

3.4.3. Бистатическая радиолокация. Обычный радиолокатор содержит в своём составе передатчик и приёмник, находящиеся в одном месте. Важными характеристиками такого радара являются максимальная дальность действия и эффективная площадь зоны действия (см. (3.9)). Другим типом радиолокаторов является бистатический радар. Конфигурация бистатического радара предполагает пространственное разнесение передатчика и приёмника. В этом случае мощный передатчик не создаёт помех приёмнику и позволяет ему работать в

непрерывном режиме. Существуют схемы радиолокации с использованием в качестве источника зондирующего сигнала широковещательной телевизионной станции.

В работах [116, 117] описывается подготовка к проведению экспериментальной проверки такой схемы детектирования ШАЛ. В планируемом эксперименте бистатический радар будет работать на совпадение с наземным детектором космических лучей, находящимся в штате Юта, — это очень благоприятное место нахождение, в первую очередь, с точки зрения минимальных радиопомех. Кроме того, здесь размещён детектор космических лучей Telescope Array, который является самой большой научно-исследовательской установкой для изучения космических лучей ультравысокой энергии в Северном полушарии. Для излучения несущей частоты $54,1$ МГц предназначены два телевизионных радиопередатчика мощностью 2 и 20 кВт.

Для радиоприёмной станции бистатической радиолокационной обсерватории использовано несколько двухполлярных логопериодических антенн, находящихся вблизи флуоресцентного детектора. Планируется также использовать радиолокационную систему во взаимосвязи с электронным пучком высокой энергии для имитации ШАЛ. Это позволит дополнительно к испытанию установки калибровать приёмник при известных параметрах плазмы воздуха и измерить длительность радиолокационного эха с помощью 40-мегаэлектронвольтной электронной пушки, т.е. непосредственно измерить время жизни ионизационных электронов в воздухе.

Другая точка зрения на возможности бистатического радара для детектирования ШАЛ представлена в [118, 119], где исследуется возможность обнаружения атмосферных ливней посредством бистатической радиолокационной системы. Особенный интерес представляет проверка возможностей детектора CROME (см. раздел 2.6) с использованием уже существующих антенн для приёма радиолокационного эха. Антенные установки CROME состоят из нескольких СВЧ-приёмников для частотных диапазонов $1,2$ – $1,7$ ГГц (L-диапазон), $3,4$ – $4,2$ ГГц (расширенный диапазон С) и $10,7$ – $11,7$ ГГц (нижний диапазон Ku). Поскольку авторы работ [118, 119] ожидают большого частотного сдвига радиолокационного эха (максимальный сдвиг порядка γ^2), диапазон частот излучаемых радиоволн должен находиться в интервале 1 – 100 МГц, так как антенны CROME настроены на гигагерцевые частоты.

Такая необходимость приводит к следующему выводу. Авторы [118, 119] оценили, что для ливней с энергиями менее 10^{20} эВ максимальный размер области плазмы с закритической плотностью составит всего несколько метров. Поэтому длина затухания радиоволн в такой плазме с частотами $v_p = 100$ МГц и $v_p = 1$ МГц составит 300 м и 3000 км соответственно. Эти длины волн значительно больше характерного размера области, занимаемой закритической плазмой, и радиоволны могут легко проникать в весь объём диска атмосферного ливня. Поэтому, учитывая приведённые выше аргументы, для расчёта отражения радиоволны следует пользоваться результатами теории томсоновского рассеяния. Точный расчёт полной принимаемой мощности требует суммирования вкладов от каждого отдельного электрона в ливне. Конечный результат будет зависеть от индивидуального значения фазового множителя рассеивающих электронов.

Далее авторы с помощью простых рассуждений приходят к выводу, что должен существовать частотный сдвиг вверх, т.е. иметь место эффект Доплера, несмотря на то что ионизационные электроны, на которых происходит рассеяние, являются практически неподвижными или, точнее, имеют тепловые энергии.

На основании проведённых расчётов авторы заключают, что типичное отношение принятой мощности к излучённой лежит в диапазоне $10^{-10} - 10^{-13}$, что делает идею детектирования ШАЛ с помощью радиолокационного отражения вполне конструктивной. Причём диапазон С (≈ 3 ГГц) особенно благоприятен для этой цели ввиду очень низкого шума (< 10 К) в этой полосе частот. Антенны CROME, дополненные мегагерцевым передатчиком высокой мощности, должны образовать радиолокационную систему, предназначенную для обнаружения атмосферных ливней.

3.4.4. Модель когерентного рассеяния электромагнитных волн ионизационными электронами широкого атмосферного ливня. Модель когерентного рассеяния электромагнитных волн ионизационными электронами ШАЛ [120] предполагает наличие мощного изотропного источника монохроматического излучения, работающего в непрерывном или в импульсном режиме. Релятивистские частицы ШАЛ, сосредоточенные в тонком каскадном диске, при своём прохождении через атмосферу Земли ионизуют атомы азота и кислорода. Оторванные от нейтральных атомов электроны, неспособные ионизовать молекулы, за время порядка 10^{-10} с термализуются до температуры окружающей среды и в течение времени τ_e остаются свободными, испытывая хаотические столкновения с нейтральными молекулами, до тех пор пока не "прилипнут" к молекуле кислорода.

В поле внешнего источника электромагнитного излучения с частотой $\omega_0 \gg 1/\tau_e$ на хаотическое перемещение ионизационных электронов будет накладываться упорядоченное колебательное движение. Поскольку число соударений теплового электрона с нейтральными молекулами составляет величину порядка 10^{11} с⁻¹ на высоте несколько километров, за один период указанных колебаний электрон испытывает множество соударений, и поэтому его движение подобно дрейфу в электрическом поле падающей волны. Такое поведение во многом аналогично движению свободных электронов в проводнике с переменным током (например, в антenne). Поэтому ионизационные электроны, составляющие след атмосферного ливня, будут переизлучать падающие на них электромагнитные волны внешнего радиоисточника. Длина $v\tau_e$ такого "хвоста" равна приблизительно 30 м, а средняя концентрация электронов для ливня с энергией $W_0 = 10^{19}$ эВ составляет $2,4 \times 10^5$ м⁻³, откуда следует, что показатель ослабления радиоволн настолько мал, что плазма, образованная ионизационными электронами, практически прозрачна для частот 50–100 МГц и эффектами, связанными с поглощением падающей волны, можно пренебречь.

Для получения оценки интенсивности излучения учтено, что, хотя ионизационные электроны имеют тепловые скорости, имеет место релятивистский эффект. Это связано с тем, что скорость распространения волны возмущения (т.е. каскадного диска) близка к скорости света в вакууме. Явления, протекающие в данном процессе, очень близки по характеру к черенковскому из-

лучению. При черенковском излучении заряд, движущийся со скоростью, большей, чем скорость света в среде, возбуждает нейтральные неподвижные атомы, которые фактически и являются источниками излучения. Это излучение не может "обогнать" заряженную частицу, что приводит к образованию косого скачка возмущения, т.е. электромагнитного излучения, которое мы и называем черенковским. Точно так же фронт атмосферного ливня, движущийся со скоростью, превышающей скорость света в воздухе, возбуждает (в данном случае ионизует) нейтральные атомы.

Однако существенная особенность механизма излучения в рассматриваемой модели связана с присутствием высокочастотного электромагнитного поля, которое вызывает колебание ионизационных электронов. Диаграмма излучения таких электронов практически изотропна (например, как у диполя Герца), однако в направлении движения ливня излучение может когерентно складываться с излучением вновь образованных ионизационных электронов, колеблющихся с частотой источника. Результирующее поле перед фронтом ливня должно зависеть как от частоты внешнего источника, так и от скорости ливня. Поскольку последняя близка к скорости света, следует ожидать, что это поле будет усилено когерентным сложением радиоволн, испускаемых всеми ионизационными электронами. Из того факта, что ионизационный электрон практически неподвижен, как и наблюдатель, следует, что эффект Доплера будет отсутствовать. (Подробнее это обсуждается в разделе 3.4.5.)

Расчёт интенсивности радиоэмиссии проводится при следующих допущениях.

1. Внешний источник излучения находится настолько далеко, что в области ливня его поле можно описать плоской волной. Вектор напряжённости поля $\mathbf{E}(t) = \mathbf{e}_z E_0 \cos(\omega_0 t - kx) \mathbf{E}_z$ источника считается направленным перпендикулярно оси ливня.

2. Диаметр каскадного диска составляет $b \approx 150$ м, а его толщина пренебрежимо мала по сравнению с длиной волны излучателя. Заряженные частицы ливня равномерно распределены по площади диска. Хотя последнее допущение далеко от действительности, однако для длин волн, сравнимых с размерами диска, характер распределения не повлияет на интенсивность излучения и скажется только на радиочастотном спектре, который при учёте реального распределения будет шире. Наблюдатель находится в плоскости xy так, что угол, образованный осью x и направлением наблюдения, равен θ . На рисунке 11 ливень находится в точке B , а источник излучения — в точке O .

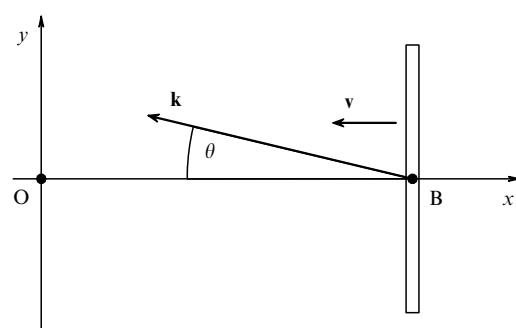


Рис. 11. Направление распространения каскадного ливня и его излучения. Наблюдатель находится в плоскости xy .

3. Каскадный ливень имеет энергию $W_0 = 10^{17}$ эВ, которая достигает максимума на высоте, равной приблизительно 4 км, где давление составляет 630 г см⁻², а коэффициент преломления воздуха $n = 1,00017$. При этом максимальное число заряженных частиц в атмосферном ливне $N_0 \approx 6 \times 10^7$.

4. В окрестности максимума ливня атмосфера однородна и потери энергии релятивистских электронов на ионизацию составляют ~ 2 МэВ г⁻¹ см⁻², что соответствует $dW/dx = 0,18$ МэВ м⁻¹ на высоте 4 км. Средняя энергия, затрачиваемая на один акт ионизации, $w_1 = 30$ эВ, т.е. на каждом метре пути образуется $N_1 = 6 \times 10^3$ ионизационных электронов [121, 122].

5. Вблизи максимума ливня амплитуда напряжённости поля источника излучения постоянна: $E_0 = \sqrt{30P}/R$ [В м⁻¹], где R — расстояние до источника, P — его мощность.

