

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Радиоастрономический метод измерения потоков космических частиц сверхвысокой энергии

А.Д. Филоненко

Рассмотрены основные принципы измерения потоков частиц сверхвысокой энергии с помощью радиотелескопа. Сделан краткий обзор экспериментальных работ с результатами измерения радиоэмиссии от ливней с энергией более 10^{20} эВ в лунном реголите. Обсуждаются некоторые выводы теоретических работ и влияние различных факторов на интенсивность радиоимпульса, вызванного каскадным диском под поверхностью Луны.

PACS numbers: 95.55.Vj, 95.85.Bh, 96.50.S–

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208a.0793

Содержание

1. Введение (793).
2. Какие существуют возможности повышения энергетической границы детекторов до уровня более 10^{20} эВ? (795).
3. Обоснование радиоастрономического метода (797).
4. Экспериментальное исследование черенковских радиоимпульсов в обсерватории Паркса (799).
5. Первые результаты исследования импульсной радиоэмиссии от лунных событий в обсерватории Голдстоун (12 ч наблюдения) (800).
6. Продолжение экспериментального исследования радиоэмиссии от каскадов нейтрино и космических лучей в обсерватории Голдстоун (30 ч наблюдения) (801).
7. Завершение экспериментального исследования радиоэмиссии от нейтрино и космических лучей в обсерватории Голдстоун (120 ч наблюдения) (803).
8. Экспериментальное исследование радиоэмиссии от каскадных ливней под поверхностью Луны с помощью радиотелескопа УТР-2 (805).
9. Ограничения на поток нейтрино сверхвысокой энергии по данным наблюдения на радиотелескопе Калязинской обсерватории (807).
10. Измерение потока нейтрино сверхвысокой энергии в обсерватории Вестерборк (проект NuMoon) (808).
 - 10.1. Первые 10 часов наблюдения.
 - 10.2. Пределы потока нейтрино сверхвысокой энергии, полученные после 48 ч наблюдений.
 - 10.3. Новые пределы потока заряженных частиц, установленные экспериментом NuMoon.
11. Поиск нейтрино сверхвысокой энергии в эксперименте RESUN (811).

12. Означает ли отсутствие радиоимпульсов лунного происхождения несостоятельность радиоастрономического метода? (813).

12.1. О спектре радиоимпульса, вызванного каскадом частиц в лунном реголите. 12.2. О дисперсии радиоимпульса в ионосфере Земли. 12.3. Нарушение когерентности радиоизлучения, вызванное неоднородностями лунного реголита. 12.4. Взаимодействие радиоизлучения каскадного ливня с поверхностью раздела вакуум – лунный реголит.

13. Заключение. Об истоках и перспективах радиоастрономического метода (822).

13.1. Проекты RAMAND и ANITA. 13.2. Проект лунного орбитального радиоволнового детектора (LORD).

- Список литературы (825).

1. Введение

Со времени открытия В. Гессом космического излучения (1912 г.) методы регистрации космических частиц претерпели огромный скачок. С тех пор произошли также не менее важные изменения в нашем понимании природы этого явления. Измеряя скорость разрядки электрометра, установленного на воздушном шаре, В. Гесс обнаружил, что с увеличением высоты скорость нейтрализации зарядов возрастает. Это дало основания предположить, что наличие в атмосфере отрицательных и положительных ионов на больших высотах не связано с естественной радиоактивностью окружающей среды, а вызвано процессами космического происхождения. Открытие П. Оже атмосферных ливней в 1938 г. — это ещё одна веха на пути познания природы космического излучения. Из открытия Оже, в частности, следовало, что в атмосферу Земли из окружающего пространства проникают частицы с энергией, достаточной для образования каскадов частиц (ливней), которые сейчас называют широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Именно ШАЛ и являются причиной повышенной концентрации ионов, обнаруженных В. Гессом на высотах ~ 5 км.

Несколько позднее были созданы первые фотоэлектронные умножители, открыто черенковское излучение и

А.Д. Филоненко. Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, квартал Молодёжный 20а, 91034 Луганск, Украина
Тел. (064) 250-08-26
E-mail: filonenko_ad@dsip.net

Статья поступила 9 сентября 2011 г.,
после доработки 18 февраля 2012 г.

разработаны черенковские детекторы. Когда наконец появилась возможность с помощью электроники быстро и надёжно обрабатывать информацию, поступающую от измерительных приборов, были созданы первые прототипы современных установок ШАЛ. С их помощью установлено, что энергетический спектр первичных космических лучей имеет степенной характер, $dN/dE \propto E^{-\gamma}$. А в 1958 г. Г.В. Куликов и Г.Б. Христиансен нашли [1], что в области энергии 10^{15} эВ в этом спектре имеется излом — "колени", дискуссия о котором продолжается и поныне.

В 1960-х годах уже функционировала большая установка ШАЛ — Volcano Ranch (штат Нью-Мексико, США) площадью 12 км², на которой впервые было зарегистрировано событие с рекордно высокой энергией, около 10^{20} эВ [2]. В дальнейшем заработали установка Haverah Park (Университет Лидса, Великобритания), Якутская установка (Институт космических исследований и астрономии им. Ю.Г. Шафера СО РАН), Акео (Токийский университет, Япония) и др. В этих установках в основном использовались, помимо традиционных счётчиков Гейгера–Мюллера, сцинтилляционные счётчики. И наконец в 1981 г. после нескольких неудачных попыток в университете штата Юта (США) был введён в строй флуоресцентный детектор Fly's Eye, основанный на регистрации свечения атомов азота, возбуждённых электронами ливня [3]. Ионизационное свечение, в отличие от черенковского, имеет изотропное угловое распределение и позволяет изучать наклонные ливни. Название детектора Fly's Eye (мушинный глаз) связано с тем, что его структура напоминает фасеточный глаз насекомых. Вскоре с помощью этой установки надёжно подтвердили обсуждавшуюся ранее [4] особенность энергетического спектра, названную впоследствии "лодыжкой" (ankle) [5]. Это ещё один излом в спектре в области энергий $\sim 3 \times 10^{18}$ эВ.

Под влиянием результатов теоретических и экспериментальных работ сложилось устойчивое мнение, что космические лучи с энергией не ниже 10^{18} – 10^{19} эВ имеют внегалактическое происхождение [6, 7]. Естественно, наибольший интерес представляли лучи с энергией выше 10^{20} эВ. Во-первых, ускорительные модели даже при самых экстремальных условиях не могли объяснить наличие у частиц столь высоких энергий. Во-вторых, космические лучи с энергией более 10^{20} эВ могут быть связаны с процессом, сопровождающимся мощным энерговыделением с высокой плотностью энергии, внутренние механизмы которого нам недостаточно известны. И наконец, заряженные частицы (в основном это протоны) с такой высокой энергией незначительно отклоняются в магнитных полях, и направление их движения указывает на вероятный источник.

Потребности современной астрофизики в определении потоков частиц с энергиями выше 10^{20} эВ вызвали необходимость модернизации имеющихся установок, а также дали стимул для разработки новых детекторов с энергетическим "потолком", на порядок большим, чем у предыдущих установок. Именно этот факт стимулировал поиски принципиально новых методов детектирования частиц с ультравысокими энергиями. В 1990-х годах начала функционировать японская экспериментальная установка AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) с эффективной площадью около 100 км², содержащая более ста сцинтилляционных счётчиков, распределё-

ных на площади 100 км². Флуоресцентный детектор Fly's Eye также вышел на этот уровень. Данные об энергетическом спектре в области 10^{19} – 10^{20} эВ оказались противоречивыми. Главная интрига была связана с выяснением вопроса о существовании предела Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК), основная идея которого состоит в следующем.

В 1966 г. практически одновременно были опубликованы две работы, в которых теоретически обосновывалось явление, называемое "реликтовым обрезанием" [8]. Показано, что энергия космического протона, вне зависимости от её величины, обязательно уменьшится при столкновениях с реликтовыми фотонами на пути длиной ~ 50 Мпк вплоть до минимального значения $E_{GZK} \approx 5 \times 10^{19}$ эВ, названного впоследствии пределом ГЗК. Этот вывод основан на том, что в системе, относительно которой протон покоится, энергия реликтового фотона является пороговой в реакции $p\gamma \rightarrow \Delta^* \rightarrow N\pi$.

До недавнего времени существование ГЗК-обрезания оставалось под вопросом. Результаты наиболее продвинутых экспериментальных установок, AGASA и HiRes (High Resolution Fly's Eye Experiment), оказались неоднозначными. Установка AGASA за период работы с 1984 г. по 2006 г. не обнаружила границы ГЗК. За это время суммарная экспозиция в эксперименте достигла величины $1,6 \times 10^3$ км² ср год.

В 1993 г. детектор Fly's Eye зарегистрировал событие с энергией 3×10^{20} эВ. Однако после модернизации установки за период с 1997 г. по 2006 г. зарегистрировано достаточно большое число событий, свидетельствующих о том, что спектр космических лучей вполне совместим с представлением о реликтовом обрезании в области $E_{GZK} \approx 5 \times 10^{19}$ эВ [9]. Полная экспозиция Fly's Eye за этот период составила $\sim 3 \times 10^3$ км² ср год. На рисунке 1 показаны энергетические спектры космических лучей, измеренные на установках HiRes [10] и AGASA.

Данные AGASA стали стимулом для разработки ряда моделей, в которых космические лучи сверхвысокой энергии рождались где-то вблизи Земли, так что протон не успевал растерять энергию при столкновениях с реликтовыми фотонами. Это так называемые модели сверху–вниз (top–down), привлекающие новую физику для объяснения рождения частиц с энергиями выше ГЗК-предела. В противоположность этому, в моделях "снизу–вверх" (bottom–up) высокая энергия

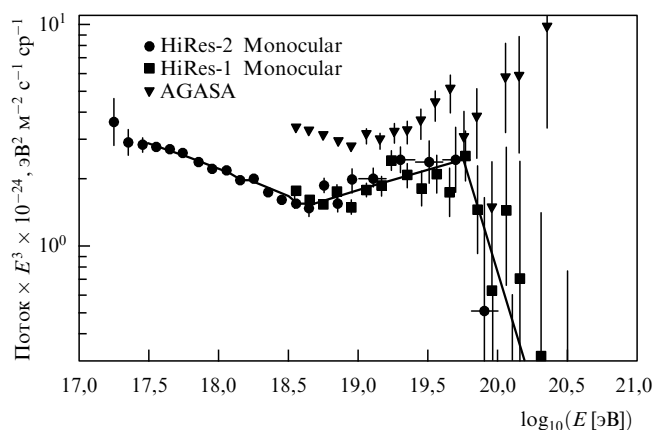


Рис. 1. Энергетические спектры космических частиц по данным установок AGASA и Fly's Eye.

частиц обусловлена ускорением в природных космических объектах.

Степенной спектр космических лучей показывает, что столь высокую энергию они могли приобрести в результате стохастических процессов в магнитных полях, как впервые предположил Ферми. Причём первоначальная энергия могла быть получена, например, при взрыве сверхновых. Таким механизмом ускорения можно объяснить происхождение космических лучей с энергиями вплоть до значений порядка $10^{18} - 10^{19}$ эВ. Эта идея и лежит в основе снизу–вверх-моделей ускорения частиц. (Более подробно ознакомиться с этим можно в обзорах [11–16].) Обстановка радикально изменилась, когда были получены энергетические спектры в обсерватории им. П. Оже.

К монтажу установки приступили в 2000 г. в Аргентине (провинция Мендоса), и уже в январе 2004 г. начался исследовательский цикл работ, который завершился в ноябре 2008 г. Установка состоит из 1600 водных черенковских детекторов, размещённых на площади 3000 км². Каждый бак диаметром 3,5 м и высотой 1,2 м содержит 12 т чистой воды. Баки связаны с центральной станцией по микроволновому радио. Силовое питание электроники осуществляется солнечными батареями. Время передачи сигнала от каждого бака измеряется системой GPS (Global Positioning System). Установка окружена четырьмя устройствами, содержащими по шесть флуоресцентных телескопов. Каждый телескоп имеет угол обзора 30° в горизонтальной плоскости и 30° в вертикальной [17].

В проекте объединены поверхностный детектор (водные баки) и флуоресцентный детектор. Гибридный проект позволяет выполнить очень точную реконструкцию геометрии ливня, если хотя бы один из водных детекторов синхронно с флуоресцентным зарегистрировал одно событие. Такие гибридные события используются для калибровки поверхностных детекторов, имеющих рабочий цикл, близкий к 100 % (т.е. работающих в дневное и ночное время). Результаты обсерватории Оже полностью подтвердили существование предела ГЗК $\sim 5 \times 10^{19}$ эВ, причём суммарная экспозиция в эксперименте составила 7×10^3 км² ср год [18].

Подтверждение существования реликтового обрезания указывает на возможность ускорения космических частиц в астрофизических источниках, что практически исключает острую необходимость поисков экзотических альтернатив, избегающих ГЗК-предела. Этот поворотный пункт открывает также путь для поисков астрономических источников частиц за пределами Галактики, определяя направление прибытия космических лучей с энергией вблизи ГЗК-предела. Например, в работе [19] (коллаборация Auger) найдена корреляция между направлениями прибытия космических лучей с энергией выше $\sim 6 \times 10^{19}$ эВ и местоположением активных галактических ядер (Active Galactic Nuclei, AGN) (по данным каталога Veron-Cetty AGN's [20]), находящихся внутри сферы радиусом 75 Мпк. Всего с целью поиска корреляции было исследовано 27 событий. Поиск выполнялся по угловому расстоянию от области наблюдаемого события до объекта из каталога, по минимальной энергии и по красному смещению. Максимальная корреляция была найдена для угла 3,1°, красного смещения $< 0,018$ (75 Мпк) и энергии $\geq 5,5 \times 10^{19}$ эВ. На основании этих данных авторы [19] отвергли гипотезу об изотропном

распределении направлений космических лучей сверхвысоких энергий. Корреляция, которую они обнаружили, на уровне доверия 99 % совместима с гипотезой о том, что источники частиц ультравысокой энергии находятся за пределами Галактики.

Модели процессов, в результате которых частица тем или иным способом приобретает энергию $> 10^{20}$ эВ, предсказывают величины потоков космических лучей в зависимости от их энергии. Очевидно, что экспериментальное подтверждение является не просто доказательством справедливости той или иной гипотезы — совпадение экспериментально и теоретически найденных величин потоков косвенно указывает на правильность нашего понимания астрофизических процессов, привлекаемых для построения модели. Многие экстремальные процессы во Вселенной, приводящие к выделению энергии с высокой плотностью, а также астрономические объекты, связанные с этими процессами, в частности, такие как активные ядра галактик, магнитары (нейтронные звёзды с магнитным полем $\sim 10^{11}$ Тл), космические гамма-всплески (предположительно являющиеся результатом слияния нейтронных звёзд), в настоящее время хорошо известны. Однако мы не имеем ясного представления о природе этих явлений и механизмах, приводящих к сверхмощному энерговыделению. Поэтому подтверждение или опровержение модельных гипотез стимулирует не только дальнейшие исследования, но и разработку новых методов детектирования частиц сверхвысокой энергии.

2. Какие существуют возможности повышения энергетической границы детекторов до уровня более 10^{20} эВ?

Обстановка, сложившаяся к настоящему моменту, подразумевает вопрос: каковы дальнейшие перспективы исследования частиц сверхвысокой энергии после подтверждения ГЗК-предела? Например, можно ожидать, что вскоре будет развёрнут широкий фронт исследований, которые пополнят астрофизику новыми данными. Для этого придётся несколько увеличить "светосилу" действующих детекторов или построить новые, с большей, по крайней мере на порядок, эффективной площадью, достроить северную часть оже-детектора и, наконец, реализовать проекты детекторов космического базирования, как, например, OWL (Orbiting Wide-field Light-collectors) [21] и пр. Однако указанные перспективы [22] вряд ли продвинут астрофизику к энергиям, существенно превышающим предел ГЗК.

С другой стороны, модели сверху–вниз никто не "закрывал", и вряд ли можно списать на экспериментальную ошибку все события с энергией выше 10^{20} эВ, накопленные за всю историю исследования космических лучей. Подтверждение реликтового обрезания означает только то, что протоны и тяжёлые ядра с энергией, приобретённой за пределами сферы ГЗК, не могут донести к нам эту энергию. Представляется более естественным считать, что поток частиц с ультравысокими энергиями намного меньше, чем предполагалось ранее [23], и их природа по-прежнему остаётся неизвестной.

Такой вывод фактически означает следующее: если придерживаться технологий, в рамках которых были разработаны современные детекторы типа AGASA, Fly's Eye и Auger Observatory, то вряд ли в ближайшие

10–20 лет возможно без колоссальных затрат достичь эффективной площади порядка 10^6 – 10^7 км². Этот вывод стимулирует разработку новых методов, позволяющих существенно упростить сбор информации с очень большой площади.

Одна из таких идей связана с использованием Луны в качестве мишени для космических частиц сверхвысокой энергии. Каскадный ливень в лунном реголите сопровождается когерентным радиоизлучением, которое может быть использовано для детектирования частиц. Эта многообещающая идея зародилась в 1960-х годах, т.е. более 50 лет назад, однако фактически до сих пор ещё не переросла в метод, эффективно измеряющий потоки частиц. Тем не менее и сейчас с неослабевающей интенсивностью проводятся экспериментальные исследования, но желаемых результатов пока мало. Идея радиодетектора, впервые высказанная и апробированная в 1960-х годах, являлась весьма привлекательной благодаря своей простоте и большим перспективам. Поэтому, прежде чем рассмотреть состояние радиоастрономического метода на настоящий момент (что является главной целью данного обзора), следует кратко описать его физическое содержание и историю, начавшуюся в 1960-е годы, когда Г.А. Аскарьян опубликовал две работы [24, 25], в которых и была заложена идея, в полной мере до сих пор не реализованная.