Для того чтобы найти поле рассеяния электромагнитной волны, необходимо учесть сильное торможение электрона, обусловленное столкновениями с нейтральными частицами. На электрон действуют сила со стороны поля источника $q\mathbf{E}(t)$ и сила "трения" $-mv_{\text{eff}}\dot{z}$ [123], поэтому уравнение движения имеет вид

$$\ddot{z} + v_{\text{eff}}\dot{z} = \frac{qE_0}{m} \cos(\omega_0 t - kx).$$

Одно из слагаемых в решении этого уравнения через время порядка $10^{-11} - 10^{-10}$ с (время термализации) станет практически равным нулю. Дальнейшее движение электрона будет гармоническим:

$$z(t) = \frac{q}{mv_{\text{eff}}\omega_0} E_0 \sin(\omega_0 t - kx).$$

Поле излучения найдено из выражения для векторного потенциала

$$A(\omega, \mathbf{r}) \mathbf{e}_z = \frac{\mu_0 \exp(ikr)}{4\pi r} \int_{V'} \mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}') \exp(-inkr') dV' [\text{В с}^2 \text{ м}^{-1}],$$

где $\mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}')$ — фурье-компоненты объёмной плотности тока ионизационных электронов, находящихся в произвольном неподвижном элементе объёме dV' ,

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}', t) = \frac{qN_1 N(x')}{b^2} \mathbf{v}_0 \cos \left[\omega_0 \left(t - \frac{x'}{v} \right) + \varphi_0 \right],$$

$$\mathbf{v}_0 = \frac{\mathbf{e}_z q}{mv_{\text{eff}}} E_0.$$

На рисунке 12 представлена зависимость $|\mathbf{E}(\omega)|$ от циклической частоты ω для ливня с $W_0 = 10^{17}$ эВ и углом $\theta = 0,01$. Максимальная напряжённость поля, достигающая величины ≈ 5 мкВ м⁻¹ МГц⁻¹, приходится на область частот источника $\omega_0 = (4-6) \times 10^8$ с⁻¹. Ширина диаграммы направленности на полувысоте $\approx 2^\circ$. Относительно высокое значение напряжённости поля обусловлено когерентным сложением полей, индуцированных отдельными электронами. Как следует из приведённого расчёта, когерентность излучения принудительно не вводилась — она является естественным результатом решения. Такое сложение полей оказалось возможным благодаря практически одинаковым скоростям каскадного диска и электромагнитных волн. Понятно, что при неподвижных источнике (ионизационные электроны) и наблюдателе эффект Доплера не будет иметь места.

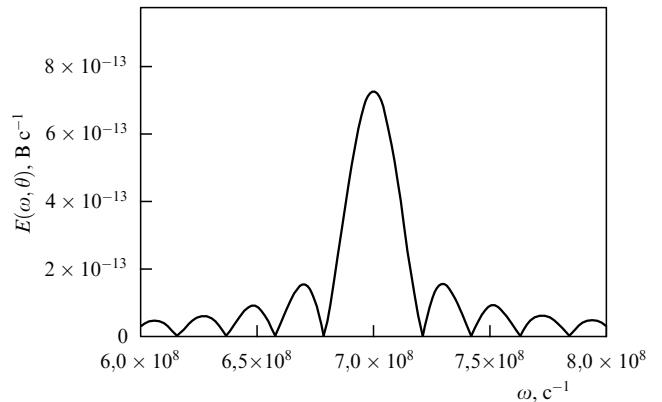


Рис. 12. Распределение излучения в плоскости xy . Ширина спектра напряжённости поля равна приблизительно 4,4 МГц. Угол $\theta = 0,01$.

Приведённые оценки показывают, что напряжённость поля на расстоянии 4 км от каскадного ливня составляет приблизительно такую же величину, как напряжённость поля, обусловленная собственными механизмами излучения. Например, в обзоре [101] приводятся значения измеренных полей для ливней с энергией 10^{17} эВ, которые практически не отличаются от величин, указанных выше. С этой точки зрения никакого преимущества рассматриваемый метод не даёт. Однако для ливней с большими энергиями, $10^{19} - 10^{20}$ эВ, напряжённость поля возрастает на 2–3 порядка, давая надежду на то, что этот метод детектирования атмосферных ливней может оказаться востребованным.

3.4.5. Замечания относительно моделей. Рассмотрение моделей механизма переизлучения ШАЛ в некоторых случаях указывает на принципиально различное объяснение процессов, приводящих к качественно и количественно различающимся результатам. Разумеется, в первую очередь это связано с недостатком сведений относительно параметров ливня и процессов, происходящих при его распространении в атмосфере. Результаты экспериментальных исследований последних лет показывают, что в некоторых моделях получены слишком оптимистические оценки. По этому поводу можно сделать несколько замечаний, в частности, относительно работ [107, 113, 114, 120].

1. Один из возможных режимов радиолокации ШАЛ соответствует предположению о высокой плотности ионизационных электронов и выполнению условия $r_c \ll \lambda$, где r_c — расстояние от оси, на котором плотность электронов такова, что плазменная частота превышает частоту падающей волны. Согласно (3.6) найдём, что на расстоянии 1 м от оси в области максимума ливня с энергией 10^{19} эВ поверхностная плотность релятивистских электронов ливня (в идеально тонком каскадном диске) $\rho_s = 5,5 \times 10^7$ м⁻². На высоте 4 км лавинная единица равна 450 м. Известно, что потери энергии релятивистскими электронами на ионизацию составляют приблизительно 2 МэВ г⁻¹ см⁻², или 0,16 МэВ м⁻¹ на высоте 4 км. Отсюда вытекает, что каждый электрон на пути длиной 1 м создаст $\sim 5,3 \times 10^3$ ионизационных электронов, а все релятивистские электроны каскадного диска, имеющие плотность $\rho_s = 5,5 \times 10^7$ м⁻², создадут объёмную плотность ионизационных электронов $n_e = 1,4 \times 10^{11}$ м⁻³ = $1,4 \times 10^5$ см⁻³ (при толщине диска

~ 2 м). Плазменная частота для такой плотности составит $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m)^{1/2} / (2\pi) = 3,5 \times 10^6$ Гц, т.е. окажется намного ниже частоты радара 30 МГц, и, следовательно, ионизационный столб будет практически прозрачным. Другими словами, его нельзя считать металлическим проводником. Более того, при таком количестве столкновений электронов с нейтральными частицами в 1 с ($\sim 10^{11}$ с $^{-1}$) вряд ли уместно говорить о плазменных колебаниях. Эффект "трения" будет настолько велик, что такое движение трудно назвать колебательным.

2. Хорошо известно (см., например, [111]), что время жизни (т.е. время "прилипания") свободного термализованного электрона при нормальной атмосфере и температуре составляет $\tau_e \approx 10^{-8}$ с, а не 10 мкс, как принято в оценках [107]. Учитывая, что электроны прилипают к молекулам кислорода в тройных столкновениях, можно найти, например, что на высоте около 6 км данное время возрастёт в четыре раза. Это означает, что на высотах 6–10 км длина трека не будет превышать 20–30 м, что намного меньше длины первой зоны Френеля L_F для частот ~ 30 МГц (в [107] длина зоны Френеля ~ 200 м).

3. Частота столкновений электрона с нейтральными атомами на высоте около 6 км составляет $\sqrt{2\pi} N_a \bar{v} d^2 \approx \approx 1,4 \times 3,14 \times 1,5 \times 10^{25} \times 10^5 \times 10^{-20} \approx 10^{11}$ с $^{-1}$. Это означает, что за один период колебаний при частоте радиолокатора $v = 30$ МГц ионизационный электрон $\sim 3 \times 10^3$ раз столкнётся с нейтральными молекулами, т.е. ускорение электрона в поле падающей волны в атмосфере будет приблизительно на два порядка меньше, чем в вакууме. Поэтому амплитуда рассеянной волны также будет на несколько порядков меньше, чем полученная в работе [107].

4. Концентрация ионизационных электронов на расстоянии 1 м от оси ливня с энергией $W_0 = 10^{19}$ эВ, вычисленная с учётом распределения Нишимуры–Каматы–Грейзена, составляет $1,4 \times 10^5$ см $^{-2}$ (см. пункт 1). Авторы работ [113, 114] рассматривают ливни с плотностью 10^6 – 10^8 см $^{-3}$, что соответствует экстремально высокой энергии 10^{20} – 10^{22} эВ и ограничивает тем самым общность результатов. Есть ещё одно очень важное замечание. В работах [113, 114] не прокомментирован тот факт, что концентрация быстро уменьшается к периферии каскадного диска (см. (3.6)), т.е. она зависит не только от координаты x , как принято в этих работах. Например, на расстоянии около 100 м от оси для рассматриваемого ливня концентрация составляет всего 1 см $^{-3}$. Таким образом, сведение переменных уравнений Максвелла к двум независимым переменным, τ и ζ , вряд ли целесообразно, так как это привело к завышенному результату для полного содержания частиц.

5. В работах [113, 114] определённо указано, что в описываемой модели излучения ионизационные электроны практически неподвижны и именно они ответственны за отражение электромагнитной волны. Поскольку источник и наблюдатель неподвижны, возможность проявления эффекта Доплера при отражении от неподвижного объекта кажется очень сомнительной, однако каких-либо комментариев по этому поводу в [113, 114] нет. Тот факт, что фронт ливня перемещается со скоростью, близкой к скорости света, говорит лишь о том, что вблизи фронта волны, излучённые от каждого ионизационного электрона, могут складываться, но без изменения своей частоты. Такое сложение будет когерентным, если скорость фронта ливня близка к скорости

распространения излучения, рассеянного ионизационными электронами в поле падающей волны.

6. След ионизационных электронов, остающийся после прохождения каскадного диска, по своим характеристикам относится скорее к ионизованному газу, чем к плазме. Известно, что плазма должна удовлетворять трём следующим условиям:

$$1) \lambda_D \ll L; \quad 2) N_D \gg 1; \quad 3) \omega_p \tau_v > 1,$$

где, согласно рассматриваемым работам, $\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2} \approx 2,6 \times 10^7$ с $^{-1}$ — плазменная частота, $N = 2,4 \times 10^5$ см $^{-3}$ — концентрация электронов на оси ливня с энергией $W_0 = 10^{19}$ эВ, $e = 4,8 \times 10^{-10}$ (CGSE) — заряд электрона, $m = 0,9 \times 10^{-27}$ г — масса электрона, $\lambda_D = k_B T / (8\pi e^2 N) \approx 0,2$ см — дебаевский радиус, $k_B = 1,4 \times 10^{-16}$ эрг К $^{-1}$, L — характерный размер области, занятой газом, $N_D \approx 10^4$ — число частиц в дебаевской сфере, $\tau_v = 1/v_{\text{eff}} \approx 2 \times 10^{-11}$ с — время между столкновениями. Первые два условия выполняются с избытком, а величина $\omega_p \tau_v \approx 5 \times 10^{-3}$ намного меньше единицы.

7. В цитируемых работах не учитывается тот факт, что если $v_{\text{eff}} \gg \omega$, то коэффициент поглощения составляет $\mu = 2\omega\chi/c \approx 4\pi e^2 N / (mc v_{\text{eff}}) \approx 2,5 \times 10^{-7}$ см $^{-1}$ [123]. Длина трека ШАЛ не превышает 30 м, следовательно, при таком слабом поглощении ШАЛ практически прозрачен для электромагнитной волны. Другими словами, проводимость чрезвычайно мала даже вблизи оси (~ 700 CGSE) и рассмотрение отражения от трека как от проводящего объекта вряд ли целесообразно. В этом случае представляется более уместным говорить о ионизованном газе и томсоновском рассеянии.

8. В основе выражения (3.9) для мощности радиосигнала на входе радиоприёмника лежит формула для томсоновского рассеяния, которая является справедливой только для электрона, находящегося в вакууме, и не учитывает столкновений с нейтральными молекулами. В работе [115] частота радара составляет 50 МГц и период колебаний $T_0 = 2 \times 10^{-8}$ с намного превосходит среднее время между столкновениями с нейтральными частицами $\tau_v = 1/v_{\text{eff}} \approx 2 \times 10^{-11}$ с, т.е. за один период в поле электромагнитной волны ионизационный электрон испытает около 10^3 столкновений. При учёте этих оценок результат расчёта мощности уменьшится на несколько порядков. Однако данное обстоятельство в работе [115] не обсуждается.

3.5. Модель радиоизлучения широкого

атмосферного ливня в диапазоне сверхвысоких частот

Впервые о попытке наблюдения радиэмиссии ШАЛ в диапазоне сверхвысоких частот было сообщено в работе [124]. Для того чтобы проверить влияние когерентности на амплитуду радиосигнала, вблизи радиодетектора с рабочей частотой 44 МГц размещалась радиоприёмная установка с параболической антенной диаметром 15 м для наблюдения радиосигнала на частоте 150 МГц ($\lambda = 2$ м). В течение шести недель наблюдений высокочастотным радиоприёмником не было обнаружено ни одного события, в то время как радиодетектор на частоте 44 МГц зарегистрировал пять событий с большими амплитудами. Авторы [124] пришли к выводу, что толщина каскадного диска сравнима с длиной волны ($\lambda = 2$ м) или даже, возможно, превосходит её, вследствие чего нарушается когерентность излучения и амплитуда сигнала резко уменьшается.

Сделанный в [124] вполне естественный вывод кажется единственной причиной отсутствия радиоэмиссии в СВЧ-диапазонах. Однако в последнее десятилетие появились сообщения о наблюдении радиосигналов в гигагерцевом диапазоне частот. Существующие модели радиоизлучения объясняют этот факт наличием в каскадном диске участков, имеющих характерные размеры, намного меньшие длины волн, но обладающих очень высокой концентрацией заряженных частиц (например, вблизи оси). В таких областях с повышенной концентрацией частиц могут реализоваться черенковский и геомагнитный механизмы излучения [72]. Данное допущение кажется недостаточно убедительным, кроме того, оно не учитывает того факта, что вопрос о когерентности не всегда может решаться в отрыве от остальных областей источника излучения.

В моделях другого типа рассматривается тормозное излучение ионизационных электронов, т.е. излучение, возникающее при соударении заряженных частиц с нейтральными молекулами атмосферы. Известно, что это некогерентное, а значит, довольно слабое излучение. Однако, допуская нарушение термодинамического равновесия в таком ионизованном газе, некоторые модели прогнозируют достаточно интенсивную радиоэмиссию [62]. Основным стимулом проведения этих изысканий являются результаты лабораторных проверок (см., например, [62, 65, 125]). Однако при ближайшем рассмотрении лабораторные результаты также нельзя трактовать однозначно.

Как оказалось далее, модель некогерентного излучения тоже имеет право на существование [126] — благодаря некоторой особенности излучения конечного трека, которая подробно описана ниже.

Некогерентное излучение релятивистского электрона (позитрона). Смысл самого термина "некогерентное излучение релятивистского электрона (позитрона)" несколько необычен. Известно, что если речь идёт о когерентности, то это обязательно относится к некоторой системе зарядов, занимающих конечную область пространства. Электрон таковым не считают. Однако траектория электрона — это протяжённая область, и от того, как сложатся поля, соответствующие отдельным участкам траектории, зависит амплитуда радиосигнала, наведённого в антenne радиоприёмника. Движение релятивистского электрона в атмосфере Земли не является прямолинейным. Сталкиваясь с нейтральными молекулами, электрон хаотически отклоняется от прямолинейной траектории. Подавляющее большинство столкновений незначительно изменяет направление движения. Однако с течением времени эти отклонения накапливаются и после прохождения некоторого расстояния $\ell_{c,i}$ (зависящего от выбранной длины волны) угол отклонения будет таков, что на следующем отрезке пути, $\ell_{c,i+1}$, диаграмма излучения настолько отклонится от первоначального (т.е. на участке $\ell_{c,i}$) направления, что в точке приёма они не будут пересекаться. Понятно, что в антenne сложение сигналов, наведённых всеми электронами ливня на разных участках $\ell_{c,i}$, не будет когерентным.

Известно, что среднее квадратичное отклонение $d\langle\varphi^2\rangle$ от первоначального направления движения электрона с энергией W после прохождения отрезка пути dt , выраженного в лавинных единицах, определяется соотноше-

нием [104] $d\langle\varphi^2\rangle = 0,5(W_s^2/W^2)dt$, где $W_s = 21$ МэВ. Все заряженные ультрарелятивистские частицы ливня, проходя через атмосферу, теряют энергию на ионизацию в количестве, не зависящем от энергии, которой они обладают на данный момент (вплоть до соответствующей $\gamma \sim 3-5$). В процессе этих потерь движение частицы сопровождается черенковским и геомагнитным излучениями. Кроме того, момент образования пары электрон–позитрон (при соударении γ -кванта с ядром) и процесс последующей остановки вследствие ионизационных потерь сопровождаются излучением в широком диапазоне частот (тормозное излучение).

Очень энергичные электроны (позитроны), с энергией выше критической (> 80 МэВ), испытывают такие же потери, однако с большей вероятностью их энергия переходит (через γ -квант высокой энергии) в энергию других заряженных частиц. Поэтому релятивистский электрон (позитрон) является источником радиоизлучения в трёх процессах: 1) рождение и остановка (тормозной механизм); 2) черенковское излучение; 3) излучение в магнитном поле Земли (геомагнитный механизм).

В работе [126] рассмотрена особенность радиоизлучения, вызванная релятивистским электроном на конечном отрезке пути, на котором энергия W остаётся постоянной. Другими словами, на всём участке пути L_i скорость электрона неизменна, а в начале и в конце пути равна нулю. Элементарные вычисления [126] дают энергию (в расчёте на 1 Гц), приходящуюся на площадь 1 м^2 , за всё время излучения на участке пути L_i ,

$$|\Pi_i(\omega, \mathbf{r}, \theta)| = \frac{c}{\mu_0} \left[\frac{\mu_0 \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})}{2\pi r} \times \right. \\ \left. \times q \frac{\sin[L_i k(1 - \beta n \cos \theta)/2]}{1 - \beta n \cos \theta} \sin \theta \right]^2 [\text{Дж м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}]. \quad (3.10)$$

Особенность излучения конечного трека, о которой упоминалось выше, заключается в следующем. Модуль вектора Пойнтинга (3.10), проинтегрированный по всем элементам сферы, окружающей источник, или, что то же самое, по всем углам $d\Omega \sim \sin \theta d\theta$, очень слабо зависит от величины произведения kL_i , если $kL_i > 20-50$. Например, при изменении kL_i в пределах от 50 до 10^4 , т.е. в 200 раз, величина $|\Pi_i(\omega, \mathbf{r})|$ изменяется всего лишь в три раза.

Следовательно, для любой выбранный длины волны λ , соответствующей частоте наблюдения $v = c/\lambda$, можно указать наименьший отрезок, на котором излучение наиболее эффективно.

Физическое обоснование такого явления вполне понятно. Именно за излучение на коротких длинах волн (по сравнению со всем отрезком пути) ответственны границы этого отрезка, на которых скорость изменяется скачком, а значит, и ускорение стремится к бесконечности, и, как бы ни возрастала длина отрезка, главный вклад в полную энергию тормозного излучения дают области на границе. Напротив, при черенковском излучении полная энергия излучения пропорциональна длине отрезка, и чем он больше, тем значительнее его вклад в полную энергию. Характерно, что в вакууме при $n = 1$ черенковское излучение отсутствует, а для тормозного излучения выводы остаются прежними. С помощью простых вычислений легко убедиться в том, что полная энергия при числе отрезков $N > 20$ практически не зависит от показателя преломления n .

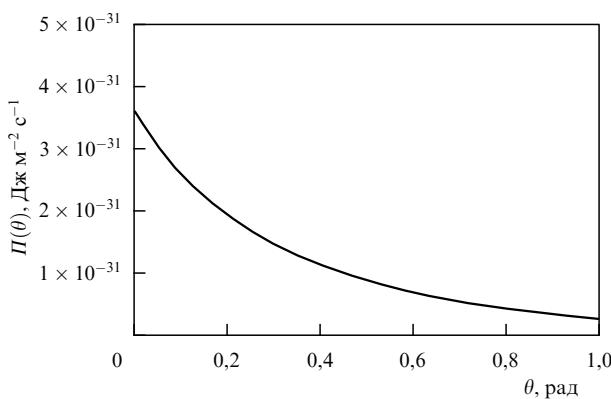


Рис. 13. Распределение поля излучения ШАЛ с энергией $W_0 = 10^{18}$ эВ на частоте ≈ 10 ГГц.

В работе [126] отрезки $\ell_{c,i}$ найдены с учётом изменяющейся энергии электрона, что даёт возможность просуммировать излучение всех электронов ливня с учётом функции распределения по энергиям. Естественно, такое сложение является некогерентным, и суммарная интенсивность была бы очень мала, если бы отсутствовал релятивистский эффект. Излучение вперёд намного превышает изотропное распределение излучения. Принцип этого усиления излучения в направлении распространения ливня состоит в том, что излучение отдельного релятивистского электрона, независимо от того, на какой стадии ливня оно возникло, распространяется практически вместе с фронтом ливня. Это приводит к увеличению плотности излучения вблизи каскадного диска, и мощность сигнала возрастает за счёт уменьшения длительности импульса. На рисунке 13 показано распределение поля излучения от ливня с энергией $W_0 = 10^{18}$ эВ на частоте 10 ГГц.

Опуская подробности дальнейших расчётов и детали обсуждения, отметим, что в работе [126] сделан вывод о том, что если для радионаблюдения ливней в области частот 10 ГГц использовать антенну с эффективной площадью порядка 10 м^2 , то радиоимпульсы от ливней с энергиями $W_0 > 10^{19}$ эВ существенно превысят радиошумы различного рода.