Известно, что практически все позитроны и электроны атмосферного ливня являются продуктом взаимодействия γ -квантов с ядрами, входящими в состав молекул воздуха. Рождаясь в ливне парами, электрон и позитрон выбывают из него различным образом. Если электрон почти до момента полной потери энергии остаётся в ливне, то позитрон, который может аннигилировать с электронами атомов атмосферы, выбывает из ливня гораздо раньше. Это приводит к избытку электронов в каскадном диске. По оценкам [24], избыток электронов составляет около 10 % от общего числа частиц в ливне. Средняя энергия таких электронов соответствует лоренц-фактору порядка 100. В работе [25] сделаны оценки интенсивности когерентного черенковского радиоизлучения, вызванного избытком отрицательного заряда. Согласно этим оценкам, мощность излучения должна быть вполне достаточной для уверенной регистрации радиоимпульса в области, находящейся в зоне черенковского конуса на поверхности земли.

Немного позднее (1966 г.) F.D. Kahn и I. Lerche в работе [26] рассмотрели ещё два механизма излучения, обусловленных разделением позитронов и электронов ливня в магнитном поле Земли. Энергетический спектр достигает максимума в области частот 30–50 МГц. Сравнивая теоретические оценки интенсивности излучения статического диполя, образованного пространственно разделёнными позитронами и электронами, с интенсивностью излучения тока, вызванного поперечным движением отрицательных и положительных зарядов в диске, авторы [26] пришли к выводу, что доминирующим является геомагнитный механизм, вызывающий поперечный ток. Стимулирующий эффект публикаций [24–26] оказался весьма велик. Предварительные результаты опытных исследований [27] стали известны практически сразу после появления публикаций [24–26].

Особенность экспериментальных установок для регистрации радиоимпульсов заключалась в том, что обязательным элементом установок должно быть устройство

для формирования так называемого мастер-сигнала, состоящее, например, из группы ионизационных или сцинтилляционных счётчиков, находящихся на поверхности Земли вблизи антенн. Эти счётчики производят импульс в момент прихода каскадного диска, скорость которого практически не отличается от скорости радиосигнала. Сигнал от радиоприёмника почти одновременно с мастер-сигналом поступает через электронные блоки формирования в блок памяти. Такая методика облегчает идентификацию сигнала, что особенно важно при высоком уровне импульсных радиопомех атмосферного и техногенного происхождения.

Экспериментальная установка [27] предназначалась для исследования ливней с энергией 10^{15} – 10^{16} эВ. Антенна установки состояла из 72 полуволновых вибраторов с собственной частотой 44 МГц и полосой пропускания $\Delta\nu = 4$ МГц. Для формирования вертикальной диаграммы направленности антенная решётка помещалась на высоте $\lambda/8$ над землёй. Целью опыта являлась проверка теоретических оценок интенсивности черенковского механизма излучения избыточными электронами [24, 25]. Идентификация этого механизма могла быть осуществлена по характеру поляризации поля излучения.

Данные, полученные в [27], свидетельствовали о том, что источником радиоимпульсов являлся ШАЛ. Позднее, после модернизации эксперимента, был сделан вывод о преимущественном вкладе радиоизлучения геомагнитной природы. В последующие годы исследования различных групп велись в двух направлениях: поиск неизвестных ещё механизмов радиоэмиссии и выяснение реальных возможностей детектора на основе регистрации черенковского или геомагнитного излучений.

Результат этой деятельности больших успехов не принёс. Как оказалось, интенсивность сигнала незначительно превышает радиопомехи искусственного и естественного происхождения, диаграмма излучения фактически ограничивается черенковским углом, и это не оправдало надежды на то, что с помощью нескольких антенн можно покрыть большую площадь, увеличив тем самым апертуру детектора [28].

Поиск возможности увеличения эффективной площади экспериментальных установок за счёт расширения пространственной диаграммы излучения каскадного ливня привлёк внимание к исследованию радиоэмиссии δ -электронов. Это электроны второго или последующих поколений, которые имеют энергию, ещё достаточную для того, чтобы вызвать ионизацию нейтральных молекул атмосферы. δ -электроны образуются при неупругих столкновениях частиц ливня с нейтральными молекулами атмосферы (азота, кислорода). Скорость этих электронов намного меньше скорости света, и в энергетическом спектре их излучения преобладают более низкие частоты, чем в спектре черенковского излучения. На частотах порядка $1/\tau$, где τ — время распространения ливня, излучение δ -электронов можно назвать квазикогерентным. По своей сути оно ближе к тормозному излучению, если рассматривать отдельный электрон [29, 30]. Однако при распространении ливня в атмосфере максимум энергетического спектра приходится на частоты порядка 50–100 кГц, т.е. на частотную область, сильно поражённую промышленными и атмосферными помехами. Кроме того, интенсивность низкочастотного когерентного излучения δ -электронов ШАЛ в указанном частотном диапазоне на 2–3 порядка слабее интенсивно-

сти черенковского или геомагнитного излучений, когерентность которых не нарушается при частотах вплоть до 30–50 МГц.

Для определённости в дальнейшем следует сделать замечание о механизме черенковского излучения каскадным ливнем. Известно, что за время распространения ливня электроны могут терять энергию и выбывать из каскадного диска. В то же время, независимо от этого, при взаимодействии γ -квантов с ядрами рождаются новые электроны. В численных расчётах интенсивность излучения находилась арифметическим суммированием напряжённостей полей, создаваемых отдельными электронами (см., например, [31]). Это фактически означало, что их начальные фазы равны. Для упрощения расчёта принималось, что траектория электрона является конечным отрезком прямой, а интенсивность излучения отдельных треков пропорциональна их длине. Такой подход к решению задачи позволял использовать классическое выражение для мощности излучения, вызванного единственной частицей. Однако это применимо только тогда, когда наблюдатель находится в непосредственной близости от реальной траектории электрона, а длина рассматриваемых радиоволн намного меньше этого расстояния. Только в этом случае относительно короткую траекторию электрона можно заменить бесконечной прямой. В разделе 12 рассмотрено, как этот вопрос решался в других случаях, и далее выражение "черенковское излучение ливня избыточными электронами" будет пониматься как излучение, вызванное током избыточных электронов (т.е. по Аскарьяну [24, 25]) и δ -электронов. В работе [32] показано, что такое движение этих частиц можно рассматривать как единый ток и вклады их приблизительно одинаковы. Более подробно эти исследования описаны в обзоре [33].

Интенсивность излучения возрастает практически пропорционально квадрату энергии ливня, поэтому следует ожидать, что наиболее эффективно этот механизм будет проявляться для ливней с высокой энергией, особенно в плотных средах. Однако для наземных детекторов такая совокупность условий практически неосуществима. В связи с этим и возникла идея радиоастрономического метода, в котором мишенью для частиц будет служить поверхность Луны. Такая возможность впервые была упомянута в работах [24, 25], а затем более детально рассмотрена в [34, 35].

3. Обоснование радиоастрономического метода

Луна как мишень для частиц сверхвысокой энергии привлекательна не только большой площадью видимой поверхности. Верхний слой — лунный реголит — не содержит влаги и поэтому даже на глубине ~ 10 – 20 м незначительно поглощает радиоволны, вплоть до гигагерцевых. Лунный реголит состоит из пыли и небольших камней. Свойства этого слоя известны благодаря исследованию образцов, доставленных с Луны миссией "Аполлон" [36]: средний коэффициент преломления $n = 1,7$, средняя длина ослабления электромагнитных волн $\lambda_r = 9/(\nu [\text{ГГц}])$. При рассмотрении каскадных процессов обычно принимают следующие величины: плотность лунного реголита $1,8 \text{ г см}^{-3}$, радиационная длина $22,6 \text{ г см}^{-2}$, критическая энергия 40 МэВ , мольеровский радиус $11,7 \text{ г см}^{-2}$ [37]. Наиболее неопределённая из характеристик реголита — это длина ослабления λ_r .

Частица может прийти со стороны вакуума под некоторым углом $\Delta\theta$ к поверхности Луны. В соответствии с геометрической оптикой и известным классическим выражением для черенковского угла $\cos\theta_{\text{ch}} = 1/n$, большая доля излучения (за исключением, может быть, очень низких частот) не пройдёт через границу раздела вследствие полного внутреннего отражения. В связи с этим представляют интерес частицы, пришедшие к поверхности раздела в направлении лунный реголит — вакуум. Но такой частицей может быть только нейтрино. Поскольку ГЗК-эффект доказан, можно предположить, что одним из источников нейтрино являются распады $\pi^\pm$ -мезонов, которые образуются при взаимодействии космических протонов высокой энергии с реликтовым излучением. Источником нейтрино высокой энергии могут быть также пульсары, остатки сверхновых и ядра активных галактик. Ионы, ускоренные в этих объектах, тормозятся окружающей средой и рождают нейтральные и заряженные пионы, которые при распаде дают нейтрино. И наконец, существуют сценарии рождения и эволюции Вселенной, в которых нейтрино образуется из распада так называемых топологических дефектов — реликтовых частиц с массами более 10^{20} эВ.

Ниже описаны основные положения методики проведения эксперимента по определению верхних пределов потоков нейтрино. Сейчас известны несколько экспериментальных попыток, результаты которых опубликованы в печати или представлены в Интернете [38–46]. В каждой из этих работ в той или иной мере использованы следующие положения.

1. Известно, что эффективное сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами возрастает с увеличением энергии. Уже при энергии 10^{21} эВ эффективный пробег в лунном реголите составляет $l_{\text{eff}} \sim 70 \text{ км}$ [47]. Если Луну представить идеальной сферой, то углы $\Delta\theta$ между поверхностью и траекторией частицы при входе и выходе будут равны. Разумеется, на входе вероятность события больше, чем на выходе (т.е. до выхода нейтрино может не дойти). Однако по причине, упомянутой выше (это не всегда так, более подробно см. раздел 12), указанная область не представляет интереса. И только когда расстояние между поверхностью Луны и траекторией частицы не будет превышать 10 – 20 м , радиоимпульс от каскада выйдет на поверхность. Нетрудно убедиться, что для этих значений $\Delta\theta \approx l_{\text{eff}}/2R_M \approx 1,15^\circ$, где $R_M = 1740 \text{ км}$ — радиус Луны.

2. В широком интервале частот мощность радиоимпульса возрастает с повышением частоты, а угловая полуширина диаграммы излучения становится уже. Поэтому существует оптимальный диапазон, в пределах которого существенная доля излучения окажется за поверхностью Луны, а мощность импульса будет всё ещё достаточно высокой. Практически до настоящего времени считается, что энергетический спектр радиоимпульса незначительно спадает при увеличении частоты вплоть до $\sim 10 \text{ ГГц}$ и благоприятная для регистрации импульса радиотелескопом частота составляет, с учётом вышесказанного, порядка 2 – 3 ГГц . Однако существует и иная, обоснованная теоретическими оценками, точка зрения, которая более подробно обсуждается в разделе 12.

3. Результаты расчёта показывают, что для частот наблюдения 2 – 3 ГГц угловая "толщина" черенковского конуса в однородной среде не превысит 2° (см. раздел 12.4).

Значит, приблизительно половина диаграммы излучения окажется за пределами Луны, т.е. дойдёт до наблюдателя. Из сказанного выше следует, что только радиоимпульс, вызванный нейтрино высоких энергий, доступен для наблюдения с помощью наземных радиотелескопов. Однако необходимо отметить, что эти оценки, используемые в [38–46] для нахождения эффективной площади детектора, сделаны на основе простых геометрических соотношений и, как оказалось, они на порядок отличаются от результатов, полученных согласно волновой оптике [48].

4. Поверхность Луны считается настолько гладкой, что неоднородностями на границе раздела можно пренебречь. В модельных расчётах принимается, что 10–20-метровый слой реголита, лежащий ниже поверхности Луны, является однородным и не оказывает заметного влияния на распространение радиоимпульса, кроме его ослабления за счёт поглощения и эффектов, связанных с преломлением. Это допущение упрощает оценку амплитуды радиосигнала [38–46]. Однако, как показано в разделе 12.3, этот эффект даже при слабой неоднородности реголита может привести к практически полному исчезновению радиосигнала на нагрузке антенны. Дело в том, что лунный реголит возникает в результате дробления, перемешивания и спекания лунных пород при падениях метеоритов и микрометеоритов, поэтому он неоднороден по агрегатному состоянию и даже малейшие изменения плотности, хотя бы на уровне 1 %, катастрофически отразятся на радиосигнале, если частота наблюдения лежит в области 2–3 ГГц [49].

5. Известно, что для пробега частиц с высокой энергией в плотной среде исключительно важную роль играет эффект Ландау – Померанчука – Мигдала (ЛПМ), который заключается в резком уменьшении сечения процесса рождения пар и тормозного излучения. После взаимодействия с ядром энергия нейтрино переходит в энергию лептонов и адронов. В случае электронных нейтрино (ν_e) или антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) электрон, созданный в зарядовом токе, является началом электромагнитного ливня, который вследствие эффекта ЛПМ оказывается настолько удлинённым, что становится практически недоступным для радиодетектирования. В случае $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ или $\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$ ливень начинается не с лептонов. Мюоны и τ -лептоны сначала передают свою энергию посредством электромагнитных [50] и фотоядерных [51] взаимодействий, и только затем начинается ливень. Однако в этом случае энергия ливня окажется намного меньше энергии первоначальной частицы и будет недостаточной для регистрации радиодетектором. На основании приведённых аргументов считают, что важен только адронный ливень, инициированный нейтрино вне зависимости от его типа. Большая часть энергии адронов конвертируется в конечном счёте в электромагнитную энергию. Таким образом, в результате эффекта Аскарьяна черенковская эмиссия может быть использована для детектирования нейтрино с очень высокой энергией. Кроме того, в [52, 53] показано, что ЛПМ-эффект будет незначительно удлинять ливень, так как большинство π_0 -мезонов вследствие релятивистского замедления времени вместо распада на фотоны будет взаимодействовать со средой, уменьшая свою энергию вплоть до уровня, при котором эффект ЛПМ незначителен. Теоретическая оценка энергии, перешедшей в адронный ливень, составляет приблизительно 20 %.

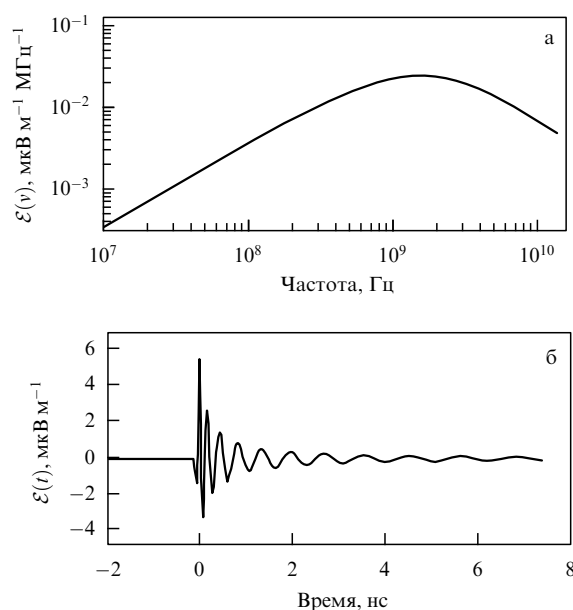


Рис. 2. (а) Спектр напряжённости поля радиоимпульса от ливня с энергией 10^{20} эВ в лунном реголите [53]. (б) Тот же импульс, прошедший через ионосферу Земли.

6. После выхода на поверхность радиоимпульс достигает ионосферы Земли, в которой испытывает дисперсию. Для ливня с энергией $10^{21}–10^{22}$ эВ длительность черенковского радиоимпульса не превышает 1 нс (при наблюдении под черенковским углом). Это означает, что энергетический спектр ливня очень широк и электромагнитный импульс после прохождения ионосферы сильно растягивается во времени. На рисунке 2а показан спектр напряжённости поля радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем с энергией 10^{20} эВ в лунном реголите. Видно, что с незначительным ослаблением спектр протягивается вплоть до частот порядка 10 ГГц. На рисунке 2б представлен как функция от времени тот же радиоимпульс после прохождения слоя ионосферы с общим содержанием электронов 10^{17} см $^{-2}$ [39]. Такая картина качественно вполне соответствует представлению о взаимодействии излучения с ионосферой, однако количественные выводы вызывают сомнения. Дело в том, что ширина спектра излучения каскадного ливня практически полностью определяется размерами источника. Известно, что источник (т.е. каскадный диск) имеет характерный размер $d \sim 12$ см и при длине волны λ , удовлетворяющей соотношению $dn \sin \theta_{Ch} = \lambda = c/vn$ (n — показатель преломления, θ_{Ch} — черенковский угол, v — частота излучения), спектр должен резко спадать на частоте ~ 1 ГГц. Это связано с явлением интерференции и соответствует сложению двух зон Френеля, излучающих под углом $\theta_{Ch} \sim 54^\circ$. Если учесть конечные размеры каскадного диска [54], то аналитический расчёт с использованием приближённого выражения для каскадной функции даёт спектр, принципиально отличный от такового в [39] (см. раздел 12.1).