4. Параметризация и моделирование радиоизлучения широких атмосферных ливней

В разделах 2, 3 излучение ШАЛ рассматривалось с точки зрения возможности надёжно зафиксировать сам факт прихода космической частицы высокой энергии. С этой целью обсуждались технические возможности радиодетекторов, неизвестные ранее механизмы излучения и радиочастотные диапазоны, для которых интенсивность излучения была бы существенно выше электромагнитного фона различного происхождения. Другими словами, на первом плане было всё, что связано с генерацией и регистрацией радиоэмиссии атмосферного ливня. Однако за последние годы прогресс в электронике и методике численного решения сложных математических задач достиг очень высокого уровня. Появилась реальная возможность с помощью массива радиоантенн связывать данные зарегистрированных радиоимпульсов с параметрами ШАЛ, такими как энергия первичной частицы, ориентация оси ШАЛ и тип первичной час-

тицы. В этом направлении выполнена очень большая работа и достигнуты весьма существенные результаты. Однако многообразие опубликованных работ по данному вопросу настолько велико, что подробное обсуждение в рамках настоящего обзора не представляется возможным. Тем не менее этот вопрос является важным и основные достижения соответствующего направления исследований представлены ниже.

В настоящее время математические модели радиоизлучения, обладающие широкими возможностями, только разрабатываются. Основные проблемы связаны с ограничениями, обусловленными техническими возможностями современных компьютеров.

Конечной целью любой теории является решение обратной задачи: восстановление параметров ШАЛ (направления прихода первичной частицы, инициировавшей ШАЛ, её энергии W_0 и положения максимума развития ливня X_{\max}) по данным радиодетектора. Наиболее точно радиоизлучение от ШАЛ может быть рассчитано в рамках моделирования методом Монте-Карло, в котором излучение всего ливня находится как сумма полей от каждой заряженной частицы, — микроскопический подход к расчёту радиоизлучения. В этих моделях заряженная частица ливня движется по траектории, которая представляет собой последовательность прямолинейных отрезков, на которых скорость частицы постоянна. Однако направление отрезка, его длина и величина скорости имеют вероятностный характер, отражая тот факт, что заряженные частицы непрерывно испытывают многократное кулоновское рассеяние или неупругие взаимодействия, которые приводят к появлению новых частиц. Известно, что при такой методике расчёта время моделирования ливня (т.е. время работы компьютера) возрастает пропорционально энергии первичной частицы, причём оказывается, что для первичных энергий выше 5×10^{16} эВ время реального решения задачи находится за пределами возможностей современных электронно-вычислительных комплексов.

В связи с этим возникла острая необходимость разработки быстрой и надёжной методики моделирования радиоизлучения ШАЛ с энергиями $W_0 > 5 \times 10^{16}$ эВ. Принципиальная возможность такой методики связана с тем, что для рабочего диапазона длин волн 5–10 м в пределах одной зоны Френеля находится много заряженных частиц, излучение которых имеет когерентный характер. Поэтому поле излучения можно учитывать от всей зоны, а не от каждой в отдельности взятой частицы. Все элементы такой зоны излучают практически в одной фазе. В этом случае основные механизмы излучения связаны с избытком электронов в ливне (эффект Аскарьяна) и наличием магнитного поля Земли (геомагнитный механизм). Такой подход к расчёту радиоизлучения называют макроскопическим.

Как в микроскопическом, так и в макроскопическом подходах расчёт поля излучения в итоге сводится к интегрированию спектральной напряжённости электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = c \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) \times \mathbf{n}$, где $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ — векторный потенциал [127],

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \exp(-ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) dV'.$$

(Детали обсуждаемой методики описаны, например, в работах [128–132].)

Радиодетектор, состоящий из большого массива антенн, измеряет амплитуду радиоимпульса, наведённого в каждой антенне, время регистрации импульса, его длительность и форму. Понятно, что определить по этим данным перечисленные выше характеристики ливня без математической модели излучения практически невозможно. Такая модель должна однозначно связать данные радиодетектора с параметрами ливня. Но в любом случае нужно удостовериться, что принятая методика даёт правильные результаты. Это можно сделать только при наличии системы поверхностных детекторов частиц (т.е. установок ШАЛ). Сейчас считается, что они предоставляют вполне достоверные данные в широком диапазоне энергий.

Как упоминалось выше, реальную модель радиоизлучения можно построить только для ливней с энергией, не превышающей 5×10^{16} эВ. С другой стороны, радиоимпульсы от таких ливней, как правило, ненамного превышают радиошумы. Тем не менее имеется область параметров, для которой такая проверка осуществима. Сравнивая экспериментальные данные от радиодетектора и детектора частиц с результатами расчётов, можно выработать схему, которая на основе экспериментальных данных радиодетектора будет устанавливать параметры ШАЛ. Однако указанная обратная задача не всегда имеет однозначное решение, что может быть обусловлено, например, недостаточным количеством экспериментальных данных от радиодетектора, пренебрежением при теоретическом расчёте эффектами, которые при определённых условиях могут существенно влиять на характер излучения и др.

Сейчас исследования в этом направлении интенсивно развиваются. Такой метод внедряется в эксперименты LOPES в составе с детектором KASCADE-Grande, AERA в составе с установкой Auger, CODALEMA и ряд других, о которых упоминалось в разделах 2 и 3. В разделах 4.1–4.3 обсуждаются результаты, достигнутые в этих экспериментах, в частности, полученные коллаборацией LOPES (см., например, [133–135]).

Одной из важных характеристик ШАЛ является пространственное распределение радиоизлучения. Построение этой зависимости может быть выполнено при наличии большого массива радиоантенн. Согласно результатам многочисленных исследований функция пространственного распределения тесно связана с важными параметрами атмосферного ливня: энергией первичной частицы и глубиной максимума ливня, которая в свою очередь определяет тип первичной частицы.

4.1. Функция пространственного распределения излучения

Впервые параметризация напряжённости поля по данным о радиоизлучении была предложена Алланом (Allan) [81]. Эта параметризация связывает первичную энергию E_p с напряжённостью поля $E_v(R)$ на расстоянии R от центра ливня:

$$E_v = 20 \frac{E_p}{10^{17} \text{ эВ}} \sin \alpha \cos \theta \exp \left(-\frac{R}{R_0(v, \theta)} \right) \times \\ \times \left(\frac{v}{55 \text{ МГц}} \right)^{-1} \left[\frac{\text{мкВ}}{\text{м МГц}} \right], \quad (4.1)$$

где α — геомагнитный угол (угол между осью ливня и направлением магнитного поля Земли), θ — зенитный

угол. Масштабный параметр $R_0 \approx 110$ м для частоты 55 МГц и зенитных углов $\theta < 35^\circ$. При увеличении зенитных углов R_0 увеличивается. Фактически для того, чтобы оценить энергию первичной частицы, должны быть известны только направление оси ливня и напряжённость поля на расстоянии R . Очевидно, что с помощью одной антенны зенитный угол найти нельзя. Однако если радиодетектор имеет большой массив антенн, то по времени относительного запаздывания радиосигналов зенитный угол можно определить без участия поверхностного детектора.

Выражение (4.1) для функции пространственного распределения (ФПР) напряжённости поля $E_v(R)$ только приблизительно соответствует реальному распределению. Например, если $\alpha = 0$, то и $E_v(R) = 0$, что справедливо только для геомагнитного механизма радиоизлучения. Однако сейчас хорошо известно, что излучение, производимое избыtkом электронов (эффект Аскарьяна), даёт вклад в амплитуду сигнала не менее 10–15 % от общей величины. При малых углах α , когда ось ливня практически параллельна магнитному полю Земли, ФПР радиоизлучения имеет глубокий минимум в окрестности центра ливня (точка пересечения оси с поверхностью Земли). В этом случае радиоизлучение обусловлено избыtkом электронов в ливне. При достижении некоторого значения угла геомагнитный механизм радиоизлучения ливня становится доминирующим. Напряжённость поля излучения пропорциональна составляющей $B \sin \alpha$ вектора индукции магнитного поля Земли. Для ливней, идущих с севера на юг в Северном полушарии, интенсивность излучения максимальна. Ниже рассмотрены результаты наиболее интересных результатов эксперимента LOPES.

По своей сути LOPES — это цифровой радиоинтерферометр, работающий в мегагерцевом диапазоне частот (43–74 МГц). LOPES находится вблизи Технологического института в Карлсруэ (Германия) на территории поверхностного детектора частиц KASCADE-Grande, где магнитное наклонение составляет приблизительно $64,8^\circ$. В работах [134, 135] представлен метод наклона, который использует ФПР радиоизлучения для восстановления важных характеристик первичных космических лучей. Авторами представлены результаты, полученные при моделировании атмосферных ливней, и результаты непосредственного применения метода наклона к данному эксперимента LOPES.

Метод наклона даёт информацию об энергии и глубине максимума атмосферных ливней, извлекаемую из особенностей пространственного распределения радиосигналов. Прежде всего определяется расстояние от оси ливня, на котором восстановление энергии первичной частицы находится под влиянием малейших флуктуаций. Наличие такого характерного расстояния ранее было предсказано при моделировании радиоизлучения с использованием программного пакета REAS2 [134]. В работе [135] на основе моделирования по комплексной программе CoREAS [54] подтверждено, что такое характеристическое расстояние действительно существует, и оно особенно отчётливо видно, когда учитывается эффект Аскарьяна. Показано также, что этот факт может быть использован для определения энергии первичной частицы. Кроме того, наклон функции распределения имеет отношение к расстоянию между наблюдателем и источником радиоизлучения. Другими словами, метод

наклона позволяет получать информацию о глубине максимума ливня X_{\max} и, следовательно, о типе первичной частицы. Указанная информация может быть извлечена непосредственно из наклона ФПР: атмосферные ливни, инициированные ядрами Fe, начинаются раньше и быстрее развиваются в атмосфере, чем ливни, инициированные протонами. Источник радиоизлучения в первом случае расположен, как правило, дальше от наблюдателя, находящегося на Земле, поэтому поперечное распределение радиоизлучения будет более пологим. Недавно эта чувствительность к наклону ФПР в развитии ливней была доказана экспериментально LOPES-измерениями [82].

Моделирование с помощью CoREAS [54] включает в себя реальное рассмотрение показателя преломления в атмосфере и является более сложным и более полным, чем моделирование по программе REAS. Согласованность между результатами CoREAS-моделирования и наклоном ФПР [136, 137] означает, что исследования, основанные на CoREAS-моделировании, являются более перспективными, чем исследования с использованием других компьютерных программ.

Авторы [135] указывают, что несоответствие между амплитудами радиоимпульсов, измеренными радиодетектором LOPES и полученными CoREAS-моделированием, всё ещё существует. Тем не менее это не повлияло на ту часть анализа, в которой использован наклон ФПР радиоизлучения (т.е. отношение амплитуд при различных расстояниях). Указанное расхождение имеет важное значение только тогда, когда рассматриваются абсолютные величины амплитуды, т.е. в данном случае при восстановлении энергии, на которую будут влиять калибровочные константы для установления линейной корреляции между энергией первичной частицы и амплитудой радиосигнала.