7. Радиоимпульс при прохождении через ионосферу Земли испытывает дисперсию. Высоочастотные составляющие спектра быстрее достигают поверхности Земли, что приводит к сильному искажению радиосигнала. Исходный биполярный радиоимпульс длительностью ~ 1 нс принимает форму, похожую на форму

затухающего импульса (рис. 26). Длительность этого радиоимпульса увеличивается в несколько десятков или даже сотен раз, в зависимости от спектрального состава. В связи с этим в приёмную установку радиотелескопа встраивают дисперсионный фильтр, предназначенный для восстановления первичной формы импульса. Естественно, в полной мере восстановить первичный импульс нельзя, поскольку антенна радиотелескопа и приёмное устройство имеют ограниченный интервал пропускаемых частот. Кроме того, относительная временная задержка высокочастотного и низкочастотного участков спектра в дисперсионном фильтре может рассматриваться как характерный признак импульсных радиопомех земного происхождения. Местные радиопомехи атмосферного или промышленного происхождения, проходя через такой фильтр, сильно изменяются по форме, и они легко могут быть исключены из рассмотрения. Рассчитанное в работе [39] удлинение исходного радиоимпульса при прохождении через ионосферу равняется нескольким наносекундам (рис. 26). Для спектра, рассчитанного в [54], удлинение составляет около 200 нс [55]. Ясно, что неправильно подобранный дисперсионный фильтр сделает "невидимым" радиоимпульс от ожидаемого события.

4. Экспериментальное исследование черенковских радиоимпульсов в обсерватории Паркса

После опубликования теоретической работы [34] первой экспериментальной попыткой зарегистрировать радиоимпульс с помощью радиотелескопа явилось исследование черенковских радиоимпульсов на 64-метровом радиотелескопе обсерватории Паркса. Эксперимент проводился с использованием антенного комплекса дальней космической связи в Канберре (Австралия). Основная цель работы [38] заключалась в исследовании черенковской радиоэмиссии, вызванной каскадными ливнями от нейтрино сверхвысоких энергий под поверхностью Луны. Ожидались радиосигналы длительностью ~ 1 нс, подвергшиеся дисперсии в земной ионосфере. В целом методика следует выводам работы [34]. Авторы [38] полагают, что черенковская радиоэмиссия может выйти на поверхность Луны с глубины не более 10 м и, поскольку видимая проекция лунной поверхности равняется приблизительно 10^7 км², общий объём детектора составит 10^{13} м³, т.е. намного превысит объём любого наземного детектора. Для детектора такого объёма число событий нейтринного взаимодействия будет не менее 10^5 за год, или 1 событие в 5 мин. Насколько должен быть велик количественный скачок, можно судить, сравнив это предсказание с частотой событий (одна частица в год) для энергий $> 10^{20}$ эВ на установке Fly's Eye [5]. Для наблюдения использовался низкочастотный радиоприёмник с полосой частот от 1175 до 1675 МГц. Это означает, что для 64-метрового телескопа граница чувствительности составляет 450 Ян, а величина радиопотока на частоте 1400 МГц от нейтринного события с энергией 10^{20} эВ ожидается равной 4000 Ян [34]. В выбранном диапазоне частот полуширина диаграммы направленности такой антенны составляет 13 дуговых минут, т.е. только 20 % поверхности Луны использовалось эффективно, а частота следования событий для энергии $> 10^{20}$ эВ сократилась до 1 частицы в 0,5 ч.

Для идентификации реальных событий на фоне значительного превосходства радиопомех земного происхождения и шумов радиоприёмника использовались отличительные признаки поляризации и дисперсии в земной ионосфере. Черенковское излучение линейно поляризовано, и, поскольку антенна радиотелескопа обсерватории Паркса имеет две взаимно ортогональные круговые поляризации в каждом канале, ожидалось, что амплитуды радиосигналов в обоих поляризационных каналах от одного события будут приблизительно равны. Для запуска от события служил сигнал с одной из поляризаций, но записывались оба сигнала с разной поляризацией, чтобы провести их проверку по признаку дисперсии.

В эксперименте применялись два радиоприёмных устройства (радиометра), каждое из которых выделяло из общей частотной полосы в 500 МГц по одному каналу шириной 100 МГц с круговой поляризацией одного вида. Сигналы из этих каналов подвергались амплитудному детектированию с постоянной времени менее 10 нс. Информация, получаемая от Австралийской службы ионосферного прогноза, о суммарном содержании электронов в столбе с единичной площадью использовалась для установления относительной задержки ($\tau \sim 10$ нс) импульсов в разнесённых радиоканалах. Эта задержка компенсировалась включением дополнительного коаксиального кабеля соответствующей длины между более высокочастотным детектором и осциллографом. Таким способом можно было распознавать земные радиопомехи, которые не прошли через слой ионосферы и поэтому поступали на осциллограф с задержкой $\tau \sim 10$ нс относительно времени прихода в низкочастотный радиоканал. Осциллограф был настроен так, чтобы включить запуск установки в момент, когда входное напряжение (сигнал от двух детекторов) на обоих входах превышало пределы предварительно устанавливаемого порога во временном интервале $7,5 < t < 20$ нс.

Порог запуска установки от радиоимпульсов был установлен на уровне 8σ , где σ — измеренное стандартное отклонение выхода детектора, соответствующее пределу чувствительности телескопа обсерватории Паркса (450 Ян). Шум каждого из радиометров является статистически независимым, и возможность того, что шум в обоих детекторах одновременно превысит границу их чувствительности, зависит от особенностей детекторов. Для подбора уровня запуска измерялась частота следования шумовых радиоимпульсов, превышающих различные уровни порога чувствительности каждого детектора, и сравнивалась с частотой, при которой в обоих детекторах одновременно превышался порог запуска. Таким образом частота ложных запусков от статистических флуктуаций была уменьшена на много порядков, а чувствительность к низкочастотным событиям была улучшена приблизительно в $\sqrt{2}$ раз благодаря увеличению ширины полосы при использовании двух каналов вместо одного.

На рисунке 3 показана экспериментально найденная зависимость скорости запусков (частоты запусков) от величины выбранного порога детектора, к входу которого подключался эталонный генератор шума. На нижней горизонтальной оси отложены значения порога чувствительности, выраженные в единицах среднеквадратичного уровня σ тепловых шумов системы T_{sys} . Величины на верхней горизонтальной оси соответст-

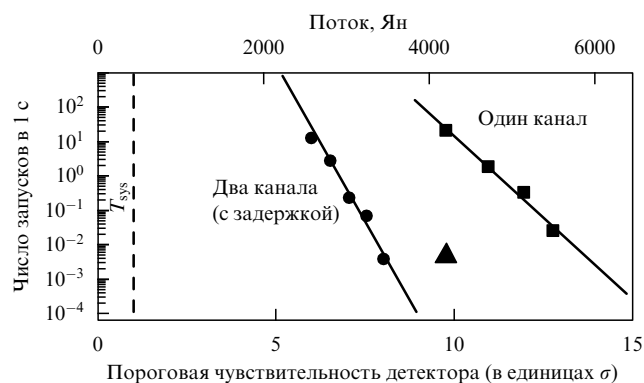


Рис. 3. Зависимость скорости запусков от величины выбранного порога чувствительности детектора, выраженного в единицах стандартного отклонения σ от средней величины в единицах потока (Ян). Треугольником отмечена величина радиопотока от события $E_\nu = 10^{20}$ эВ, согласно данным [34].

вуют эквивалентным пороговым значениям потока радиоимпульса в единицах Ян. Для того чтобы захватить минимальные по энергии события при скорости ложных запусков, существенно большей, чем скорость истинных (т.е. лунных) событий, нужно было установить как можно более низкий уровень запуска. Например, из рис. 3 видно, что для регистрации события с $E_\nu = 10^{20}$ эВ в любом из двух каналов следует установить уровень запуска приблизительно 8σ . При той же частоте ложных запусков уровень порога в случае только одного канала нужно повысить приблизительно до $13,5\sigma$ (или ≈ 6000 Ян).

Критерии для идентификации реального события состояли в следующем:

- а) событие должно быть зарегистрировано в момент, согласованный с запуском установки;
- б) событие должно нести признак воздействия ионосферной дисперсии, заключающейся в том, что сигнал на осциллографе должен стать короче после прохождения через дисперсионный фильтр;
- в) событие должно появиться в обоих каналах с разной поляризацией и иметь одинаковые признаки воздействия дисперсии.

Импульсные земные радиопомехи, отражённые Луной, претерпевают миллисекундное расширение при рассеянии от неровной лунной поверхности и, следовательно, они не должны запускать установку. Данные наблюдений отбирались из полученных в течение ночного времени при полной Луне, когда Луна находилась выше горизонта телескопа. Земные радиопомехи в этом случае должны быть меньше. Эти предположения подтвердились, однако было записано много ложных запусков от систем автомобильного зажигания и других, неизвестных, источников импульсных радиопомех.

Приблизительно за 10 ч наблюдения в течение трёх ночей было записано около 700 событий, из которых по крайней мере 30 % были уверенно идентифицированы как земные помехи, обычно проявляющиеся в виде последовательности импульсов. Среди остальных 500 событий не имелось таких, которые отвечали бы всем трём критериям идентификации, — около половины из них относилось к ложным запускам от хаотических шумовых флуктуаций, а остальные, по-видимому, были связаны со слабыми земными радиопомехами.

Подводя итоги, авторы [38] указывают, что в течение периода наблюдений за потоком нейтрино с энергией

10^{20} эВ должно было быть зарегистрировано 24 реальных события. Однако, поскольку не оказалось событий, удовлетворяющих трём критериям, авторы [38] пришли к выводу, что реальный поток нейтрино с энергиями $E_\nu \geq 10^{20}$ эВ по крайней мере на порядок меньше, чем предсказанный в работе [34].

5. Первые результаты исследования импульсной радиоэмиссии от лунных событий в обсерватории Голдстоун (12 ч наблюдения)

Главная особенность эксперимента [39] по исследованию радиоэмиссии от лунных событий, проведённого в обсерватории Голдстоун (Южная Калифорния, США), заключалась в одновременной работе двух антенн из комплекса дальней космической связи — 70-метровой (DSS-14) и 34-метровой (DSS-13), разнесённых на 21,7 км. Это даёт возможность понизить на несколько порядков число ложных запусков, связанных с импульсными помехами, если на базе двух антенн создать систему совпадений. Идеология экспериментальной методики основана на результатах нескольких работ. Существенную роль сыграла работа [56], в которой представлены результаты моделирования когерентной черенковской радиоэмиссии в плотной среде и детально описан электромагнитный импульс, вызванный электронами ливня с энергией вплоть до 10^{16} эВ. В дальнейшем диапазон энергий при моделировании был расширен [52, 57] до 10^{20} эВ и учтена поправка на эффект ЛПМ. Эффекты, связанные с плотностью лунного реголита и влиянием геометрического фактора на распространение радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем, рассмотрены в [58, 59]. Результаты этого моделирования усилили выводы ранее опубликованных работ (например, [34]) о том, что лунные каскады должны порождать вполне доступную для измерений импульсную эмиссию на волнах сантиметрового диапазона. Фактически ожидалось, что спектр радиоэмиссии должен достигнуть максимума на частотах 1–2 ГГц и, незначительно уменьшаясь, растянуться вплоть до частоты 10 ГГц, прежде чем потеря когерентности вследствие конечных размеров диска начнёт сильно ослаблять сигнал (рис. 2а). Кроме того, были проведены лабораторные измерения когерентного черенковского и переходного излучений электронных ступков (банчей) на линейных ускорителях [60, 61], которые подтвердили квадратичную зависимость амплитуды радиоимпульса от числа электронов, а также другие важные прогнозы относительно эмиссионных процессов. Эти факты послужили дополнительным стимулом для проведения эксперимента с учётом результатов предыдущих измерений [38].

Первая антенна (DSS-14) диаметром 70 м оснащалась приёмным оборудованием для двух диапазонов: 1,6–1,7 ГГц (диапазон L) с единственной поляризацией и 2,2–2,3 ГГц (диапазон S) с двумя видами поляризации. Для двухпозиционных наблюдений DSS-14 объединялась с DSS-13 — 34-метровой антенной, расположенной на расстоянии 21,7 км к юго-востоку от DSS-14. Антенны соединялись широкополосной аналоговой волоконно-оптической линией связи. Радиометр имел структуру супергетеродинного приёмника. Выходящий из антенны сигнал поступал на усилитель с ограниченной полосой частот и смешивался в преобразователе с гетеродином. Сигнал с частотой 320 МГц, равной разности смешивае-

мых частот, выделялся в нагрузке преобразователя, дополнительно усиливался и пропусклся через полосовой фильтр шириной 100 МГц.

Экспериментальная установка в режиме работы с одной антенной имела систему запуска, для которой требовалось временное перекрытие ≥ 5 нс (в интервале 10–20 нс) логических импульсов из S-диапазона (2,2–2,3 ГГц) с левой круговой (ЛК) и правой круговой (ПК) поляризациями. Так как черенковский радиоимпульс линейно поляризован, то амплитуда сигнала как с ЛК-поляризацией (ЛКП), так и ПК-поляризацией (ПКП) будет одинаковой. Этот тип совпадения очень эффективен для обрезания помех от микроволновых систем телеметрии (например, от орбитальных спутников), поскольку эти помехи практически всегда имеют круговую поляризацию. Однако такое совпадение чувствительно к импульсным помехам, генерируемым при электрическом искрении. В этом случае радиоимпульсы также линейно поляризованы. Поэтому с целью оптимизации запуска была разработана система, в которой использовались дополнительный приёмник и L-диапазон (1,6–1,7 ГГц). Когда DSS-14 работала в S-диапазоне, в L-диапазоне просматривалась область небесной сферы, находящаяся на угловом расстоянии $\approx 0,5^\circ$ от Луны. Наличие отклика и в L-диапазоне, и в S-диапазоне указывало на то, что источником радиоимпульса является не нейтринное событие.

Было установлено, что использование L-диапазона сигнала для блокирования всей системы фактически устраняет любые запуски от земных радиопомех. Этот метод был проверен несколько раз, и только единожды произошёл запуск установки, обусловленный помехами, причём при крайне экстремальных условиях наблюдения, когда скорость запусков (для порога $> 4,5\sigma$ в обеих поляризациях) без этой блокировки составляла 1,5 кГц. При включении блокировки скорость запусков от радиопомех уменьшалась до $< 0,01$ Гц. Такие условия не были типичными для всего времени проведения наблюдения. Средняя скорость запусков от радиопомех — 1 запуск в каждые несколько минут. Таким образом, была убедительно продемонстрирована эффективность этого метода.

При каждом срабатывании системы записывались амплитуда и другие параметры сигналов из S-диапазона для ЛК- и ПК-поляризаций и для L-диапазона с ЛК-поляризацией (канал блокировки). Для идентификации события лунного происхождения требовалось чтобы:

а) имелось ограничение по ширине полосы в соответствии с ожидаемой длительностью черенковского импульса ~ 1 нс;

б) сдвиг по времени и разница амплитуд у сигналов с разной поляризацией (ПК и ЛК) являлись незначительными;

в) отсутствовал сколько-нибудь заметный сигнал в L-диапазоне;

г) амплитуды сигналов с обеими поляризациями были близки к ожидаемым;

д) в случае наблюдения в режиме двойной антенны выполнялся дополнительный критерий: импульс, ограниченный по ширине, должен быть зарегистрирован антенной DSS-13 внутри временного окна, которое совместимо с геометрической задержкой, соответствующей распространению сигнала от поверхности Луны до каждой из двух антенн.

Характерная скорость набора данных составляла 0,1 Гц для режима работы с одной антенной и 0,01 Гц — с двумя антеннами. Так как большинство из этих запусков оказались случайно совпадающими с импульсами теплового шума двух поляризаций, то последующая обработка данных включала установку порога, который исключал бы возможность случайных совпадений шумовых импульсов. Согласно этому требованию порог запуска от сигналов 70-метровой антенны (DSS-14) превышал уровень 6σ в каналах как ЛК-поляризации, так и ПК-поляризации. Дополнительно был установлен порог запуска $\geq 4\sigma$ от антенны DSS-13. Эти требования могут быть выражены как наличие энергетического порога с учётом чувствительности радиотелескопа $\Delta S = 2k_B T_{\text{sys}} A_{\text{eff}}^{-1} (\Delta \nu)^{-0,5}$ [Вт м⁻² Гц⁻¹], где T_{sys} — шумовая температура антенны, A_{eff} — её эффективная площадь, Δt — постоянная времени (время накопления сигнала), $\Delta \nu$ — полоса пропускания системы. Для описываемой системы среднее квадратичное отклонение тепловых шумов на уровне 1σ составляет 400 Ян, а порог 6σ соответствует величине 2400 Ян. Если все каскады при такой энергии будут адронными по происхождению, то средняя энергия нейтрино в пять раз превысит энергию каскада, т.е. фактически пороговая энергия нейтрино составит 5×10^{19} эВ.

Наблюдения велись в течение 4,8 ч за центром Луны, 5,6 ч за областью между центром и лимбом и 1,5 ч за лимбом. Восемь часов наблюдения происходили в режиме работы с двумя антеннами и четыре часа — с одной антенной. При анализе всех записанных импульсов не было обнаружено событий, одновременно удовлетворяющих перечисленным выше требованиям а–д. Авторы [39] считают, что этот факт накладывает ограничения на поток частиц, предсказываемый некоторыми моделями. Например, согласно модели топологических дефектов ожидалось 1–2 события [62]. Кроме того, ожидалось 3–4 события, вызванных космическими лучами сверхвысокой энергии [63], например протонами, которые образуют ливень непосредственно под поверхностью. Однако ничего подобного обнаружено не было, поэтому авторы [39] пришли к выводу, что этот прогноз должен быть пересмотрен по двум причинам, не принятым во внимание в [63]. Во-первых, необходимо учесть геометрию каскада, вызванного космическими лучами, и связанное с ней явление полного внутреннего отражения в лунном реголите. Во-вторых, необходимо учесть роль эффективной зоны подавления эмиссии от каскадов, практически скользящих по поверхности реголита. Авторы [39] пришли к выводу, что только узкие хребты или аналогичные особенности будут эффективными при генерации радиоэмиссии от космических лучей (но не от нейтрино) сверхвысокой энергии.