Принимая во внимание результаты анализа, проведённого в [138], авторы [135] усовершенствовали метод наклона. Сначала метод наклона был применён при моделировании радиоизлучения в рамках программы CoREAS для получения важных параметров калибровки. Затем метод наклона непосредственно применялся к событиям, полученным в эксперименте LOPES, что позволяло исследовать возможность восстановления полной энергии первичной частицы и глубины максимума ливня.

События, выбранные для анализа методом наклона, были зарегистрированы установками LOPES-30 и LOPES-pol [139]. Первая состоит из 30 калиброванных дипольных антенн, ориентированных в направлении восток – запад, а вторая (LOPES-pol) – из 15 антенн с ориентацией восток – запад и 15 антенн, ориентированных вдоль прямой в направлении север – юг. Для анализа использовались данные антенн, ориентированных только в направлении восток – запад, поскольку статистика данных здесь была наиболее велика [22]. Эффективная полоса частот, используемых в LOPES-эксперименте, составляла 43–74 МГц. Выбранные ливни имели энергию в области 10^{17} – 10^{18} эВ и зенитный угол менее 40° .

4.2. Моделирование функции пространственного распределения радиоизлучения с помощью программного комплекса CoREAS

Функция пространственного распределения описывает измеряемое (или моделируемое) электрическое поле в зависимости от расстояния между наблюдателем и

осью ливня. Вследствие суперпозиции геомагнитного и черенковского радиоизлучений от широких атмосферных ливней ФПР может быть существенно асимметричной [136]. Это связано с особенностями поляризации механизмов излучения. Геомагнитный механизм имеет линейную поляризацию, а черенковский – радиальную. Другими словами, для наблюдателей, находящихся в произвольных точках на поверхности Земли вблизи оси ливня, направление вектора электрического поля геомагнитного механизма практически везде одинаково. Для этих же наблюдателей направление напряжённости поля черенковского излучения обязательно проходит через ось ливня (так называемая радиальная поляризация). Поэтому в некоторых точках пространства поля, наведённые этими излучениями, складываются, а в других – вычитаются. Это означает, что в идеальной модели надо строить двумерную ФПР, т.е. необходимо вводить азимутальный угол в дополнение к расстоянию до оси ливня. В эксперименте LOPES число антенн ограничено, поэтому пришлось прибегнуть к более простому способу построения ФПР, усредняя данные от антенн в зависимости от их расположения.

В своих ранних работах авторы [135] использовали экспоненциальную функцию для аппроксимации данных и моделирования события на LOPES [18, 137]. Однако некоторые факты подсказывают, что предпочтительнее использовать одномерную функцию Гаусса,

$$E(d) = E_G \exp \frac{(d - b)^2}{2c^2}, \quad (4.2)$$

где E_G [мкВ м^{-1} МГц $^{-1}$], b [м] и c [м] – свободные параметры для фитирования ФПР, измеряемой в LOPES-эксперименте. LOPES-события могут быть аппроксимированы одномерной экспонентой или функцией Гаусса, однако в использовании функции Гаусса есть два преимущества. Во-первых, некоторые события наиболее полно описываются именно этой функцией, в то время как экспонента даёт значительно худший результат. Во-вторых, что более важно, метод наклона разрабатывается на основе моделирования по программе CoREAS и события, смоделированные на основе функции Гаусса, согласуются с экспериментальными данными значительно лучше, чем аппроксимированные экспонентой. Этот факт иллюстрирует рис. 14.

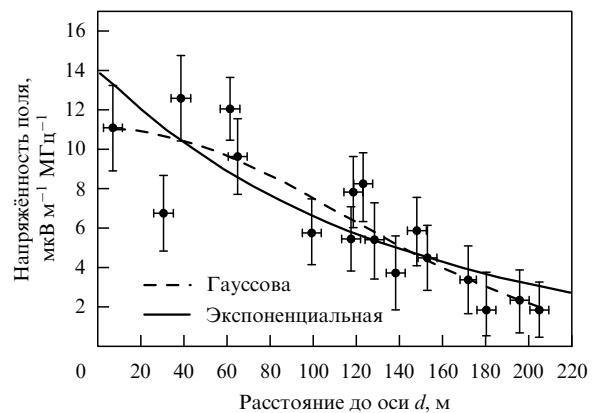


Рис. 14. Аппроксимация экспериментальных данных LOPES (кружки) функцией Гаусса (штриховая кривая) и экспоненциальной функцией (сплошная кривая). Абсолютные значения амплитуд, измеренных LOPES и полученных CoREAS-моделированием, показаны в разных масштабах.

4.3. Метод наклона

С целью развития метода наклона сравнивались ФПР радиоизлучения от событий, полученных моделированием с помощью программы CoREAS. Выбирались ливни с различными энергиями и зенитными углами. Амплитуда напряжённости поля в точке расположения антенны нормировалась на величину энергии ливня и составляющую $B \sin \alpha$. Нормированные функции пространственного распределения для события с зенитными углами $< 19,4^\circ$ представлены в качестве примера на рис. 15 [135], из которого видно, что разброс ФПР, полученных аппроксимацией однопараметрической функцией Гаусса, резко изменяется в зависимости от расстояния до оси ливня.

На рисунке 16 показана относительная величина среднеквадратичного (Root Mean Square, RMS) отклонения от среднего значения для нескольких групп зенитных углов [135]. Относительный разброс ФПР изменяется от 10 % на расстояниях $d_0 = 70–100$ м до 50 % на расстояниях, больших 300 м. Как в [135], так и в ранних моделях [134, 138] было предсказано существование специфического расстояния d_0 , при котором амплитуды радиосигналов практически не зависят от глу-

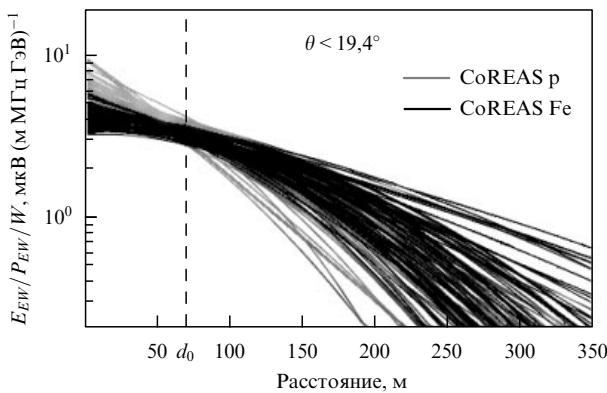


Рис. 15. Нормированные ФПР, полученные в программе CoREAS и посредством аппроксимации однопараметрической функцией Гаусса для событий с зенитными углами $< 19,4^\circ$. Светлые линии соответствуют протонным ливням, тёмные — ливням, инициированным ядрами Fe. Штриховой прямой отмечено расстояние d_0 , на котором величина среднеквадратичного разброса ФПР минимальна.

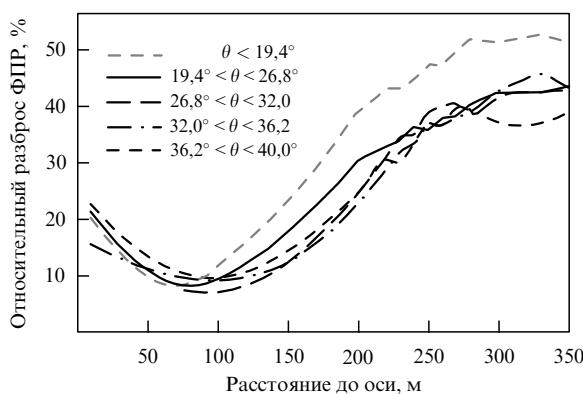


Рис. 16. Относительные величины RMS-отклонений от средних значений ФПР в зависимости от расстояния до оси ливня. Моделирование для различных зенитных углов выполнено по программе CoREAS.

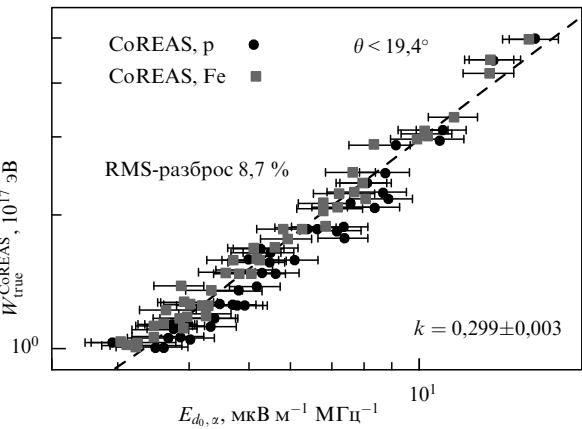


Рис. 17. Линейная корреляция между "истинным" значением $W_{\text{true}}^{\text{CoREAS}}$ первичной энергии, рассчитанной по методу Монте-Карло, и амплитудой радиоимпульса на расстоянии d_0 , k — подгоночный параметр. Относительный RMS-разброс амплитуд $\approx 8,7\%$.

бинами ливня X_{\max} и имеют минимальную величину разброса нормированных ФПР.

4.3.1. Восстановление первичной энергии ливня (моделирование). Нормированные амплитуды радиосигналов на характерном расстоянии d_0 незначительно изменяются от ливня к ливню и предоставляют непосредственную информацию о его энергии [134, 138]. Это специфическое свойство можно установить моделированием событий с помощью CoREAS. Для этого нужно выбрать восточно-западную компоненту вектора электрического поля, предсказываемую CoREAS-моделированием для события LOPES. Затем подобрать функцию Гаусса для аппроксимации распределения излучения и выбрать для неё амплитуду радиоимпульса на расстоянии d_0 . Потом нормировать эту амплитуду в соответствии с величиной геомагнитного угла α и нанести нормированную амплитуду $E_{d_0, z}$ на ось абсцисс графика, а по оси ординат отложить "истинное" значение энергии ливня, определённой методом Монте-Карло. Такой график показан на рис. 17 для событий с зенитными углами $\theta < 19,4^\circ$. Анализически эта линейная зависимость может быть выражена как

$$W = k E_{d_0, z}, \quad (4.3)$$

где $E_{d_0, z}$ — нормированная на геомагнитный угол амплитуда напряжённости поля на расстоянии d_0 от оси ливня.

Очевидно, что параметризация (4.3) позволяет по данным радиодетектора определить первичную энергию ливня. Из рисунка 17 видно, что рассчитанные значения энергии отклоняются от линейной зависимости. Как упоминалось выше, это связано с RMS-отклонением значений ФПР на расстоянии d_0 от оси (см. рис. 15, 16), которое составляет приблизительно 9 %. Кроме того, возникает разброс и в значениях измеряемых амплитуд (приблизительно 10 %). Эти неопределённости могли бы быть уменьшены, если бы в расчётах учитывалась асимметрия, вносимая черенковским излучением.