6. Продолжение экспериментального исследования радиоэмиссии от каскадов нейтрино и космических лучей в обсерватории Голдстоун (30 ч наблюдения)

Эффект Аскарьяна [24, 25], заключающийся в образовании избытка электронов в каскадном ливне, имеет физически простое и наглядное толкование. Однако количественные результаты расчётов всегда могут вызвать сомнение, и ошибка на порядок или более будет играть принципиальную роль в оценке эффективности радиоастрономического метода. Это обстоятельство

стимулировало проведение нескольких серий лабораторных измерений, связанных с прямой проверкой [64, 65] эффекта Аскарьяна.

В [64] проведены измерения переходного излучения, вызванного взаимодействием электронов, ускоренных до энергии 15,2 МэВ, с алюминиевой фольгой. Для исследования черенковского излучения в качестве мишени использовался природный песок. В работе [65] впервые было представлено прямое доказательство образования избытка отрицательных зарядов и явления когерентной черенковской радиоэмиссии, обусловленной этим избытком. Для этого в мишень с песком массой 3,5 т направлялся пикосекундный импульс тормозных γ -квантов, полученных на Стэнфордском линейном ускорителе электронов (SLAC). Электроны ускорились до энергии 28,5 ГэВ. Число частиц в банче могло варьироваться в пределах $(0,1 - 1,0) \times 10^{10}$. Каждый из тормозных γ -квантов вызывал в песке небольшой каскадный ливень, а энергия суммарного каскада от всего банча достигала 10^{19} эВ. Серия диапазонных антенн от 0,3 до 6 ГГц зафиксировала сильные наносекундные радиоимпульсы, вызванные каскадным ливнем в песке [65]. Измеренные поляризация, когерентность, напряжённость поля и др. параметры, по сообщению авторов [65], соответствовали прогнозам [24]. Эти факты воодушевили исследователей [39] на проведение новой серии измерений в обсерватории Голдстоун, несмотря на то что, вопреки ожиданиям, ни одного события, обусловленного частицей сверхвысокой энергии, в предыдущем эксперименте не удалось обнаружить.

Работа [66], которая является продолжением [39], представляет результаты 30-часового эксперимента GLUE (Goldstone Lunar Ultra-high energy neutrino Experiment) в обсерватории Голдстоун по установлению предела потока космических нейтрино сверхвысокой энергии. Внедрение нового метода для запуска установки от лунных событий значительно сократило наземные радиопомехи, но по-прежнему кандидатов на радиоимпульс лунного происхождения найдено не было.

В середине 2000 г. проект [39] приобрёл статус постоянного эксперимента и был установлен график регулярных наблюдений. По результатам измерений определена новая величина верхнего предела потока диффузных нейтрино с энергией более 10^{20} эВ. В дальнейших оценках [66] учтён тот факт, что лунный реголит как среда, в которой распространяется каскад, представляет собой слой мелких частиц и небольших камней, предположительно являющихся результатом столкновения метеоров с лунной поверхностью. Реголит состоит из силикатов и родственных им минералов, железных и титановых соединений на уровне нескольких процентов и содержит следы метеоритного углерода. Средняя диэлектрическая проницаемость $\epsilon \approx 3$, плотность $\rho \approx 1,7 \text{ г см}^{-3}$. Эти величины медленно возрастают с увеличением глубины. Измеренная величина тангенса потерь на высоких частотах составила $\tan \delta \approx 0,003$, а предполагаемая длина ослабления поля на частоте 2 ГГц — $\alpha^{-1} = 9 \text{ м}$.

Для корректировки оценки верхнего предела потока нейтрино были учтены следующие геометрические соотношения. Для электронного или мюонного нейтрино с энергией 10^{20} эВ длина взаимодействия L_{int} составляет в среднем 60 км [47, 67]. Взаимодействие, вызвавшее каскад на глубине 10–20 м от поверхности Луны, является вторичным, и энергия каскада составляет только 20 %

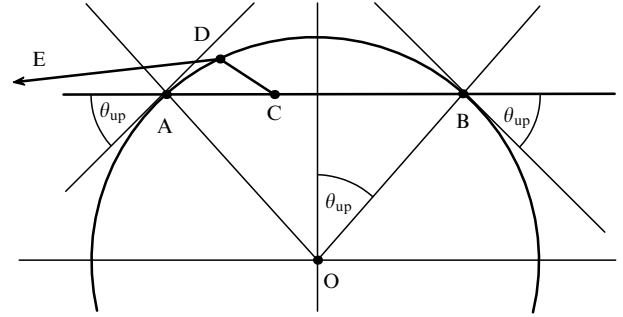


Рис. 4. Направление движения нейтрино (AB) и каскада (CA) под поверхностью Луны. CD — направление излучения, DE — преломлённый луч.

от энергии первоначального нейтрино. Избыток отрицательного заряда в электронно-фотонном каскаде вызывает черенковское излучение в виде конуса с раствором около 56° и угловой "толщиной" стенок конуса (на полуширине диаграммы) порядка 1° . Электромагнитные волны от каскада испытывают преломление на границе лунный реголит–вакуум. Поскольку черенковский угол $\theta_{\text{ch}} = \arccos(1/n)$, на поверхность Луны, как считают авторы [66], излучение выйдет, только если каскад будет распространяться в направлении лунный реголит–вакуум, а угол между траекторией и поверхностью Луны $\theta_{\text{ур}}$ составит не менее 1° для частиц с энергией 10^{20} эВ, т.е. $\theta_{\text{ур}} \approx L_{\text{int}}/2R_{\text{М}}$. Это требование учитывает как приведённое геометрическое соотношение, так и полное внутреннее отражение на границе раздела двух сред. На рисунке 4 показаны направление (CA) движения каскада, AB — направление движения нейтрино, DE — направление излучения после преломления, $BC = L_{\text{int}}$, $AC \ll BC$, $OA = OB = R_{\text{М}}$, $\angle DCA = \theta_{\text{ch}}$.

Хотя в этом эксперименте использовались те же антенны, т.е. 70-метровая DSS-14 и 34-метровая DSS-13, разнесённые на 21,7 км, система запуска и отбор событий стали существенно сложнее. Однако детальное описание системы запуска установки и способа отбора событий выходит за рамки настоящего обзора. Более существенным для дальнейшего является принятое авторами выражение для оценок спектральной напряжённости поля $\mathcal{E}_0(\nu, R)$, вызванного каскадом с общей энергией E_t [56, 63, 57]. Вместо найденной ранее параметризации [56] напряжённости поля,

$$R|\mathcal{E}(\omega, R, \theta_{\text{ch}})| = 1,1 \frac{\mathcal{E}_0}{1 \text{ ТэВ}} \frac{\nu}{\nu_0} \frac{1}{1 + 0,4(\nu/\nu_0)^2} [\text{В МГц}^{-1}], \quad (6.1)$$

где ω — циклическая частота, ν — частота колебаний, частота нарушения когерентности для лунного реголита $\nu_0 \approx 500 \text{ МГц}$, R — расстояние до источника, была введена усовершенствованная параметризация в виде [65]

$$\mathcal{E}_0(\nu, R) = \frac{2,53 \times 10^{-7}}{R} \frac{E_t}{1 \text{ ТэВ}} \frac{\nu}{\nu_0} \times \left(\frac{1}{1 + 0,4(\nu/\nu_0)^{1,44}} \right) [\text{В м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}], \quad (6.2)$$

где $R \approx 0,38 \times 10^9 \text{ м}$, $\nu_0 = 2500 \text{ МГц}$. Для типичных параметров в этом эксперименте $\mathcal{E} \approx 0,5 \times 10^{-6} \text{ В м}^{-1}$

Таблица 1. Дифференциальные пределы для моноэнергетических нейтринных потоков

Энергия, эВ	10^{19}	3×10^{19}	10^{20}	3×10^{20}	10^{21}	3×10^{21}	10^{22}	3×10^{22}	10^{23}
$\log_{10}(E^2 dF/dE [\text{ГэВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}])$	-3,14	-3,66	-3,92	-3,91	-3,73	-3,42	-3,03	-2,66	-2,30

для частотной полосы 70 МГц. Авторы [66] считают, что выражение (6.2) с точностью до множителя 2 подтверждено на ускорителе [64, 65]. Данное выражение даёт возможность определить пороговую энергию каскада. Для этого нужно учесть, что напряжение сигнала v_s на клеммах антенны связано с напряжённостью поля $\mathcal{E}_0$ как $v_s = h_c \mathcal{E}_0 \Delta v$, где $h_c = 2\sqrt{Z_a \eta A / Z_0 \cos \theta_p}$ — эффективная длина антенны [68], Z_a — сопротивление излучения, η и A — эффективность антенны и её площадь соответственно, $Z_0 = 377 \text{ Ом}$ — импеданс свободного пространства, θ_p — угол, зависящий от направления поляризации импульса относительно плоскости поляризации антенны. Кроме того, формула Найквиста для среднеквадратичной амплитуды тепловых шумов даёт $v_n = \sqrt{4k_B T_{\text{sys}} Z_t \Delta v}$, где T_{sys} — шумовая температура антенны, приблизительно равная термодинамической температуре поверхности Луны, Z_t — величина эквивалентного сопротивления на входе приёмника. Если учесть, что $Z_a \approx Z_t$, то отношение сигнал — шум $v_s/v_n = \mathcal{E}_0 \sqrt{\eta A \Delta v / k_B T_{\text{sys}} Z_0}$.

Для минимального детектируемого поля $\mathcal{E}_0 \rightarrow \mathcal{E}_{\min}$. Тогда выражение (6.2) даёт пороговое значение энергии каскада

$$E_{\text{thr}} \approx 4 \left(\frac{\mathcal{E}_{\min}}{1 \text{ В м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}} \right) \left(\frac{R}{1 \text{ м}} \right) \frac{v_0}{v} \times \left[1 + 0,4 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{1,44} \right] [\text{ЭэВ}]. \quad (6.3)$$

При ориентации радиотелескопа на область лимба $T_{\text{sys}} \approx 110 \text{ К}$, кроме того, $v = 2,2 \text{ ГГц}$, $\Delta v = 70 \text{ МГц}$, $\eta = 0,8$, $A = 4900 \text{ м}^2$, $(\cos \theta_p) = 0,7$. При этих значениях минимальная напряжённость поля $\mathcal{E}_{\min} \approx 1,2 \times 10^{-8} \text{ В м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$. Оценка пороговой энергии (6.3) при этих параметрах и $v_s/v_n = 5$ (т.е. для уровня запуска 5σ) даёт $E_{\text{thr}} = 2,8 \times 10^{19} \text{ эВ}$.

Если известны эффективный объём (или эффективная площадь) и продолжительность работы детектора, то можно проверить модельные предсказания потоков космических частиц сверхвысокой энергии. За 30 ч наблюдений с пороговым запуском 5σ не было обнаружено ни одного импульса, который имел бы признаки лунного происхождения. Однако исходя из представлений о потоке, связанном с моделью топологических дефектов, ожидалось несколько событий за время наблюдения. Такое расхождение может свидетельствовать как о недостатках теоретической модели, так и о принципиальных ошибках, заложенных в расчёт пороговой энергии космической частицы или эффективной площади детектора. Отсутствие событий в правильно поставленном эксперименте позволяет установить модельно независимый верхний предел потока космических частиц. Полное число событий N за некоторое время наблюдения можно записать, если известен дифференциальный поток частиц $\Phi(E) = dN/dE [\text{м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}]$. Тогда

$$N = \int \lambda(E) \Phi(E) dE,$$

где $\lambda(E)$ — функция, которая для каждого значения энергии даёт величину полной экспозиции, т.е. произведение эффективной площади детектора на "чистое" время наблюдения и на $\Delta\Omega$ — интервал телесных углов, внутри которого частица будет детектируема, т.е. попадёт нужным образом в мишень.

При нулевом результате наблюдений для 90 %-ного доверительного интервала справедливо неравенство [69] $N \leq N_{\text{ур}} \approx 2,3$. Если дифференциальный спектр достаточно плавный, то можно положить $\Phi(E) \leq N_{\text{ур}}/E\lambda(E)$. Это и есть модельно независимый предел дифференциального потока, если в результате наблюдений не обнаружено ни одного события [69]. Авторы работы [66] нашли, что для некоторых значений энергии нейтрино такие пределы можно определить. В таблице 1 представлены максимальные возможные потоки нейтрино dF/dE (в масштабе $\log_{10}(E^2 dF/dE)$) для выбранных значений энергии E в области $10^{19} - 10^{23} \text{ эВ}$ (здесь F — интегральный поток частиц). Измеренные потоки нейтрино оказались меньше, чем предсказываемые моделью топологических дефектов, согласно которой ожидалось приблизительно 1–2 события.

7. Завершение экспериментального исследования радиоэмиссии от нейтрино и космических лучей в обсерватории Голдстоун (120 ч наблюдения)

В завершающей серии наблюдений в обсерватории Голдстоун использовалась экспериментальная техника, описанная в [66]. Однако была существенно дополнена и усовершенствована система отбора и анализа событий [41].

На рисунке 5 приведена блок-схема последнего варианта установки. Сигнал из антенн DSS-14 и DSS-13 поступал на линейный усилитель с низким уровнем шумов (Low Noise Amplifier, LNA) и затем конвертировался в сигнал с разностной частотой 300 МГц в смесителе. В амплитудном детекторе с постоянной времени 10 нс имеются туннельные диоды, необходимые для эффективного преобразования сигналов в униполярные импульсы. Компаратор предназначен для сравнения амплитуд поступающих импульсов с уровнем порога. Кроме того, сигналы проверялись на совпадение (50-наносекундная система совпадений) в пределах 50 нс внутри одного канала для каждой из антенн. Совпадение амплитуд сигналов с обеими круговыми поляризациями в антенне DSS-14 гарантировало, что сигналы линейно поляризованы, а совпадение амплитуд частотно-разделённых каналов свидетельствовало о том, что исходный сигнал — широкополосный.

Для того чтобы не тратить время на анализ и запись ложных сигналов, прошедших через компаратор, в системе DSS-14 формировались временные "ворота" величиной до 150 мкс, которые охватывали возможный геометрический диапазон задержек поступления сигнала от Луны в каждую из антенн в течение всего года. Если сигнал из системы DSS-13 не поступал в пределах этих

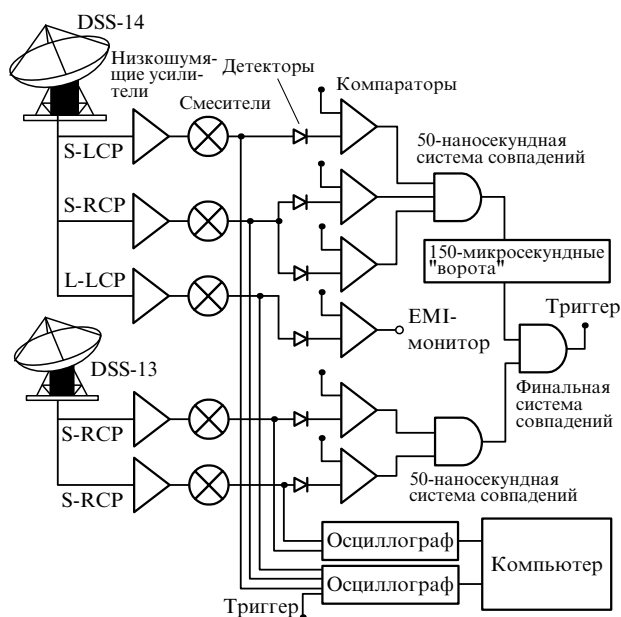


Рис. 5. Блок-схема детектора обсерватории Голдстоун (проект GLUE). S-LCP и S-RCP — сигналы в диапазоне S соответственно с левой и правой круговыми поляризациями, L-LCP — сигнал с левой круговой поляризацией в диапазоне L. EMI-монитор (EMI — Electromagnetic interface) — устройство для визуального отображения информации об электромагнитных помехах.

"ворот", то дальнейшая обработка и анализ прекращались. При высоком уровне шумов уменьшение временного окна производилось автоматически. Если за это время приходил сигнал от DSS-13, то записывалась вся информация из обоих каналов в течение 250 мкс цифровыми осциллографами с частотой дискретизации 1 гигавыборка (Giga-Samples, GS) в секунду. Затем сигналы анализировались в компьютере. Средняя скорость запусков (в основном вследствие произвольных совпадений термических шумов) не превышала 3×10^{-3} Гц. За всё время работы число запусков от местных радиопомех в среднем составляло несколько процентов от их общего числа, а доля "чистого" времени наблюдений была близка к 95 %.

Точность геометрических соотношений в проводимом эксперименте играет существенную роль для отбора радиосигналов лунного происхождения. Относительная задержка между сигналами от двух антенн $\tau = c^{-1}B \cos \theta$, где θ — угол между базовой линией и направлением на Луну. При длине базовой линии $B = 22,7$ км максимальное время задержки составляет $\tau_{\max} = \pm 73$ мкс. Искомое событие может произойти в любой области лунной поверхности в пределах антенного луча. Это приводит к возможному разбросу относительных задержек 630 нс между сигналами антенн.

Угловая ширина главного лепестка диаграммы направленности 70-метровой антенны на ширине полувысоты приблизительно равна 10–15 дуговым минутам. При наблюдении в области лимба Луны часть диаграммы захватывает небесную сферу и шумовая температура антенны будет отличаться от таковой в случае наблюдения за центром Луны. Для различных оценок были приняты температура лимба 70 К и температура в центре Луны 160 К. Уточнение времени задержки сигнала, распространяющегося по оптоволоконной линии

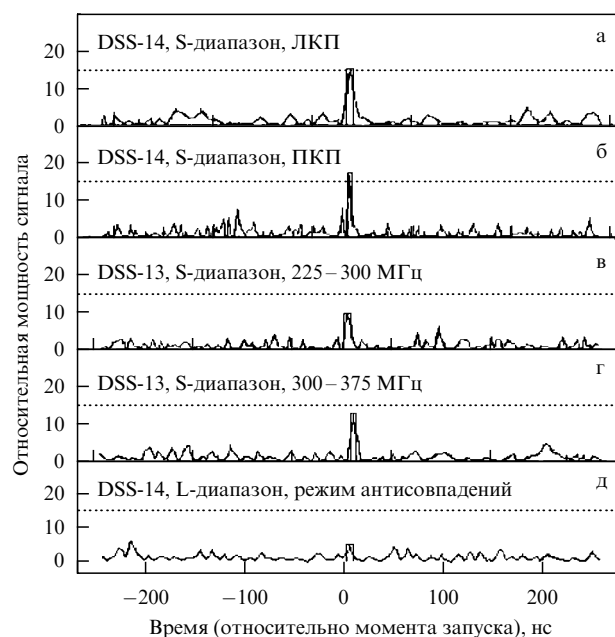


Рис. 6. Типичная запись сигнала, инициировавшая запуск установки обсерватории Голдстоун.

(длиной $\approx 22,7$ км), дало значение 136 мкс. Были учтены также результаты обновлённых временных и амплитудных калибровок.

На рисунке 6 показаны типичные диаграммы сигналов, инициировавших запуск установки. Мощность сигналов приведена к локальной средней мощности на временном интервале 250 мкс. На рисунке 6а, б приведены записи сигналов с левой и правой круговыми поляризациями, поступивших от антенны DSS-14. Узкий импульс, присутствующий в сигналах обеих поляризаций, косвенно указывает на широкополосный спектр исходного импульса, а также свидетельствует о высокой степени линейности поляризации. На рисунке 6в, г показаны сигналы в двух каналах антенны DSS-13. Запись сигналов от антенны DSS-14 в диапазоне L, который используется в режиме антисовпадений, приведён на рис. 6д. Пространственная диаграмма этого луча вынесена за пределы Луны на угловое расстояние $0,5^\circ$. Причиной, вследствие которой радиопульс на рис. 6д не имеет признаков лунного происхождения, является присутствие сигнала в L-диапазоне, а также тот факт, что относительная задержка между сигналами двух антенн превышает 630 нс приблизительно в два раза. В данном случае задержка оказалась равной 1,1 мкс.

За 120 ч "чистого" времени наблюдения не было зафиксировано событий с признаками лунного происхождения. Однако нулевой результат в этом эксперименте при наблюдении с пороговым уровнем запуска 6σ позволяет установить модельно независимые ограничения на поток нейтрино сверхвысокой энергии. В частности, авторы [41] считают, что квазиодноэнергетическая модель Z-всплесков [2, 3], на основе суммарного учёта результатов GLUE [41] и спутника FORTE (Fast On-orbit Recording of Transient Events) [70], может быть отвергнута или сильно ограничена. Как известно, эта модель объясняет известную на сегодня величину потока космических лучей (в основном протонов) с энергиями выше предела ГЗК. Согласно этой модели, протоны с такой

энергий могут возникать в результате взаимодействия нейтрино сверхвысокой энергии ν с фоновыми реликтовыми нейтрино $\bar{\nu}$, плотность которых считается достаточно высокой. Образовавшийся Z^0 -бозон распадается на кварки, превращающиеся затем в протоны или какие-либо другие адроны [71–73]. Если изменять такие параметры модели, как масса нейтрино, энергетические спектры нейтрино, расстояние до источника и т.д., то цепочка взаимодействий $\nu + \bar{\nu} \rightarrow Z^0$ может объяснить известную из экспериментов на установках ШАЛ величину потока космических лучей [74–78]. Необходимая для этого энергия нейтрино составляет $10^{23} - 10^{24}$ эВ [79, 80].

Авторы [41] также считают, что их результаты совместно с результатами, полученными в эксперименте на спутнике FORTE, в области энергий $> 10^{22}$ эВ сильно ограничивают модель образования космических лучей, которую называют моделью "космических топологических дефектов". В основе этой модели лежит теоретически показанная возможность рождения при некоторых условиях сверхмассивных частиц в ранней Вселенной. Существует ряд механизмов образования космических частиц сверхвысокой энергии за счёт топологических дефектов [81]. При распаде топологических дефектов в конечном итоге образуются обычные частицы с энергией выше предела ГЗК.

8. Экспериментальное исследование радиоэмиссии от каскадных ливней под поверхностью Луны с помощью радиотелескопа УТР-2

В [33] неоднократно упоминалось о преимуществах, которые дают измерения радиоэмиссии каскадных ливней на длинах волн, соизмеримых с длиной каскадного ливня. Основное преимущество связано с широкой диаграммой излучения. Даже для частиц, пересекающих границу раздела под малыми углами, существенная часть пространственной диаграммы излучения выйдет на поверхность Луны. В работах [82, 83] получена оценка спектральной напряжённости поля от каскада, длина которого намного меньше длины волны. Величина этой оценки вселяла надежду на реальную возможность зафиксировать несколько событий с высокой энергией. Для иллюстрации возможностей такого эксперимента воспользуемся выражением для интенсивности радиоизлучения [84, 54]

$$W_r(\omega) = \frac{dE(\omega)}{d\omega ds} = \sqrt{\varepsilon} \frac{e_0 c}{\pi} \omega^2 \sin^2 \theta |A(\omega)|^2 = \frac{\mu_0}{c} n \left(\frac{0,31 \exp(\alpha) z_0 \eta e}{4\pi r} \right)^2 \exp \left[\frac{3\alpha}{2} \left(\frac{p\omega z_0}{c} \right)^2 \right] \omega^2 \times \times \exp \left[- (k\rho_1 \sin \theta)^2 \right] \sin^2 \theta \quad [\text{Дж Гц}^{-1} \text{ м}^{-2}], \quad (8.1)$$

где $\alpha = \ln E_0/E_{cr} = 33$ для энергии каскада $E_0 = 10^{22}$ эВ, $E_{cr} = 0,4 \times 10^8$ эВ — критическая энергия электронов в лунном реголите, $z_0 \approx 0,14$ м — лавинная единица длины, $p = 1 - \beta n \cos \theta$, β — относительная скорость, $\beta = v/c$, $n = 1,7$ — коэффициент преломления, $\rho_1 = 0,9 \times (21 [\text{МэВ}]/E_{cr} [\text{МэВ}]) z_0 \approx 0,06$ м — среднеквадратичный радиус каскадного диска, $r = 0,38 \times 10^9$ м — расстояние до Луны, $\eta = 0,2$ — доля избыточных электронов, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн м⁻¹ — магнитная постоянная, $c = 3 \times 10^8$ м с⁻¹, θ — угол наблюдения, k — величина волнового вектора.

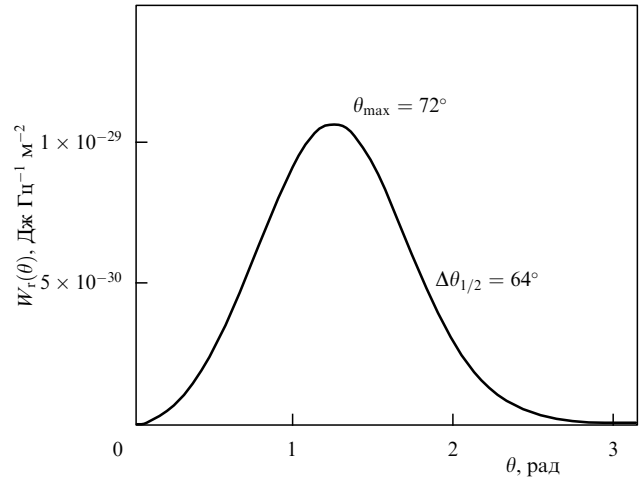


Рис. 7. Диаграмма распределения интенсивности излучения (8.1) по "толщине" черенковского конуса в зависимости от угла излучения θ для частоты наблюдения $\nu = 30$ МГц.

На рисунке 7 представлена диаграмма распределения интенсивности излучения (8.1) по "толщине" черенковского конуса в зависимости от угла излучения θ для частоты наблюдения $\nu = 30$ МГц. Ширина на полувысоте, равная $\Delta\theta_{1/2} = 64^\circ$, фактически означает, что при небольших углах между траекторией частицы и поверхностью Луны основная доля излучения не будет испытывать полного внутреннего отражения на границе реголит – вакуум.

Для измерения радиоэмиссии, вызванной каскадным ливнем под поверхностью Луны, использовалась антенна радиотелескопа УТР-2 (г. Харьков) [43, 85–87]. Эта антенна, предназначенная для работы в диапазоне частот 15–30 МГц, состоит из 2040 широкополосных вибраторов, расположенных на двух взаимно перпендикулярных полотнах (1440 — вдоль меридиана и 600 — вдоль параллели). Система управления лучом УТР-2 — электрическая, дискретная, позволяющая направлять луч в любую точку неба в пределах конуса с углом $\pm 70^\circ$ от вертикали. При необходимости может быть сформировано несколько лучей для наблюдений на разных частотах. В проводимом эксперименте для уменьшения запусков от радиопомех местного и дальнего происхождения применялась система антисовпадений. Для этого один луч антенны направлялся на поверхность Луны, а другой проходил мимо на расстоянии в несколько градусов. Если сигналы поступали от обоих лучей, то это указывало, что радиоимпульс имеет земное происхождение. Для каждого из двух лучей имелись отдельные блок усилителей и блок записи сигнала.

Функциональная схема одного из блоков установки представлена на рис. 8. Сигнал от одного из лучей A_1 проходил через полосовой фильтр BF (Band Filter) (28–30 МГц), затем поступал в усилитель HFA (High Frequency Amplifier) и подавался на квадратичный амплитудный детектор, собранный на туннельных диодах. После дополнительного усиления в каскаде IA (Impulse Amplifier) измерялась амплитуда сигнала и он формировался в прямоугольный импульс для дальнейшего анализа. Электронный ключ (ЕК) открывался только в том случае, если на его входах отсутствовали импульсные сигналы радиопомех, приходящие из промышленной

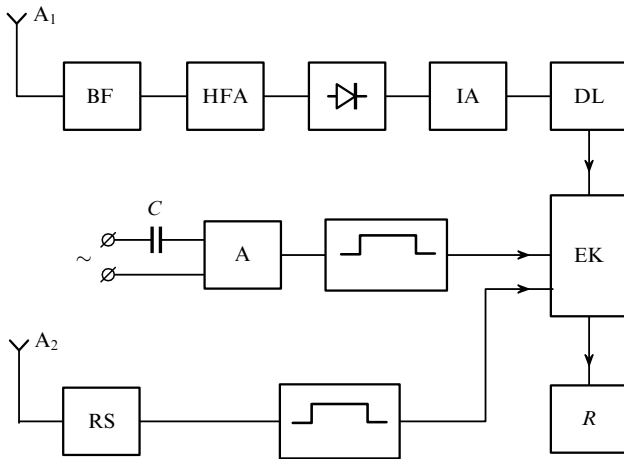


Рис. 8. Функциональная схема одного из блоков установки детектора на базе радиотелескопа УТР-2.

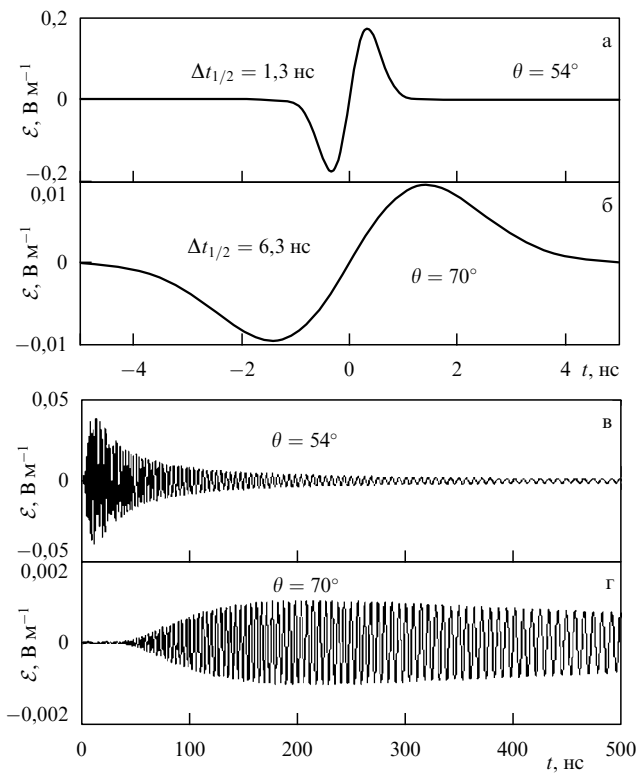


Рис. 9. Форма исходных радиоимпульсов, наблюдаемых под углом Черенкова (а) и под углом 70° (б). (в, г) Те же радиоимпульсы, прошедшие через ионосферу Земли.

силовой сети (50 Гц, 220 В) и от полувольтного вибратора А₂. Блоки RS и А — дополнительные усилители. Разделительная ёмкость С и входное сопротивление R усилителя А выбирались так, чтобы выполнялось условие $RC \approx 2$ мс.

Радиоимпульс, прошедший через ионосферу, сильно изменяется по форме. На рисунке 9 показан исходный радиоимпульс, наблюдаемый под углом Черенкова, т.е. импульс, спектр которого выражается формулой (8.1), а на рис. 9в — радиоимпульс, прошедший через ионосферу Земли [55]. Длительность исходного импульса при наблюдении под черенковским углом около 1 нс. Вопрос о выборе постоянной времени амплитудного детектора

решался следующим образом. Вследствие дисперсии радиоимпульса в ионосфере Земли время прохождения пути длиной L с фиксированной частотой ω определяется выражением [88]

$$t = \frac{1}{c} \int_0^L \frac{dx}{nc}, \quad (8.2)$$

где $n(r) = \sqrt{\epsilon} \approx 1 - AN_e(r)/\omega^2$, N_e — концентрация электронов, $A \approx 1,6 \times 10^3$ (м³ с⁻²). Тогда относительная задержка Δt сигналов, соответствующих границам диапазона 28–30 МГц:

$$\Delta t = \frac{AN_1}{c} \left(\frac{1}{\omega_1} - \frac{1}{\omega_2} \right) \approx 2,2 \times 10^{-6} \text{ с},$$

где $N_1 \approx 5 \times 10^{16}$ м⁻² — характерное значение полного содержания электронов в столбе ионосферы с единичной площадью. Отсюда, в частности, следует вывод, что если полосу приёмной части установки расширить в n раз, то амплитуда сигнала возрастёт приблизительно во столько же раз, а соответствующее увеличение постоянной времени в n раз приведёт к уменьшению уровня помех также в n раз. Это будет компенсировать уменьшение амплитуды сигнала при его удлинении вследствие дисперсии.

Чувствительность установки можно оценить следующим образом. Мощность радиозумов $P(\nu, T)$ на единицу частоты в нагрузке антенны определяется с помощью формулы Найквиста $U^2 = 4k_B TR\Delta\nu$, где $U = (\overline{U^2})^{1/2}$ — среднеквадратичная амплитуда радиозумов, R — активное эквивалентное сопротивление, T и $\Delta\nu$ — температура антенны и диапазон частот соответственно. Поэтому полный поток энергии для согласованной антенны (сопротивление источника равно сопротивлению нагрузки) равен $k_B T$. Так как луч используемого полотна антенны УТР-2 намного больше угловых размеров Луны, температура антенны T будет определяться эквивалентной температурой небесной сферы на частоте 30 МГц. Можно приблизительно положить $T \sim 5000$ К [89–91]. Тогда, с учётом того, что эффективная площадь антенны $\approx 10^5$ м², удельный поток радиозумов $P_1 = 7 \times 10^{-25}$ Вт м⁻² Гц⁻¹ (или 70 Ян). Это означает, что для уверенной регистрации сигналов (т.е. при отношении сигнал–шум, равном трём) удельный поток от источника должен составлять ≈ 210 Ян.

С другой стороны, из (8.1) (см. также рис. 7) следует, что за всё время излучения на 1 м² площади (в области расположения антенны) в единичной полосе частот интенсивность потока составляет $W_r \approx 10^{-29}$ Дж м⁻². Учитывая постоянную времени детектора $\tau \approx 2$ мкс, получим интенсивность радиопотока от источника: $W_r/\tau = 0,5 \times 10^{-23}$ Вт м⁻² Гц⁻¹ (500 Ян). Этот поток соответствует энергии каскадного ливня 10^{22} эВ (при $\alpha = 33$). Как упоминалось ранее, только 20 % первоначальной энергии частицы трансформируется в энергию каскадного ливня. Поэтому фактический поток составит только 100 Ян. Поскольку величина радиопотока приблизительно пропорциональна квадрату энергии первоначальной частицы, пороговую чувствительность радиодетектора с антенной УТР-2 можно считать равной 2×10^{22} эВ.

Наблюдение на описываемой установке проводилось в течение 70 ч в зимнее, преимущественно ночное, время. Анализ зарегистрированных импульсов свидетельство-

вал об их местном происхождении. Несмотря на принятые для блокировки таких импульсов меры, уровень скорости запусков оказался очень высоким. Поэтому следующий этап эксперимента планировалось провести на двух антеннах из системы интерферометров "Уран", в которую входит и УТР-2.