Из рисунка 17 также видно наличие систематического сдвига величины энергии в зависимости от типа частицы. Амплитуды радиоимпульсов протонных ливней немнога

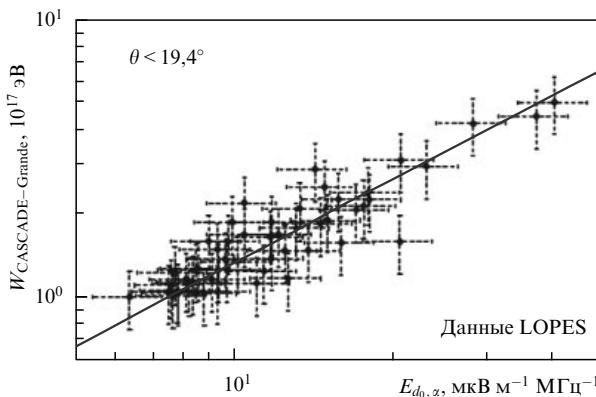


Рис. 18. Восстановленные значения первичной энергии ливней с зенитными углами $\theta < 19,4^\circ$ по данным нормированной напряжённости поля, измеренной LOPES на расстоянии d_0 . Относительное RMS-отклонение 18,8 %. Сплошная прямая соответствует зависимости (4.3) с коэффициентом $k = 0,134$.

выше амплитуд ливней, вызванных ядрами железа. Этот факт можно объяснить тем, что величина амплитуды напряжённости поля зависит только от электромагнитной компоненты ливня, а ливень, инициированный ядром железа, передаёт в неэлектромагнитную компоненту значительно большую энергию, чем протонный [140]. Кроме того, максимум протонного ливня ближе к поверхности Земли и напряжённость, соответственно, выше.

4.3.2. Восстановление первичной энергии ливня (по данным LOPES). На рисунке 18 представлены результаты восстановления первичной энергии в реальных событиях, зарегистрированных радиодетектором LOPES. По горизонтальной оси для каждого ливня отложены значения напряжённости поля, соответствующей расстоянию $d_0 = 70$ м от оси ливня. Значение поля в этой точке выбирается из ФПР, аппроксимированной функцией Гаусса. По вертикальной оси отложено соответствующее данному ливню значение первичной энергии, определённое по данным детектора частиц KASCADE-Grande. На график нанесено всего 53 события с зенитными углами $\theta < 19,4^\circ$. Сплошная прямая соответствует зависимости (4.3). Для широкого диапазона зенитных углов θ в табл. 3 приведены величины параметров наклона k , полученные расчётом по CoREAS и измеренные массивом LOPES на характерном расстоянии d_0 .

Для того чтобы сравнить измеренные амплитуды на характерном расстоянии 100 м с амплитудами, предсказанными расчётом по CoREAS, была осуществлена

перекрёстная проверка, которая подтвердила, что расхождение между амплитудами, измеренными LOPES и найденными CoREAS-моделированием, увеличивается с возрастанием зенитного угла. Причина этого расхождения в настоящее время неизвестна. Оно может быть вызвано, например, несоответствием между моделируемыми диаграммами антенн детектора LOPES и фактическими свойствами антенн.

4.3.3. Реконструкция глубины максимума ливня (CoREAS-моделирование). Другой особенностью ФПР радиоизлучения является чётко выраженная корреляция глубины максимума ливня и наклона подобранный ФПР. С целью дальнейшего развития метода наклона следует установить количественную связь какого-либо параметра наклона с глубиной максимума ливня на основе CoREAS-моделирования. Затем надо применить найденную связь к конкретным экспериментальным данным радиодетектора LOPES. Таким параметром для детектора LOPES является отношение амплитуд радиосигналов, измеренных на расстоянии d_0 и фиксированном расстоянии 200 м, $\varepsilon_{\text{ratio}} = E_{d_0}/E_{200}$. Для построения такой зависимости величина X_{\max} для каждого события, полученная монте-карло-расчётом, считается "истинным" значением. Результат моделирования показывает, что существует чёткая корреляция, которую можно параметризовать уравнением

$$\varepsilon_{\text{ratio}} = B \exp [(AX_{\max})^C]. \quad (4.4)$$

Параметры A , B и C и статистические погрешности подгонки находятся отдельно для каждого зенитного угла.

На рисунке 19 по оси абсцисс отложены "истинные" значения X_{\max} , а по оси ординат — значения $\varepsilon_{\text{ratio}}$ для ливней с зенитным углом $\theta < 19,4^\circ$. Как и следовало ожидать, максимум ливней с первичной частицей Fe (светлые квадраты) имеет существенно меньшее значение, чем максимум протонных ливней.

Представление о том, как изменяются параметры A , B и C (4.4) при изменении угла θ , даёт табл. 4, в которой совмещены разбросы для протонных и "железных" ливней, обозначенные как ΔX_{\max} для индивидуальных групп зенитных углов. При моделировании событий с помощью CoREAS использовалась удвоенная статистика (в табл. 4 обозначено как $n \times 2$), и, с учётом всех зенитных углов, RMS-разброс лежит в диапазоне 45–65 г см⁻².

Важно отметить, что результаты, представленные в табл. 4 и на рис. 19, относятся к характерной ситуации

Таблица 3. Величины параметров наклона k , полученные расчётом по программе CoREAS и измеренные массивом LOPES на характерном расстоянии d_0 для ливней с различными зенитными углами

Зенитный угол $\Delta\theta$, град.	Число ливней	Расстояние d_0 , м (моделирование по CoREAS)	Моделирование по CoREAS		Данные LOPES	
			$\sqrt{\text{RMS}^2 + 20\%}$, %	Параметр k , ГэВ м МГц мкВ ⁻¹	RMS, %	Параметр k , ГэВ м МГц мкВ ⁻¹
0–19,4	53	70	21,8	0,299	18,8	0,134
19,4–26,8	48	80	21,6	0,328	23,1	0,151
26,8–32,0	45	90	21,4	0,358	24,6	0,141
32,0–36,2	36	100	22,1	0,382	20,3	0,142
36,2–40,0	23	100	22,4	0,398	25,6	0,137

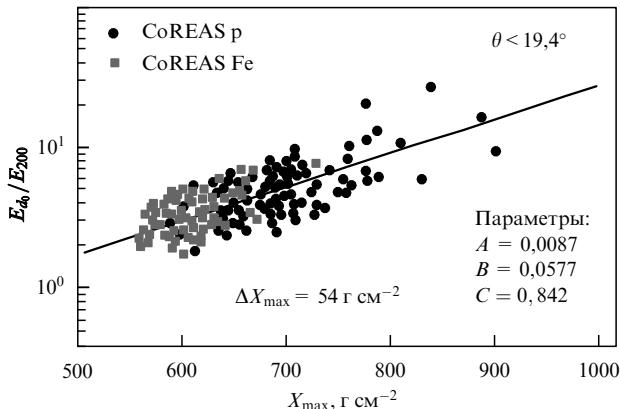


Рис. 19. Соотношение между "истинной" глубиной максимума ливня X_{\max} , полученной моделированием методом Монте-Карло, и параметром наклона $\varepsilon_{\text{ratio}} = E_{d_0}/E_{200}$, найденным с помощью программного комплекса CoREAS. RMS-отклонение составляет $\Delta X_{\max} = 54 \text{ г см}^{-2}$.

детектора LOPES, в частности к высоте места расположения LOPES, используемому для наблюдения диапазону частот, энергетическому диапазону ливней и размеру антенного поля. Все эти параметры влияют на отношение амплитуд и, следовательно, играют важную роль в определении калибровочных кривых ΔX_{\max} . Повидимому, для наклонных ливней большие значения $\varepsilon_{\text{ratio}} = E_{d_0}/E_{200}$ могут иметь место только тогда, когда расстояния, используемые для расчёта, намного превышают 200 м. Но в представленном выше методе наклона принципиально невозможно увеличить указанное расстояние из-за недостаточно больших размеров радиодетектора LOPES.

4.3.4. Восстановление глубины максимума ливня (LOPES-измерения). Трёхпараметрическую функцию (4.4) можно применять для восстановления значения X_{\max} , используя измерения антенного массива LOPES и данные расчёта параметров A , B и C с помощью программного комплекса CoREAS, приведённые в табл. 4 для соответствующих групп зенитных углов.

На рисунке 20 показано полученное распределение значений X_{\max}^{LOPES} в виде гистограммы (сплошная линия) со средним значением $\bar{X}_{\max} = 633,2 \text{ г см}^{-2}$ и стандартным отклонением $\Delta X_{\max} = 94,6 \text{ г см}^{-2}$. Для сравнения приведены также распределения X_{\max} , полученные моделированием по программе CoREAS, для протонных ливней (штрихпунктирная линия), средняя величина $\bar{X}_{\max, p}^{\text{CoREAS}} = 678,5 \pm 76,9 \text{ г см}^{-2}$, и "железных" ливней (штриховая линия), средняя величина $\bar{X}_{\max, Fe}^{\text{CoREAS}} = 604,2 \pm 56,4 \text{ г см}^{-2}$.

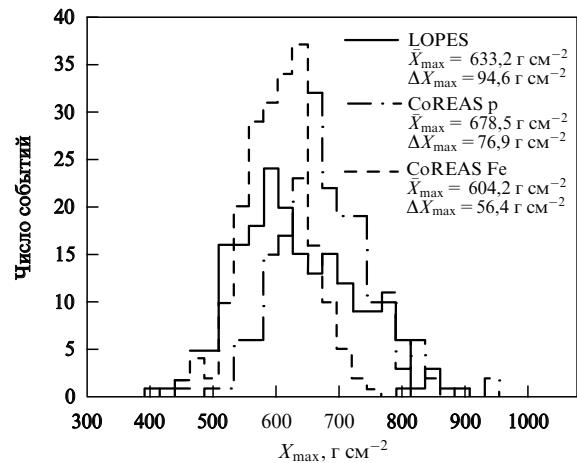


Рис. 20. Распределение глубины максимума X_{\max} , восстановленного методом наклона на основе данных детектора LOPES (сплошная линия) и моделированием тех же событий программой CoREAS для протонов (штрихпунктирная линия) и ядер железа (штриховая линия).

линия), $\bar{X}_{\max, Fe}^{\text{CoREAS}} = 604,2 \pm 56,4 \text{ г см}^{-2}$. Эти значения получены посредством применения выражения (4.4) при моделировании событий с помощью CoREAS или, другими словами, они представляют собой величины, полученные аппроксимацией соответствующих моделей наклона ФПР.