9. Ограничения на поток нейтрино сверхвысокой энергии по данным наблюдения на радиотелескопе Калязинской обсерватории

Наблюдения проводились сотрудниками Пущинской радиоастрономической обсерватории Астрономического центра Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ПРАО АКЦ ФИАН) на 64-метровом радиотелескопе на базе антенны Особого конструкторского бюро Московского энергетического института (ОКБ МЭИ) (Калязинская радиоастрономическая обсерватория Астрономического центра ФИАН) в диапазоне частот от 0,6 до 8,3 ГГц [43]. На частоте 1,4 ГГц использовались два канала с ортогональными круговыми поляризациями (ЛКП и ПКП), а на частоте 2,3 ГГц использовался только один канал с правой круговой поляризацией. Контрольные наблюдения проводились на частотах 0,6 ГГц (ЛКП) и 4,8 ГГц (ПКП). Для каждой из частот угловая ширина $\Delta\theta$ диаграммы антенны и полоса радиоприёмного тракта $\Delta\nu$ составляли: $\Delta\theta = 25'$, $\Delta\nu = 8$ МГц на частоте 0,6 ГГц; $\Delta\theta = 11'$, $\Delta\nu = 50$ МГц на частоте 1,4 ГГц; $\Delta\theta = 7'$, $\Delta\nu = 120$ МГц на частоте 2,3 ГГц и $\Delta\theta = 3'$, $\Delta\nu = 50$ МГц на частоте 4,8 ГГц.

Для регистрации коротких импульсов использовалась система запуска с временным разрешением 2 нс на базе четырёхканального осциллографа TDS-3034 (рис. 10). Направления максимумов диаграмм направленности на всех частотах совпадали и ориентировались в точку Луны, отстоящую на $14'$ от её центра. Триггер был установлен в канале радиометра с частотой 2,3 ГГц. Уровень запуска соответствовал плотности потока 13500 Ян. Относительная разница во времени распространения сигналов в приёмных комплексах измерялась с помощью пикосекундных импульсов, подаваемых на вход малошумных усилителей (LNA). Записанные в ходе наблюдения события анализировались с целью определения:

- наличия или отсутствия импульса в одном из каналов диапазона 1,4 ГГц и величины его задержки относительно импульса в канале триггера (2,3 ГГц);
- кластеризации запусков, вызываемых периодической помехой;
- формы импульса в обоих каналах;
- различия импульсов в двух каналах (ЛКП и ПКП) на частоте 1,4 ГГц (поскольку ожидаемый полезный сигнал должен быть линейно поляризованным и не должно быть никаких различий между импульсами).

Многие вопросы, касающиеся методики этого эксперимента, рассмотрены в работе [92]. Чистое время наблюдения составило 31,3 ч. Было обработано около 15000 запусков, и ни в одном из них не обнаружено события, одновременно удовлетворяющего пунктам а–г. На основе результатов моделирования геометрии взаимодействия нейтрино в лунном реголите получен верхний предел потока нейтрино сверхвысоких энергий. Чтобы получить более строгий, чем в [69], результат,

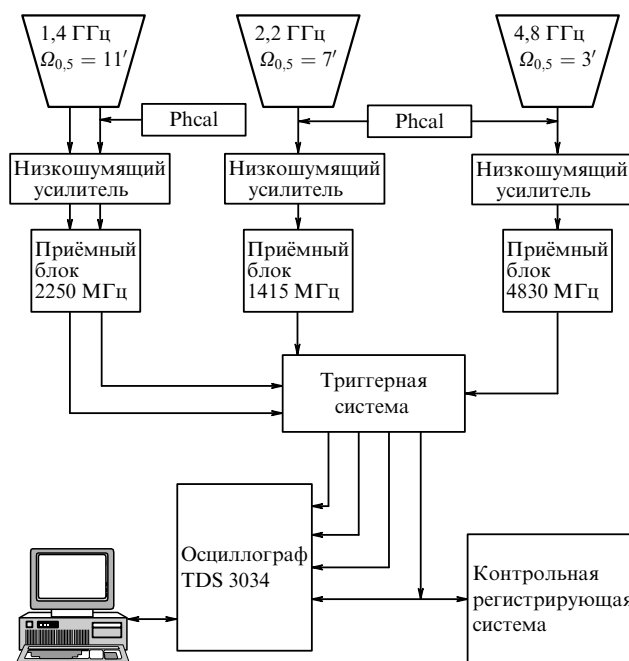


Рис. 10. Функциональная схема радиодетектора Калязинской радиоастрономической обсерватории. Phcal — генератор импульсных сигналов, предназначенных для фазовой калибровки.

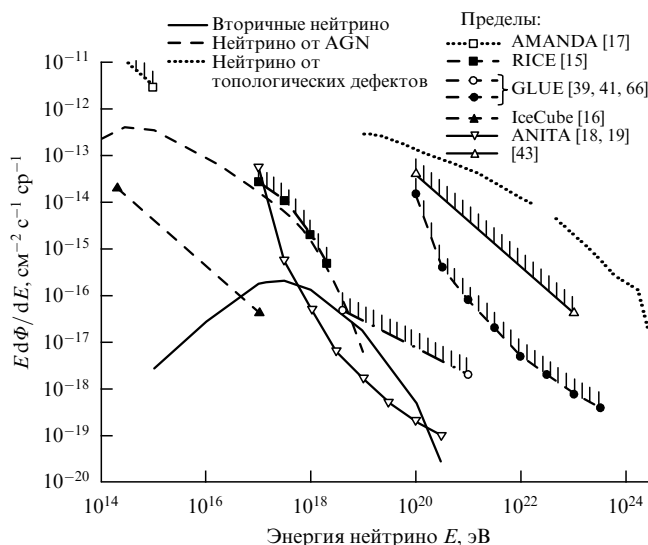


Рис. 11. Теоретически предсказываемые потоки нейтрино и экспериментально полученные в Калязинской обсерватории ограничения на них. AMANDA — Antarctic Muon And Neutrino Detector Array, RICE — Radio Ice Cherenkov Experiment, IceCube — Ice Cube Neutrino Observatory.

авторы [92] предположили, что наклон энергетического спектра нейтрино в интересующем диапазоне энергий имеет вполне определённую величину. Был выбран показатель степенного спектра, равный -2 в интервале энергий 10^{20} – 10^{23} эВ. На рисунке 11 представлены теоретически предсказываемые потоки нейтрино и экспериментально полученные ограничения на эти потоки. Авторы [43], в частности, считают, что спектр, предсказанный моделью топологических дефектов, по результатам их работы можно исключить с достоверностью 95 %.

10. Измерение потока нейтрино сверхвысокой энергии в обсерватории Вестерборк (проект NuMoon)

10.1. Первые 10 часов наблюдения

Последние данные обсерватории П. Оже подтвердили [93, 94] наличие крутого спада спектра космических лучей при энергиях ГЗК-предела. При энергии выше порога 6×10^{19} эВ космические лучи могут взаимодействовать с фотонами космического микроволнового фона, расходуя свою энергию на создание пионов на расстояниях порядка 10–20 Мпк от источника. Пионы будут распадаться, рождая нейтрино ультравысокой энергии посредством слабого взаимодействия. Наблюдение этих нейтрино представляет большой интерес, так как их направление движения указывает на источники, находящиеся на расстояниях более чем 10 Мпк, в отличие от направления движения заряженных частиц, которые отклоняются в галактических (экстрагалактических) магнитных полях. Кроме того, космические лучи из далёких источников не выходят за пределы ГЗК-сферы (10–20 Мпк), а информация о спектре космических лучей в источнике сохраняется в потоке ГЗК-нейтрино на огромных расстояниях. Эти факты стали определяющими в идейной концепции проекта NuMoon [45].

Авторы [45] считают, что разработчики экспериментов, подобных GLUE, выбрали для наблюдения неоправданно высокую частоту (2,2 ГГц). Единственное преимущество такого выбора — это максимальная мощность радиоимпульса, согласно параметризации (10.1). Для более низких частот угловая ширина диаграммы намного увеличивается. И это более сильный фактор. Для того чтобы радиоимпульс вышел на поверхность Луны, первоначальная частица должна обязательно попасть в лунный лимб, причём под таким углом, чтобы радиоэмиссия не претерпела полного внутреннего отражения на границе раздела реголит–вакуум и без сильного ослабления вышла на поверхность Луны. Следуя принципам геометрической оптики, нетрудно понять, что при большой угловой ширине диаграммы пространственного радиоизлучения в роли мишени окажется практически вся лунная поверхность. В [45] полагают, что когда длина волны имеет порядок длины ливня, т.е. составляет несколько метров, распределение излучения становится почти изотропным и можно зарегистрировать радиоимпульсы, исходящие практически из любой точки Луны. Авторы [45] исходя из этих предпосылок считают, что в эксперименте NuMoon оптимальный частотный диапазон лежит около 150 МГц.

В проекте NuMoon исследуются импульсы черенковского радиоизлучения, вызванные каскадами от частиц с энергиями выше 10^{20} эВ [44, 45, 95, 96]. По результатам 100-часовых наблюдений предполагается установить новые пределы потока нейтрино. В работе [45] представлены теория и методика эксперимента, а также приведены результаты наблюдения за первые 10 ч. Синтезированный радиотелескоп в обсерватории Вестерборк WSRT (Westerbork Synthesis Radio Telescope) состоит из 14 параболических антенн, расположенных на 2,7-километровой линии с направлением восток–запад. Наблюдения проводились в диапазоне частот 115–180 МГц. Для записи и обработки информации в таком широком диапазоне использовался цифровой анализатор PuMa

(Pulsar Machine) П, специально разработанный для WSRT, для наблюдений за вращающимися нейтронными звёздами или слабыми радиоисточниками [97, 98]. PuMa П может записывать и анализировать сигналы в полосе частот шириной до 160 МГц, разделённой на восемь поддиапазонов (по 20 МГц в каждом). Для проведения наблюдений за Луной было сформировано два луча по четыре радиодиапазона в каждом. Центр каждого диапазона соответствовал частотам 123, 137, 151 и 165 МГц. Лучи были нацелены на различные области Луны и покрывали около трети её поверхности. Это увеличивало эффективную площадь наблюдения и давало возможность создать систему антисовпадений для запуска системы отбора и записи событий. Реальный радиоимпульс (т.е. импульс лунного происхождения) должен наблюдаться только на одном луче. Для каждого диапазона временная серия данных записывалась в нескольких узлах памяти с частотой дискретизации 40 МГц.

После первой фазы анализа импульсов оставалось около 1 % данных, которые загружались на постоянное хранение. Эта процедура включала в себя следующие шаги.

1. Необработанные данные записывались в блоки из 20000 ячеек и проводилось их фурье-преобразование с целью выделения узкополосных радиопомех (т.е. сигналов с непрерывной несущей частотой). Из этого массива оставляли 200 спектров и нормировали на среднее значение. Узкие линии радиопомех с амплитудами, превышающими среднее значение в 1,5 раза, удалялись.

2. Импульсы лунного происхождения подвергаются дисперсии в ионосфере Земли. Поэтому дисперсионные искажения радиосигналов устранялись с учётом общего электронного содержания (Total Electron Content, TEC) ионосферы. После удаления радиопомех в частотном спектре могут находиться сигналы лунного происхождения, подвергшиеся дисперсии. Поэтому перед обратным преобразованием Фурье и восстановлением импульсов во временной области осуществлялся частотно-зависимый сдвиг фазы исходя из данных о величине полного содержания электронов в вертикальном столбе ионосферы с единичной площадью и данных об угле лунного возвышения.

3. Предполагалось, что искомые импульсы должны иметь ширину, меньшую, чем размер ячейки памяти (25 нс). Практически импульс распределялся на несколько ячеек, в зависимости от его характера. Ошибки в величине TEC, используемой для устранения дисперсионного искажения импульса, ещё больше его расширяли. Для дальнейшего анализа определялась величина P_5 как сумма амплитуд по пяти ячейкам памяти и двум поляризациям, приведённая к средней величине этой суммы:

$$P_5 = \frac{\sum_{5 \text{ ячеек}} (P_x + P_y)}{\left\langle \sum_{5 \text{ ячеек}} (P_x + P_y) \right\rangle},$$

где усреднение проведено по 20000 ячейкам, индексы x и y соответствуют сигналам со взаимно перпендикулярными поляризациями.

4. Максимум считался найденным, если величина P_5 равнялась 2,5 во всех четырёх частотных полосах. Некоторая разница, обусловленная ионосферной диспер-

сией, между временами прихода пиков на различных частотных диапазонах считалась допустимой.

5. Информация для каждого запуска, в котором были обнаружены подходящие импульсы, запоминалась для дальнейшей обработки.

Такой анализ проводился для каждого из двух лучей отдельно, но если импульс обнаруживался только в одном из лучей, то исходные данные запоминались для обоих лучей и всех поддиапазонов. Для того чтобы воспроизвести вырезанные радиопомехи, сохранялась также информация о частотах спектральных линий. Во второй фазе обработки операция удаления применялась непосредственно к самим данным: удалялись импульсы с шириной, превышающей восемь ячеек памяти, и импульсы, которые являлись частью серии последовательных импульсов.

Авторы проекта NuMoon использовали уже известные теоретические результаты [56, 57, 95, 99] для установления порогов запуска и определения эффективной апертуры детектора. Далее приведены несколько выражений из [45] для сравнения с результатами других теоретических работ. Интенсивность радиоэмиссии $F(\theta, \nu, E_s)$ из адронного ливня с энергией E_s в лунном реголите параметризована в виде [56, 57, 95, 99]

$$F(\theta, \nu, E_s) = 3,86 \times 10^4 \exp(-Z^2) \left(\frac{\sin \theta}{\sin \theta_{\text{Ch}}} \right)^2 \left(\frac{E_s}{10^{20} \text{ эВ}} \right)^2 \times \\ \times \left(\frac{d_{\text{Moon}}}{d} \right)^2 \left\{ \frac{\nu}{\nu_0 [1 + (\nu/\nu_0)^{1,44}]} \right\}^2 \frac{\Delta \nu}{100 \text{ МГц}} [\text{Ян}], \\ Z = \left(\cos \theta - \frac{1}{n} \right) \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \frac{180}{\pi \Delta \text{Ch}}, \quad (10.1)$$

где $\Delta \nu$ — ширина полосы радиоприёмного тракта, ν — центральная частота, $\nu_0 = 2,5 \text{ ГГц}$, $d_{\text{Moon}} = 0,38 \times 10^9 \text{ м}$ — расстояние до Луны, d — расстояние до наблюдателя. Черенковский угол θ_{Ch} определяется из соотношения $\cos \theta_{\text{Ch}} = 1/n$, $n = 1,8$ — коэффициент преломления лунного реголита, θ — угол между направлением наблюдения и осью ливня. Конечный размер ливня и некоторые другие факторы уширяют стенку черенковского конуса до угловых размеров

$$\Delta \text{Ch} = 4,32^\circ \frac{1}{\nu [\text{ГГц}]} \frac{L [10^{20} \text{ эВ}]}{L(E_s)}, \quad (10.2)$$

где L — длина ливня, зависящая от его энергии; согласно [100] $L(x) = 12,7 + 2x/3$, $x = \log_{10}(E [\text{эВ}]/10^{20})$.

На одном луче, соответствующем охвату трети поверхности Луны, с центральной частотой 140 МГц и полосой 65 МГц проведены наблюдения в течение 10 ч 40 мин. С учётом отсутствия реальных событий найдены пределы потока нейтрино. За такое короткое время уточнён предел, полученный по данным спутника FORTE, который собирал информацию на орбите практически два года. Авторы [45] считают, что за 100 ч наблюдения полученный предел исключит ряд моделей, связанных с топологическими дефектами.

В перспективе авторы проекта NuMoon надеются провести следующую фазу эксперимента с использованием радиотелескопа LOFAR (LOw Frequency ARray) (Нидерланды), который должен начать работу в 2011 г. LOFAR — это сеть низкочастотных всенаправленных радиоантенн, связанных волоконно-оптической линией. LOFAR будет включать в себя два типа антенн, дей-

ствующих на различных частотах: низкочастотная (НЧ) антенна покрывает полосу 30–80 МГц, а высокочастотная (ВЧ) — область 110–240 МГц. ВЧ-антенна может быть использована для лунных наблюдений.

Сейчас LOFAR состоит из 35 станций, каждая из которых содержит 48 НЧ-антенн и 96 ВЧ-антенн. Половина станций расположена в квадрате площадью $2 \times 2 \text{ км}^2$ при суммарной эффективной площади антенны $\approx 0,05 \text{ км}^2$. Многочисленные лучи могут быть сформированы так, чтобы покрыть поверхность Луны с результирующей чувствительностью, которая будет почти в 25 раз выше, чем у комплекса WSRT.

10.2. Пределы потока нейтрино сверхвысокой энергии, полученные после 48 ч наблюдений

После проведения 10-часовых наблюдений на радиотелескопе WSRT методика эксперимента была незначительно изменена. В частности, вследствие большого числа ложных импульсов в некоторой степени был изменён критерий запуска и отбора событий [101, 102]. Непрерывно поступающие данные перед записью разбиваются на временные блоки длительностью по 0,1 с. Каждый блок разделён на 200 треков, состоящих из 20000 временных выборок. Затем после вырезания радиопомех, устранения дисперсионных искажений и восстановления естественной зависимости сигнала от времени в результате обратного фурье-преобразования величина P_5 находится по новой схеме:

$$P_5 = \frac{\sum_{5 \text{ выборок}} P_x}{\left\langle \sum_{5 \text{ выборок}} P_x \right\rangle} + \frac{\sum_{5 \text{ выборок}} P_y}{\left\langle \sum_{5 \text{ выборок}} P_y \right\rangle}, \quad (10.3)$$

где усреднение проводится по всему треку. Данные подвергаются дальнейшему анализу, если $P_5 > 5$. Смысл этого порога может быть понят из (10.3). Поскольку величина σ^2 определена как средняя мощность сигнала в течение некоторого отрезка времени (для простоты предположим, что она одинакова для x - и y -поляризации), условие запуска может быть записано в виде неравенства

$$\sum_{5 \text{ выборок}} P_x + \sum_{5 \text{ выборок}} P_y > 25\sigma^2,$$

которое выражает тот факт, что полная мощность в десяти ячейках памяти (пять в x -поляризации и пять в y -поляризации) должна превысить $25\sigma^2$, в то время как средняя мощность составляет только $10\sigma^2$.

Поскольку радиосигнал лунного происхождения обязательно проходит через слой ионосферы, временное смещение в ВЧ- и НЧ-диапазонах должно составить величину

$$\Delta t = 1,34 \times 10^9 \text{ STEC} \left(\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2} \right),$$

где STEC (Slant Total Electron Content) — общее содержание электронов в единицах 10^{16} м^{-2} , зависящее от времени суток и угла возвышения. Для земных радиопомех такая задержка по каналам должна отсутствовать. Более полное представление о скорости запусков и эффективности введённых критериев анализа даёт табл. 2 из работы [101]. В трёх последних колонках таблицы приведено соответственно общее число зарегистрированных импульсов, число оставленных импуль-

Таблица 2

Дата	Длительность наблюдений, ч	STEC (нижнее/верхнее значения)	Общее число импульсов	Число импульсов с $S > 23$	Число запусков при $S \geq 23$
9 июня 2007*	4,7**	11,8/16,6	200427	49679	8943
21 сентября 2007	2,0	15,6/19,5	668917	26812	13128
13 января 2008	1,3**	18,0/24,3	119032	6951	6001
7 июня 2008*	4,25	11,7/17,5	1961907	170672	21752
8 июня 2008*	5,0	9,8/11,3	1313378	80140	12815
24 августа 2008	5,0	3,5/7,5	792979	36314	4029
29 августа 2008	3,0	6,5/7,0	563692	45214	3331
29 августа 2008	2,0	8,0/8,3	602049	29554	4317
29 августа 2008*	4,8	6,5/9,7	1719443	96998	7425
2 сентября 2008	5,0	12,8/15,3	880508	51329	18937
16 сентября 2008	3,75	5,5/11,0	233192	23733	6616
16 сентября 2008	5,0	5,9/7,2	163819	20138	4841
21 сентября 2008	4,5	3/3/4,8	244276	27388	3451
21 сентября 2008*	5,0	4,0/12,8	1282457	76573	9728
28 сентября 2008	3,7	10,5/12,0	65725	67910	10345
28 сентября 2008	3,8	11,6/13,7	622598	47580	11958
14 октября 2008	4,5	5,9/9,9	566611	58127	6531
14 октября 2008	4,5	5,9/7,4	217113	30346	4165
11 ноября 2008	3,7	3,5/7,4	941369	27160	2624
Всего***	51,1	3,3/24,3	6681880	430646	100274

* Исключено из анализа по причине чрезмерно большого числа ложных запусков.
 ** Данные только для одного луча.
 *** Без учёта исключённых наблюдений.

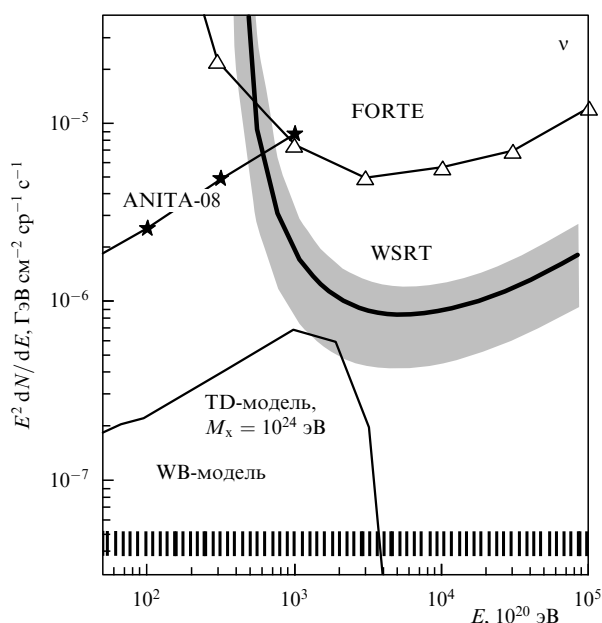


Рис. 12. Пределы потоков нейтрино, полученные на установке WSRT после 48 ч наблюдения.

сов, для которых величина $S > 23$, и число запусков, в которых хаотический шум превышал оценку $S = 23$. Величина S определялась как сумма максимальных значений P_5 по всем четырём частотным диапазонам:

$$S = \sum_{i=1}^4 P_{Si}^{\max}. \quad (10.4)$$

За 47,6 ч наблюдения не были обнаружены запуски от импульсов с пороговой интенсивностью $S_{th} = 77$ (см.

выражение (10.4)). Отсутствие импульсов подразумевает возможность установить новый предел потока нейтрино ультравысоких энергий. Чтобы сделать такие расчёты, необходимо знать затухание радиоимпульса в лунном реголите, изменение амплитуды и диаграммы излучения при переходе через границу раздела и связь этого с углом прихода нейтрино. На основе модели, описанной в [99], авторы [101, 102] определили ограничения на потоки нейтрино различных энергий с уровнем доверия 90 % (рис. 12). Ранее полученные пределы были установлены в экспериментах FORTE [69] и ANITA [103]. Из рисунка 12 видно, что данные WSRT почти на порядок уточняют пределы для потока в области энергий $10^{23} - 10^{25}$ эВ. Тёмная полоса соответствует систематическим ошибкам, вызванным неровностями лунной поверхности, неопределённостью критической энергии в лунном реголите, неопределённостью коэффициента преломления и пр.

В нижней части рис. 12 приведены пределы, предсказываемые моделью Ваксмана–Бакалла (WB) [104] и top–down-моделью (TD-модель) [105] для экзотических частиц массой $M_X = 10^{24}$ эВ.

10.3. Новые пределы потока заряженных частиц, установленные экспериментом NuMoon

Одной из основных особенностей методики, связанной с измерением потоков космических частиц сверхвысокой энергии на комплексе WSRT, является выбор очень низких частот (115–180 МГц) для проведения эксперимента. Такой НЧ-диапазон позволяет оценить поток частиц, вызывающих каскады непосредственно под поверхностью Луны в месте пересечения частицей границы вакуум–реголит. Прежде всего — это протоны и α -частицы. Расчёт полной экспозиции в этом случае приводит к новым результатам. Как упоминалось в разделе 10.1, в методике данного проекта принято

допущение, что при наблюдении на низких частотах (115–180 МГц) события лунного происхождения могут быть зарегистрированы не только на лимбе Луны, но и практически в любой её точке. В этом разделе использована публикация [106], в которой рассмотрены особенности таких каскадов и установлены пределы потоков заряженных частиц. Возможно, приводимые здесь факты могут вызвать у читателя вопросы и сомнения. В связи с этим в разделе 12 приведена альтернативная точка зрения по некоторым упомянутым выше вопросам.

Авторы работы [106] высказывают озабоченность по поводу того, достаточно ли велика длина формирования излучения, вызванного избытком электронов в каскадном диске, и чего следует ожидать, если глубина ливня намного меньше длины формирования излучения. В [106] считают, что в случае каскада, связанного с нейтрино, такой проблемы нет, поскольку этот каскад заведомо находится далеко от поверхности.

Как известно, понятие длины (зоны) формирования излучения, которое было введено И.М. Франком [107], состоит в следующем. Пусть на некотором расстоянии от монохроматического источника с циклической частотой ω , движущегося прямолинейно, находится наблюдатель. Расстояние l' , которое должен пройти источник в течение времени, за которое фаза в точке наблюдения изменится на π , называется длиной формирования излучения. Эта длина, зависящая от угла наблюдения и относительной скорости источника $\beta = v/c$, определяется выражением $l' = \pi v / \omega(1 - \beta n \cos \theta)$. Практически любой источник, движущийся прямолинейно, имеет ограниченный путь. Длина формирования может оказаться или больше, или меньше этого пути, поэтому она может быть использована для оценки интенсивности излучения. На основе проведённого анализа авторы [106] пришли к выводу, что понятие зоны формирования к движению заряженных частиц в диэлектрике неприменимо.

Второй вопрос, который поставлен в [106], связан с глубиной ливня: какое действие оказывает прослойка диэлектрика (реголита) между границей раздела и каскадом? В частном случае горизонтального ливня авторы [106] нашли аналитическое решение волнового уравнения для точечного заряда, движущегося равномерно на ограниченном отрезке пути. При изменении глубины ливня от 1 см до 1 км найдено, что на уровне ошибки 1,5 % этот параметр не влияет ни на диаграмму излучения, ни на интенсивность (если пренебречь поглощением в среде).

На основании этих результатов был установлен верхний предел потока заряженных частиц сверхвысокой энергии. При отсутствии импульсов с характерными признаками лунного происхождения за всё время наблюдения можно использовать модельно независимую процедуру, описанную в [69, 73], и установить энергетически зависимый предел потока космических частиц с доверительным интервалом 90 %.

На рисунке 13 представлены пределы потока космических лучей (т.е. заряженных частиц), которые следуют из наблюдений [101] на комплексе WSRT. Вычисленный предел (кривая 1) оказался значительно выше, чем ожидалось на основании данных обсерватории им. П. Оже (Pierre Auger Observatory, PAO) [108]. Пунктирной линией 2 показан модельно независимый дифференциальный предел PAO. Сравнение показывает, что предел,

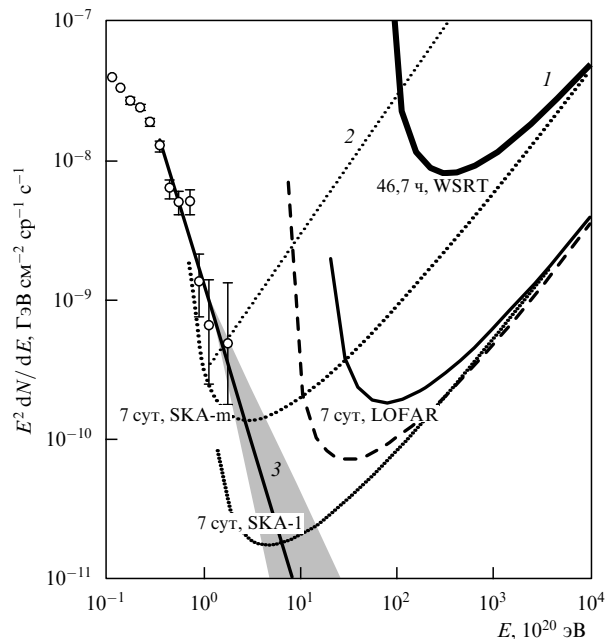


Рис. 13. Новые пределы для потока заряженных частиц в эксперименте NuMoon.

установленный на WSRT, является более низким, но при больших значениях энергии. Линия 3 соответствует полиномиальному расширению $E^{-4.3}$ результатов PAO [108]. Тёмная широкая полоса соответствует неопределённости в показателе экспоненты. На рисунке 13 показаны также пределы, которые могут быть получены в ближайшем будущем с помощью радиотелескопов нового поколения LOFAR и SKA (Square Kilometre Array).

11. Поиск нейтрино сверхвысокой энергии в эксперименте RESUN

В работах [109, 110] сообщается о результатах наблюдения за лунной поверхностью с помощью антенн радиоастрономического комплекса EVLA (Expanded Very Large Array) (штат Нью-Мексико, США) с целью обнаружения радиоимпульсов от каскадов заряженных частиц, вызванных взаимодействием нейтрино с лунным реголитом. Эксперимент RESUN-A, который является первой частью проекта RESUN (Radio EVLA Search for UHE (Ultra High Energy) Neutrinos), рассчитан на 50 ч наблюдения. Другая часть проекта (RESUN-B) рассчитана на 150 ч наблюдения. Диаметр антенн системы EVLA 25 м. В RESUN-A использовалось только четыре антенны из 27. Угловая ширина пространственной диаграммы излучения для каждой из антенн составляет $\approx 0,5^\circ$. Каждая из четырёх антенн являлась независимым детектором импульсов и направлялась на восточную часть Луны, охватывающую приблизительно одну треть лимба, так что массив не использовался в виде обычного интерферометра.

Авторы проекта, учитывая отрицательный результат прежних попыток обнаружить хотя бы одно событие лунного происхождения, пытаются переосмыслить опыт предыдущих исследований и провести там, где они считают нужным, ревизию или уточнение некоторых устоявшихся положений радиоастрономического мето-

да. В частности, для расчёта апертуры детектора была использована величина поперечного сечения взаимодействия нейтрино с лунным реголитом

$$\sigma(E_\nu) = 1,57 \times 10^{-31} (E_\nu [\text{ЭВ}])^{1/3} [\text{см}^2].$$

Соответственно средний пробег нейтрино до взаимодействия будет выражаться как $\lambda_\nu = 35,7 [\text{км}] \times (E_\nu [\text{ЭВ}])^{-1/3}$ [111–112]. Авторы полагают, что источником излучения является избыток электронов в каскаде, движение которых создаёт кратковременный черенковский импульс длительностью $\tau = L_s/c$, где $L_s(E_\nu) = 1,64 + 0,08 \log(E [\text{ЭВ}])$ [95, 99]. Отсюда для характерной энергии следует длительность импульса $\tau = 5 \text{ нс}$ (по-видимому, это явное недоразумение, поскольку для ультрарелятивистской частицы длительность излучения не только не равняется длительности её движения, но и может отличаться от последней на несколько порядков). Далее авторы проекта основываются преимущественно на выводах работ [111, 112]. Например, с помощью параметрического моделирования получена (при отсутствии ослабления в реголите) максимальная напряжённость электрического поля ($\theta = \theta_{\text{Ch}}$) в околосемном пространстве, обусловленная каскадом частиц под лунной поверхностью [64, 111, 112],

$$E_{\text{max}} = 0,51 (0,2 E [\text{ЭВ}]) \frac{v}{v_0} \left[1 + \left(\frac{v}{v_0} \right)^\alpha \right]^{-1}, \quad (11.1)$$

где v — частота наблюдения, $v_0 = 2,23 \text{ ГГц}$, $\alpha = 1,23$. На уровне e^{-1} длина ослабления электрического поля $\lambda_e = 18 \text{ м}/(v [\text{ГГц}])$. Наибольший интерес представляет прохождение электромагнитного импульса через границу реголит–вакуум. На основании результатов, полученных в [113], авторы проекта считают, что ослабление при прохождении импульса через границу раздела без внесения существенной ошибки может быть аппроксимировано постоянной величиной $t_{||} \approx 0,6$. Поэтому максимум напряжённости поля в свободном пространстве можно выразить как $\mathcal{E}_t^c(E_s, v) = 0,6 \mathcal{E}_{\text{max}}^c(E_s, v)$, где $\mathcal{E}_t^c$ и $\mathcal{E}_{\text{max}}^c$ — максимальные напряжённости поля соответственно в лунном реголите и свободном пространстве, E_s — энергия ливня. Более тщательного исследования этого очень важного вопроса не проведено. Во сколько раз правильно полученный результат может отличаться от этой оценки в различных условиях, показано в разделе 12.4.

Для любого детектора важен вопрос о выборе порога запуска σ_t . Этот порог должен быть установлен так, чтобы за время наблюдения вероятностью запуска от статистических шумовых флуктуаций можно было пренебречь. Если предположить, что распределение амплитуды радиوشума подчиняется статистике Гаусса и радиоприёмник поддерживается в линейном режиме в пределах напряжения флуктуаций, то вероятность выборки сигнала σ , превышающего σ_t , даётся выражением

$$p(\sigma > \sigma_t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\sigma_t}^{\infty} \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2}\right) d\sigma = \text{erfc}\left(\frac{\sigma_t}{\sqrt{2}}\right). \quad (11.2)$$

Например, пусть $\sigma_t = 6$ (что, по сути, означает отношение сигнал/шум, равное 6), а полоса пропускания радиоприёмника $\Delta\nu = 100 \text{ МГц}$. При длительности импульса

$\tau \approx 1/\Delta\nu$ число выборок за 1 с составит 10^8 . Вероятность того, что в одной выборке окажется сигнал с амплитудой σ_t , согласно (11.2), равна $1,973 \times 10^{-9} \ll 1$. Поэтому с вероятностью ~ 1 следует ожидать появления импульса с амплитудой $\sigma_t = 6$ в среднем каждые 5 с. Здесь амплитуда сигнала выражена в относительных единицах: $\sigma = U/U_{\text{me}}$, где $U_{\text{me}} = \sqrt{\langle U^2 \rangle}$ — среднее квадратичное отклонение, которое можно найти, например, из формулы Найквиста для амплитуды тепловых шумов при известной шумовой температуре T_{sys} всей системы. Авторы полагают, что в условиях эксперимента при частоте $1,45 \text{ ГГц}$ $T_{\text{sys}} = 120 \text{ К}$. В проекте RESUN-A выбрана величина порога $\sigma_t = 4,23$. Однако система совпадений существенно снизила запуск от термических шумов, так что в целом вероятность случайного запуска за 45 ч составляла 0,1.

Для расчёта верхнего предела потока нейтрино в зависимости от энергии должна быть известна эффективная апертура детектора, которая является суммой произведений элементов площади Луны ds на телесный угол $d\Omega$, причём величина $d\Omega$ должна быть такова, чтобы нейтрино, заключённые внутри угла $\Omega + d\Omega$, имели угол выхода на поверхность Луны, при котором диаграмма излучения покрывает телескоп на Земле. В расчёте должна быть учтена доля нейтрино, которые отвечают этому требованию и создадут каскад на нужной глубине от поверхности Луны (10–20 м).