Стандартное значение отклонения $\Delta X_{\max} = 94,6 \text{ г см}^{-2}$ для распределения X_{\max} можно считать верхним пределом точности радиодетектора LOPES. Однако эта величина не является результатом точного расчёта стандартного отклонения, поскольку, например, в данном случае не учитывалась погрешность, связанная с моделированием атмосферы и моделированием адронных взаимодействий, которые обычно используются для расчёта ливня. Гораздо лучших результатов можно достичь с помощью высококачественных радиоизмерений и при более высокой плотности антенн. Например, в эксперименте LOFAR [141] применён метод, основанный на аппроксимации двумерной ФПР радиоизлучения, и достигнута чувствительность при определении X_{\max} , сравнимая с чувствительностью флуоресцентной методики ($\approx 20 \text{ г см}^{-2}$). Основополагающий принцип заключается в том же самом, а именно в использовании геометрической связи между расстоянием до источника и ФПР радиоизлучения, описанной выше.

В целом восстановленные значения X_{\max}^{LOPES} совместимы с ожидаемыми. Результат значительно улучшен

Таблица 4. Параметры реконструкции ΔX_{\max} , полученные моделированием CoREAS, и их статистические неопределённости*

Зенитный угол $\Delta\theta$, град.	Число расчётных циклов	Параметр A , $\text{см}^2 \text{г}^{-1}$	Параметр B	Параметр C	ΔX_{\max} , г см^{-2}
0–19,4	53×2	$0,0087 \pm 0,0016$	$0,0577 \pm 0,0022$	$0,841 \pm 0,055$	54,0
19,4–26,8	48×2	$0,0060 \pm 0,0034$	$0,0835 \pm 0,0084$	$0,945 \pm 0,016$	47,9
26,8–32,0	45×2	$0,0014 \pm 0,0010$	$1,100 \pm 0,092$	$2,542 \pm 0,011$	53,2
32,0–36,2	36×2	$0,0053 \pm 0,0018$	$0,225 \pm 0,018$	$0,691 \pm 0,027$	65,7
36,2–40,0	23×2	$0,0013 \pm 0,0002$	$0,98 \pm 0,52$	$2,8 \pm 2,0$	47,9

* В последней колонке указано RMS-отклонение от среднего значения ΔX_{\max} (CoREAS) для каждой группы зенитных углов. Значения, приведённые в таблице, получены двукратным увеличением статистики при моделировании.

по сравнению с таковым предыдущего анализа [138], в котором при моделировании показатель преломления атмосферы считался равным единице. Авторы [135] утверждают, что систематический сдвиг, который наблюдался ранее в [138], вызван несоответствием наклона ФПР радиоизлучения, предсказываемого старыми моделями, и результатов измерений.

В представленном здесь анализе использован весь потенциал данных LOPES и соблюдена принятая методика. Однако эксперименты, проводимые в настоящее время и предстоящие в ближайшем будущем, такие как AERA, Tunka-Rex и LOFAR, будут иметь более высокое качество данных благодаря более низкому уровню радиопомех, большему количеству антенн, приходящихся на одно событие, и расширению диапазона поперечных расстояний ФПР, характерных для каждого события. Естественно, для достижения минимальной погрешности описанные здесь методы должны быть уточнены. В частности, должна быть включена в рассмотрение асимметрия ФПР, вызванная избытком заряда. Выражение (4.4), используемое для аппроксимации X_{\max} , должно быть повторно исследовано, а взаимосвязь между подгonoчными параметрами должна быть сведена к минимуму. Вероятнее всего, в результате будет получено более сложное, чем (4.4), выражение. Наконец, применение функции Гаусса (4.2), возможно, является не лучшим выбором и следует найти более точное выражение. Тем не менее, несмотря на эти важные замечания, можно считать, что метод наклона, определяющий энергию и X_{\max} из ФПР радиоизлучения, имеет хорошие перспективы для применения в радиодетекторах космического излучения.

5. Заключение

Как и много лет назад, сейчас продолжает оставаться надежда на то, что радиометод достигнет своего совершенства и станет возможным исследование космических лучей с энергиями, большими, чем предел ГЗК. Когда это произойдёт и какой это будет детектор, вряд ли сейчас можно сказать с определённостью. Внушает оптимизм появление новых направлений в поисках возможных путей решения данной проблемы. Имеются в виду, прежде всего, появившиеся сообщения о возможностях наблюдения излучения ШАЛ на гигагерцевых частотах и о возрождении метода радиолокации. Особенно интересно последнее. Дело в том, что это пока единственная возможность активно воздействовать на атмосферный ливень, т.е. если бы мы могли, например, неограниченно увеличивать мощность излучающей установки без каких-либо отрицательных последствий, то, кажется, что проблема радиодетектирования была бы успешно решена. В остальных случаях мы владеем только средствами наблюдения, и это ограничивает наши возможности.

Новый этап в исследовании метода радиодетектирования ШАЛ обусловлен появлением новых технологий в электронике и информатике. Можно также ожидать новых результатов от радиоастрономического метода [142]. Первые попытки использовать методику радиоастрономических наблюдений пока себя не оправдали. Можно указать много причин, из-за которых до сих пор ёщё не наблюдали ни одного события лунного происхождения. По-видимому, радиоастрономический метод должен быть серьёзно пересмотрен. Есть некоторые

предпосылки, позволяющие надеяться, что заметное продвижение в решении этой проблемы станет возможным, если удастся распространить методику радиоастрономических наблюдений на декаметровый диапазон частот. Наконец, внушает надежду реализация проектов, связанных с наблюдением космических лучей с искусственных спутников Луны или других планет [143].

Список литературы

1. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **41** 616 (1961); Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **14** 441 (1962)
2. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **48** 988 (1965); Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **21** 658 (1965)
3. Kahn F D, Lerche I *Proc. R. Soc. Lond. A* **289** 206 (1966)
4. Jelley J V et al. *Nature* **205** 327 (1965)
5. Филоненко А Д *УФН* **172** 439 (2002); Filonenko A D *Phys. Usp.* **45** 403 (2002)
6. Allan H R *Acta Phys. Hung.* **29** (Suppl. 1) (1970)
7. Гусев Г А, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **38** 505 (1983); Gusev G A, Zheleznykh I M *JETP Lett.* **38** 611 (1983)
8. Hankins T H, Ekers R D, O'Sullivan J D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283** 1027 (1996)
9. Филоненко А Д *УФН* **182** 793 (2012); Filonenko A D *Phys. Usp.* **55** 741 (2012)
10. Rosner J L, hep-ex/9508011
11. Rosner J L, Wilkerson J F, hep-ex/9702008
12. Rosner J L, Denis Suprun A *AIP Conf. Proc.* **579** 81 (2001); astro-ph/0101089
13. Antoni T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **513** 490 (2003)
14. Navarra G et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **518** 207 (2004)
15. Horneffer A et al. (LOPES Collab.), astro-ph/0409641
16. Petrovic J et al. (LOPES Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **39** 471 (2006); astro-ph/0611225
17. Falcke H et al. *Nature* **435** 313 (2005)
18. Apel W D et al. *Astropart. Phys.* **32** 294 (2010)
19. Huege T, Ulrich R, Engel R *Astropart. Phys.* **30** 96 (2008)
20. Apel W D et al. (LOPES Collab.) *Astropart. Phys.* **26** 332 (2006)
21. Haungs A et al. (LOPES Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** S1 (2009); astro-ph/0811.1919
22. Horneffer A et al. (LOPES Collab.), in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Mérida, Yucatán, Mexico* Vol. 4 (Eds R Caballero et al.) (Mexico City, Mexico: Univ. Nacional Autónoma de Mexico, 2008)
23. Nigl A et al. (LOPES Collab.) *Astron. Astrophys.* **487** 781 (2008)
24. Palmieri N et al., in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China* Vol. 4, p. 60
25. Apel W D et al. (LOPES Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 071101(R) (2012); arXiv:1203.3971
26. Apel W D et al. (LOPES Collab.) *Astropart. Phys.* **50–52** 76 (2013); arXiv:1309.5920
27. Apel W D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **696** 100 (2012); arXiv:1303.6808
28. Huber D et al., arXiv:1308.2512
29. Ravel O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **518** 213 (2004); astro-ph/0306255
30. Ardouin D et al. *Nucl. Instrum. Meth. phys. Res. A* **572** 481 (2007)
31. Lebrun D and the CODALEMA Collab., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Mérida, Yucatán, Mexico* (Merida, Mexico, 2007)
32. Rivière C (for the CODALEMA Collab.), arXiv:0906.2720
33. Revenu B (for the CODALEMA Collab.), arXiv:0906.2832
34. Bellétoile A (for the CODALEMA Collab.), in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China* Vol. 1, p. 231; arXiv:1109.3579
35. Rebai A and the CODALEMA Collab., arXiv:1211.3273
36. Gandhi R et al. *Astropart. Phys.* **5** 81 (1996); hep-ph/9512364
37. Gandhi R et al. *Phys. Rev. D* **58** 093009 (1998); hep-ph/9807264
38. Brusoval O et al., arXiv:0708.3824
39. Ardouin D et al. *Astropart. Phys.* **34** 717 (2011); arXiv:1007.4359
40. Ardouin D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** S85 (2009)

41. Carloganu C et al., in *Proc. of the 44th Rencontres de Moriond, La Thuile, Italy 2009*
42. Lamblin J and the CODALEMA Collab., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Mérida, Yucatán, Mexico* Vol. 5 (Eds R Caballero et al.) (Mexico City, Mexico: Univ. Nacional Autonoma de Mexico, 2008) p. 921
43. Ardouin D et al., arXiv:0902.0730
44. Ardouin D et al. *Astropart. Phys.* **31** 192 (2009); arXiv:0901.4502
45. van den Berg A M for the Pierre Auger Collab., arXiv:0708.1709
46. Huege T for the Pierre Auger Collab. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **617** 484 (2010); arXiv:0906.4970
47. Klages H O, in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Mérida, Yucatán, Mexico* Vol. 5 (Eds R Caballero et al.) (Mexico City, Mexico: Univ. Nacional Autonoma de Mexico, 2008) p. 849
48. Etchegoyen A, in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf. July 3–11, 2007, Mérida, Yucatán, Mexico* Vol. 5 (Eds R Caballero et al.) (Mexico City, Mexico: Univ. Nacional Autonoma de Mexico, 2008) p. 1191
49. Huege T *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** (1–2) S57 (2009)
50. Abreu P et al. (Pierre Auger Collab.), arXiv:1107.4807
51. Abreu P et al. *JINST* **7** P10011 (2012); arXiv:1209.3840
52. Schröder F G, Asch T, Bährén L *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **615** 277 (2010)
53. Aab A et al. (The Pierre Auger Collab.), in *33rd Intern. Cosmic Ray Conf., Rio de Janeiro, Brazil, July 2013, The Astroparticle Physics Conf.*
54. Huege T, Ludwig T M, James C, in *Proc. 5th ARENA, Erlangen, Germany; AIP Conf. Proc.* **1535** 128 (2013)
55. Alvarez-Muniz J, Carvalho W R, Zas E (Jr.) *Astropart. Phys.* **35** 325 (2012)
56. Marin V, Revenu B *Astropart. Phys.* **35** 733 (2012)
57. Werner K, Vries K D, Scholten O *Astropart. Phys.* **37** 5 (2012)
58. Ardouin D et al. *Astropart. Phys.* **31** 192 (2009)
59. Glaser C, Weidenhaupt K, in *ARENA-2012, Acoustic and Radio EeV Neutrino Detection Activities, Erlangen, Germany*
60. Aab A et al. (The Pierre Auger Collab.), arXiv:1307.5059
61. Louedec K for the Pierre Auger Collab., arXiv:1310.4603
62. Gorham P W et al., arXiv:0705.2589
63. Gorham P W et al. *Phys. Rev. D* **78** 032007 (2008)
64. Belz J for the FLASH Collab., in *Proc. of the 29th Intern. Cosmic Ray Conf., August 3–10, 2005, Pune, India* Vol. 8 (Eds B Sripathi Acharya et al.) (Mumbai: Tata Institute of Fundamental Research, 2005) p. 291; astro-ph/0507379
65. Monasor M, Bohacova M, Bonifazi C, in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China* Vol. 3, p. 196
66. Smida R et al., in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China* Vol. 3, p. 17; arXiv:1108.0588
67. Apel W D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **620** 202 (2010)
68. Smida R et al., arXiv:1306.6738
69. Smida R et al. *EPJ Web Conf.* **53** 08010 (2013)
70. Alvarez-Muñiz J et al. *Phys. Rev. D* **86** 051104(R) (2012); arXiv: 1205.5785
71. Gaisser T K, Hillas A M, in *Proc. of the 15th Intern. Cosmic Ray Conf. Plovdiv 1977* Vol. 8, p. 353
72. Alvarez-Muñiz J et al. *Phys. Rev. D* **86** 123007 (2012); arXiv:1208.0951
73. Facal P for the Pierre Auger Collab. *EPJ Web Conf.* **53** 08009 (2013)
74. Allison P S, for the Pierre Auger Collab., in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China*
75. Conti E, Collazuo G, Sartori G *Phys. Rev. D* **90** 071102(R) (2014); arXiv:1408.5886
76. Schröder F G et al. (Tunka-Rex Collab.), arXiv:1308.0910
77. Hörandel J R et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **630** 171 (2011); arXiv:0911.2371
78. Schröder F G et al. *AIP Conf. Proc.* **1535** 78 (2013)
79. Glaser C, for the Pierre Auger Collab. *AIP Conf. Proc.* **1535** 68 (2013)
80. Rebai A et al., arXiv:1210.1739
81. Allan H R *Prog. Elem. Part. Cosmic Ray Phys.* **171** 10 (1971)
82. Apel W D et al. (LOPES Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 071101(R) (2012)
83. Vries K D et al. *Astropart. Phys.* **34** 267 (2010)
84. Ludwig M, Huege T *Astropart. Phys.* **34** 438 (2011)
85. Buitink S et al. *Astropart. Phys.* **33** 296 (2010); arXiv:1002.4849
86. Scholten O, Werner K, Rusydi F *Astropart. Phys.* **29** 94 (2008)
87. Werner K, Scholten O *Astropart. Phys.* **29** 393 (2008)
88. Werner K, de Vries K D, Scholten O *Astropart. Phys.* **37** 5 (2012)
89. Huege T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **662** S179 (2012)
90. Scholten O, Werner K, Rusydi F *Astropart. Phys.* **29** 94 (2008); arXiv:0709.2872
91. Greisen K *Prog. Cosmic Ray Phys.* **3** 1 (1956)
92. Kamata K, Nishimura J *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6** 93 (1958)
93. Христиансен Г Б, Куликов Г В, Фомин Ю А *Космическое излучение сверхвысокой энергии* (М.: Атомиздат, 1975); Christiansen G B, Kulikov G, Fomin J *Cosmic Rays of Superhigh Energies* (München: Verlag Karl Thiemig, 1980)
94. Беленький С З *Лавинные процессы в космических лучах* (М.: Гостехиздат, 1948)
95. De Vries K D et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 061101 (2011); arXiv:1107.0665
96. Werner K, De Vries K D, Sholten O, arxiv:1201.4471
97. Falcke H, Gorham P *Astropart. Phys.* **19** 477 (2003); astro-ph/0207226
98. Huege T, Falcke H *Astron. Astrophys.* **412** 19 (2003)
99. Jackson J D *Classical Electrodynamics* (New York: Wiley, 1962); Джексон Дж *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965)
100. Agnetta G et al. *Astropart. Phys.* **6** 301 (1997)
101. Атрашкевич В Б et al. *ЯФ* **28** 712 (1978); Atrashkevich V B et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** 366 (1978)
102. Huege T, Falcke H *Astron. Astrophys.* **430** 779 (2005)
103. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **97** 203 (2013); Filonenko A D *JETP Lett.* **97** 178 (2013)
104. Мурзин В С *Введение в физику космических лучей* (М.: Изд-во МГУ, 1988)
105. Калмыков Н Н и др., в сб. *31-я Всероссийская конф. по космическим лучам, Москва, 5–9 июля, 2010* (М.: Изд-во МГУ, 2010)
106. Blackett P M S, Lovell A C B *Proc. R. Soc. Lond. A* **177** 183 (1941)
107. Gorham P W *Astropart. Phys.* **15** 177 (2001); hep-ex/0001041
108. Hayakawa S *Cosmic Ray Physics* (New York: Wiley-Intersci., 1969); Хаякава С *Физика космических лучей* (М.: Мир, 1973)
109. Rossi B, Greisen K *Rev. Mod. Phys.* **13** 240 (1941); Rossi Б, Грейзен К *Взаимодействие космических лучей с веществом* (М.: ИЛ, 1948)
110. Grupen C *Particle Detectors* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1996); Групен К *Детекторы элементарных частиц* (Новосибирск: Сиб. хронограф, 1999)
111. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992); Raizer Yu P *Gas Discharge Physics* (Berlin: Springer, 1997)
112. Айзенберг Г З *Антенны ультракоротких волн* (М.: Связьиздат, 1957)
113. Bakunov M I et al. *Astropart. Phys.* **33** 335 (2010)
114. Бакунов М И, Новоковская А Л *Вестн. Нижегородского ун-та им. Лобачевского* (5(3)) 160 (2011)
115. Takai H et al. *32th ICRC Beijing* (2011)
116. Abou Bakr Othman et al., in *Proc. of the 32nd Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC2011, 11–18 August, 2011, Beijing, China*
117. Abou Bakr Othman et al., in *33rd Intern. Cosmic Ray Conf., Rio de Janeiro, Brazil, July 2013*
118. Stasielak J et al. *EPJ Web Conf.* **53** 08013 (2013); arXiv:1210.1427
119. Stasielak J et al., arXiv:1310.0743
120. Филоненко А Д *ЖЭТФ* **144** 739 (2013); Filonenko A D *JETP* **117** 641 (2013)
121. Engel A *Ionized Gases* (Oxford: Clarendon Press, 1955); Энгель А *Ионизированные газы* (М.: Физматгиз, 1959)
122. Райзер Ю П *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М.: Наука, 1980)
123. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Физматгиз, 1960); Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Oxford: Pergamon Press, 1964)
124. Jelley J V et al. *Nuovo Cimento A* **46** 649 (1966)
125. Alvarez-Muñiz J et al. *EPJ Web Conf.* **53** 08011 (2013)
126. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **99** 290 (2014); Filonenko A D *JETP Lett.* **99** 250 (2014)

127. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1967) с. 460; Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1975)
128. Scholten O, de Vries K D, Werner K *EPJ Web of Conf.* **53** 08005 (2013); arXiv:1207.1874
129. Suprun D A, Gorham P W, Rosner J L *Astropart. Phys.* **20** 157 (2003); astro-ph/0211273
130. Веденеев О В, Калмыков Н Н, Константинов А А "Сравнение экспериментальных и расчетных пространственных распределений радиоизлучения ШАЛ по данным МГУ и LOPES", в сб. 31-я Всероссийская конф. по космическим лучам, Москва, 5–9 июля, 2010 (М.: Изд-во МГУ, 2010)
131. Калмыков Н Н, Константинов А А, Энгель Р *ЯФ* **73** 1231 (2010); Kalmykov N N, Konstantinov A A, Engel R *Phys. Atom. Nucl.* **73** 1191 (2010)
132. Калмыков Н Н, Константинов А А *ЯФ* **74** 1047 (2011); Kalmykov N N, Konstantinov A A *Phys. Atom. Nucl.* **74** 1019 (2011)
133. Nehls S "Calibrated measurements of the radio emission of cosmic ray air showers", Dissertation (Karlsruhe: Institut für Experimentelle Kernphysik, 2008)
134. Huege T, Ulrich R, Engel R *Astropart. Phys.* **30** 96 (2008); arXiv:0806.1161
135. Apel W D et al. (LOPES Collab.) *Phys. Rev. D* **90** 062001 (2014); arXiv:1408.2346
136. Huege T *Braz. J. Phys.* **44** 520 (2014)
137. Apel W D et al. (The LOPES Collab.) *Astropart. Phys.* **50–52** 76 (2013)
138. Palmieri N et al. (The LOPES Collab.) *AIP Conf. Proc.* **1535** 89 (2012)
139. Huege T et al. (The LOPES Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **662** S72 (2010)
140. Matthews J *Astropart. Phys.* **22** 387 (2004)
141. Buitink S et al. (The LOFAR Collab.) *Brazilian J. Phys.*; in 33rd Intern. Cosmic Ray Conf., Rio de Janeiro, Brazil, July 2013, p. 579
142. Дагкесаманский Р Д, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **50** 233 (1989); Dagkesamanskii R D, Zheleznykh I M *JETP Lett.* **50** 259 (1989)
143. Гусев Г А и др. *УФН* **180** 957 (2010); Gusev G A et al. *Phys. Usp.* **53** 915 (2010)

Radio emission of extensive air showers

A.D. Filonenko

Volodymyr Dahl East Ukrainian National University,
prosp. Radjanskii 59a, 93400 Severodonetsk, Luganskii region, Ukraine
E-mail: uy5lo@mail.ru

A review is given of research into the currently topical high-energy physics problem of using the radio emission of extensive air showers to detect superhigh energy cosmic particles. The review presents experimental results on the shower radio emission and considers laboratory experiments on modeling radio emission from electron beams and high-energy gamma quanta. Also reviewed are current views on radio emission mechanisms from showers caused by high-energy particles in the meter and centimeter wavelength range. Whether the radar method can be used to study air showers is discussed. The theoretical concepts of the emission of coherent and noncoherent radiation in the superhigh frequency range are briefly reviewed and the possibility of restoring shower parameters from radio emission data is considered.

Keywords: extensive air shower, radio emission, radio detection, particle

PACS numbers: 95.55.Vj, 98.70.Sa

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201507a.0673

Bibliography — 143 references

Received 10 July 2014, revised 15 April 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (7) 673–716 (2015)

Physics – Uspekhi **58** (7) (2015)