Эксперимент RESUN-A с чистым временем наблюдения 45 ч завершился в феврале 2008 г. За это время не было обнаружено никаких четырёхкратно совпадающих событий при уровне порога, большем, чем $3,98\sigma$. Соответствующий верхний предел изотропного дифференциального потока нейтрино с уровнем доверия 90 % в энергетическом диапазоне $21,6 < \log(E [\text{ЭВ}]) < 22,6$ составляет $E^2 dN/dE < 0,003 \text{ ЭВ км}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. Последнее значение ниже, чем самые низкие из опубликованных верхних пределов для лунных экспериментов в этом энергетическом диапазоне, и эти данные, в частности, подтверждают верхний предел GLUE, полученный в [1].

На рисунке 14 показан верхний предел потока для RESUN-A как функция энергии нейтрино вместе с ранее зарегистрированными верхними пределами в других лунных экспериментах. Кроме того, показаны пределы для RESUN-B и будущего массива класса SKA [111, 112] с эффективной площадью 1 км^2 , частотой наблюдения 200 МГц и шириной полосы частот 100 МГц за 200 ч наблюдения, а также пределы, предсказываемые TD-моделью и WB-моделью с учётом и без учёта красного смещения z . Авторы [109] полагают, что вторая часть проекта RESUN-B протестирует модель Z-всплесков, а проект SKA протестирует модель топологических дефектов.

Наблюдение лунного лимба в эксперименте RESUN-B [110] осуществлялось с помощью трёх подмассивов из четырёх антенн за 25 сеансов с августа по декабрь 2009 г. Сигналы с ЛК- и ПК-поляризациями в двух 50-мегагерцевых частотных каналах с центром на частотах 1385 и 1465 МГц объединялись и оцифровывались. За 200 ч наблюдений с уровнем порога $3,9\sigma$ не было зарегистрировано ни одного события с четырёхкратным совпадением. Это соответствует верхнему пределу дифференциального потока нейтрино $E dN/dE < 1 \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ с доверительным интервалом 90 % для изотропных источников с энергией, превышающей $10^{21,2} \text{ эВ}$ и

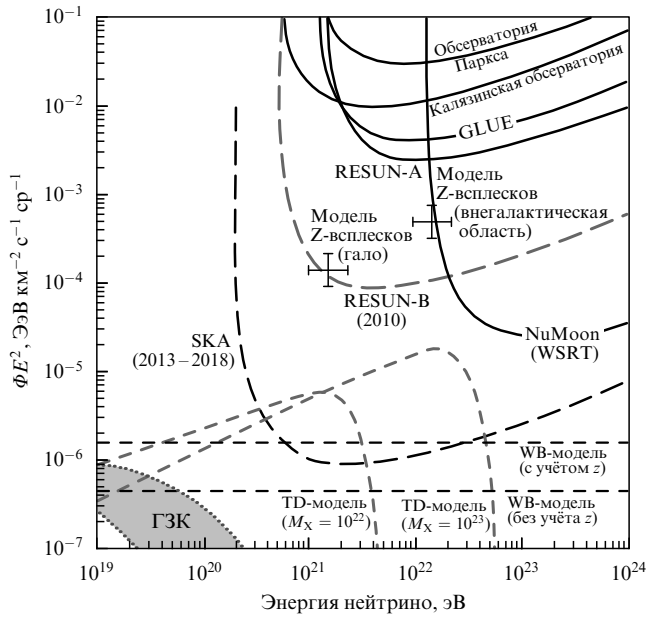


Рис. 14. Верхние пределы потока нейтрино, полученные в проектах RESUN-A, RESUN-B, и будущего массива класса SKA.

$E dN/dE < 0,1 \text{ км}^{-2} \text{ год}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ для энергий $E > 10^{22,5} \text{ ЭВ}$. Предел изотропного потока более чем на порядок величины меньше, чем ранее опубликованные верхние пределы для лунных поисков, и он несовместим с прогнозируемыми потоками от модели Z-всплесков. Эксперимент RESUN-B установил также с уровнем доверия 90 % пределы дифференциальных потоков от 41 активного галактического ядра внутри области радиусом 50 Мпк.

12. Означает ли отсутствие радиоимпульсов лунного происхождения несостоятельность радиоастрономического метода?

Отсутствие радиоимпульсов лунного происхождения говорит о несостоятельности радиоастрономического метода — именно так могут быть сформулированы претензии к этому методу, поскольку к настоящему моменту предпринято немало попыток обнаружить радиоимпульс, вызываемый каскадным ливнем под поверхностью Луны. Однако все попытки имели отрицательный результат, и до сих пор неясно, является ли это закономерностью (например, из-за отсутствия частиц с такой энергией) или следствием систематических ошибок и недоработок эксперимента. Обстоятельства, подобные этим, имели место в 1970–1980-х годах, когда наконец стало понятно, что попытка реализовать метод радиодетектирования ШАЛ успеха не принесёт, по крайней мере в том виде, как это представлялось тогда. Между тем всё начиналось точно так же с оптимистических работ [24–26]. Однако сейчас ситуация иная, и различие состоит в том, что практически уже в 1960-х годах стало понятно, что радиометод не может полноценно конкурировать с традиционными методами детектирования ШАЛ, особенно в отношении точности измерений. По сути, радиоастрономический метод являлся только неполноценной альтернативой классическому методу. Тем не менее сейчас нет каких-либо определённых указаний на существование иного метода, кроме радио-

астрономического, для измерения потоков частиц в энергетическом диапазоне $10^{21}–10^{23} \text{ ЭВ}$.

В связи с этим представляется особенно актуальным проанализировать возможные причины неудач, и некоторые из них обсуждаются в разделах 12.1–12.4.

12.1. О спектре радиоимпульса, вызванного каскадом частиц в лунном реголите

В этом разделе рассмотрена одна из возможных ошибок, связанная с выбором частотного диапазона в обсуждавшихся экспериментах (см. раздел 10.1). Выбор частотного диапазона для регистрации радиоимпульса — один из решающих факторов в радиоастрономическом методе. Для этого нужно знать энергетический спектр радиоимпульса. Практически все известные сейчас эксперименты используют результаты численного расчёта и параметризации интенсивности излучения каскадного ливня [31, 56–58] как функции частоты и угла излучения. Такой подход может дать высокую степень точности, если правильно учитывать вклад в радиоизлучение избыточных электронов. В работах [31, 56] вычисляется спектр отдельного электрона на ограниченном участке пути, являющемся проекцией перемещения электрона на ось ливня. После этого производится суммирование напряжённостей от всех треков. К сожалению, более детальных указаний в [31, 56] нет, а цитируемые выше публикации содержат мало сведений методического характера. Параметризации спектральных интенсивностей, используемые для обработки результатов измерений, вызывают сомнения, поскольку эти функции не отражают реальных процессов в каскадном ливне.

Такой путь может привести к ошибкам. Рассмотрим это подробнее. Поскольку трек отдельного электрона не является бесконечно длинным, вклад в излучение определяется не только черенковским, но и тормозным излучением, так как в начале и конце пути движение происходит с ускорением. Например, запишем энергетический спектр излучения точечного заряда, равномерно движущегося на конечном отрезке $[-L, +L]$ ($r \gg L$) со скоростью $v \sim c$, и будем считать, что наблюдатель находится на расстоянии $R \gg L$ [114],

$$|\mathbf{H}| \sim \left| \int_{-L}^{+L} \exp[i(\omega t - \mathbf{kr}_0)] [\mathbf{n} \times d\mathbf{r}_0] \right| \sim \sin \theta \frac{\sin(kLp)}{p},$$

где $\mathbf{H}$ — напряжённость магнитного поля, $\mathbf{r}_0 = \mathbf{v}t$, $\mathbf{n}$ — единичный вектор вдоль направления наблюдения и $p = 1 - \beta n \cos \theta$. Для интенсивности окончательно имеем

$$I(\omega) \sim H^2(\omega) \sim \left\{ \frac{\sin[(\omega/c)L(1 - n \cos \theta)]}{1 - n \cos \theta} \right\}^2 \sin^2 \theta. \quad (12.1)$$

Очевидно, что если наблюдатель видит трек под черенковским углом (т.е. $1 - n \cos \theta \rightarrow 0$), то $I(\omega) \sim \omega^2$ и энергия неограниченно возрастает с увеличением частоты. При неудачно составленном алгоритме вычислений рассчитанный суммарный спектр может растянуться до очень высоких частот. Не исключено, что спектр, изображённый на рис. 2, является результатом именно такого расчёта. Нет оснований, оправдывающих возрастание интенсивности при увеличении частоты до столь высоких значений. Хорошо известно, что спектр в реальных физических условиях спадает на

больших частотах, как правило, по экспоненциальному закону.

Любые попытки рассчитать спектральную мощность радиоимпульса за пределами границы раздела приводят к очень грубым оценкам. Причиной этого является недостаток информации о направлении прихода частицы, состоянии поверхности границы раздела реголит–вакуум в области выхода излучения на поверхность Луны, о полном содержании электронов в единичном столбе ионосферы на поверхности Земли и т.д. Ошибки могут быть очень велики, поэтому точное знание каскадной функции для расчёта интенсивности радиоизлучения с помощью программных комплексов на настоящем этапе не решает проблемы точности. В связи с этим представляется более целесообразной модель излучения, в которой взаимосвязь между всеми электрическими и кинематическими параметрами имела бы ясный физический смысл и позволяла бы получить легко проверяемый количественный результат.

Такая задача была поставлена в [54]. Решение не основывается на каких-либо гипотезах и соответствует элементарным сведениям из классической электродинамики. Все расчёты выполнены аналитически, и они легко могут быть проверены на наличие принципиальных ошибок, чего нельзя сказать о параметризациях (6.1), (6.2), (10.1), (11.1). Если в (6.1) показатели степеней и коэффициенты обоснованы численными расчётами (на рис. 16 в работе [56] приведено даже изменение фазы с частотой), то в остальных случаях (т.е. (6.2), (10.1), (11.1)) эти величины изменялись без видимых на то оснований. В результате получены спектры, протягивающиеся на несколько сотен гигагерц (рис. 15). То, что реальный каскадный диск не может производить такие спектры в лунном реголите, будет видно из дальнейшего. Более того, будет показано, что характер энергетического спектра радиоимпульса зависит только от размеров, свойственных системе зарядов (например, каскадному диску), и почти не зависит от вида каскадной функции. Поэтому для проведения эксперимента и вычисления пределов потока частиц высокоточные расчёты каскад-

ной функции значительного интереса не представляют, за исключением случая, в котором сильное влияние может оказывать эффект ЛПМ. Но и в последнем случае, как будет показано далее, существенно изменится только пространственное распределение излучения, а не его спектр, который, как отмечалось, зависит практически только от характерных размеров излучающей системы зарядов. Намного важнее правильно отразить ту часть расчётов, которая связана с излучением. С этой точки зрения работа [54] кажется более гибкой, поскольку там в расчёте используется понятие модуляции тока каскадной функцией, что существенно упрощает задачу, избавляя от необходимости находить вклад от отдельного трека. Другими словами, целесообразно параметризовать не интенсивность излучения, а каскадную функцию. В этом случае проблема учёта фазы существенно упрощается.

В работе [54] в качестве каскадной функции использован упрощённый вариант аппроксимации теоретических расчётов [115, 116]:

$$N(E_0, \chi) = \frac{0,31}{\sqrt{\alpha}} \exp \left[\chi \left(1 - \frac{3}{2} \ln \frac{3\chi}{\chi + 2\alpha + 2x} \right) \right],$$

где χ — глубина ливня в лавинных единицах, E_0 — энергия каскада. Далее учитывается, что в этом выражении величина $x = \ln(r/r_M)$, где r — расстояние до оси ливня, $r_M = 9,6 \text{ г см}^{-2}$ — мольеровский радиус, мала по сравнению с $\chi + 2\alpha$.

Непосредственной проверкой можно убедиться, что каскадная функция, записанная в виде

$$N(x) = \frac{0,31}{\sqrt{\alpha}} \exp \left[\alpha - \frac{(x - \alpha z_0)^2}{D\alpha z_0^2} \right], \quad (12.2)$$

где $D = 3$, незначительно количественно отличается от таковой в [116] и не более чем на 20–30 % отличается от каскадной функции, построенной по табличным значениям параметров $\lambda_1(s)$, $\lambda'_1(s)$, $H_1(s)$, где s — параметр "возраста" ливня [117]. Эта аппроксимация [48] хорошо отражает исходную функцию на отрезке пути, на концах которого число частиц в ливне уменьшается примерно в три раза по сравнению с максимумом, т.е. мощность излучения на этих участках уменьшается на порядок.

Выражение (12.2) имеет более общий характер, чем использованное для этих же целей выражение в работе [54], и распространяется на диапазон энергий $E_0 = 10^{20} - 10^{23} \text{ эВ}$. В (12.2) глубина каскада x выражена в метрах, $\alpha = \ln E_0/E_{cr}$, E_{cr} — критическая энергия (для лунного реголита $E_{cr} = 0,4 \times 10^8 \text{ эВ}$), z_0 — лавинная единица длины, также выраженная в метрах (для лунного реголита $z_0 = 0,13 - 0,14 \text{ м}$). Величина D является безразмерной. От её значения не зависит число частиц в максимуме ливня. Непосредственной проверкой легко убедиться, что D влияет только на эффективную длину ливня, т.е. устанавливает такой участок пути каскадного ливня, при котором на его концах количество частиц уменьшится в нужное число раз по сравнению с максимумом.

Нетрудно подобрать такое D , чтобы длина пути, рассчитанная с помощью программ, учитывающих эффект ЛПМ [95, 99], равнялась $L(x) = 12,7 + (2/3)x$, где $x = \log_{10}(E \times 10^{-20})$, энергия ливня выражена в электронвольтах, а длина ливня — в радиационных единицах.

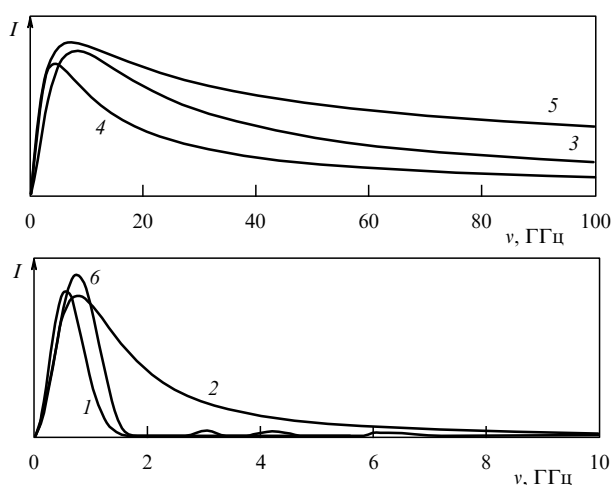


Рис. 15. Спектральные интенсивности, выраженные в разных масштабах: кривая 1 — (12.4), кривая 2 — результаты параметризации в работе [56], кривая 3 — GLUE, кривая 4 — NuMoon, кривая 5 — RESUN, кривая 6 получена при постоянной каскадной функции на отрезке $[L, -L]$. Слабые осцилляции в окрестности частот 3, 4 и 6 ГГц относятся к кривой 6.

Для лунного реголита при энергии $E = 10^{20}$ эВ длина ливня составляет $\sim 1,7$ м.

В классическом выражении для векторного потенциала (на расстояниях, намного превышающих размеры источника)

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mu_0 \exp(ikr)}{4\pi r} \int_{V'} \mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}') dV'$$

использована спектральная плотность тока в виде [54]

$$\mathbf{j}(\omega, \rho) = \mathbf{v} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{v}t) \exp(i\omega t) dq(t, \rho) dt,$$

где $dq(t, \rho) = \sigma(\rho, t) ds$ — заряд элемента диска ds , удалённого на расстояние ρ от оси ливня, $\mathbf{r}'$ — радиус-вектор произвольной точки пространства. Зависимость от времени определяется каскадной функцией (12.2). Приведённое выше выражение для плотности тока физически является более прозрачным, чем суммирование напряжённостей от каждого электронного трека [56]. При этом возникает проблема учёта фазы в каждом треке и ошибка может быть очень велика.

Распределение зарядов по поверхности диска в зависимости от времени и расстояния от центра определяется нормальным законом в виде

$$\sigma(\rho) = \frac{eN(x)}{2\pi\rho_1^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\rho_1^2}\right),$$

где ρ_1 — средний квадратичный радиус. При такой величине радиуса окружность охватывает приблизительно половину частиц каскадного диска. Зависимость от времени заложена в каскадной функции ($x = vt$), так как относительное число избыточных электронов в любом элементе площади ds должно равняться таковому для всего диска. Расчёт спектральной напряжённости поля $|\mathcal{E}(v, \theta)|$ и интенсивности излучения $I(v, \theta) = \sqrt{\epsilon} \epsilon_0 c \mathcal{E}^2$ даёт следующий результат [54]:

$$|\mathcal{E}(v, \theta)| = \frac{0,15\sqrt{D\pi} \exp(\alpha) \mu_0 q \eta z_0}{2\sqrt{2}r} v \times \exp\left\{-\frac{\pi^2 v^2}{c^2} [D\alpha z_0^2 (1 - n \cos \theta)^2 + 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2]\right\} \times \sin \theta \text{ [В м}^{-1} \text{ Гц}^{-1}], \quad (12.3)$$

$$I(v, \theta) = \sqrt{\epsilon} \epsilon_0 c \left(\frac{0,15\sqrt{D\pi} \exp(\alpha) \mu_0 q \eta z_0}{2\sqrt{2}r} \right)^2 v^2 \times \exp\left\{-\frac{2\pi^2 v^2}{c^2} [D\alpha z_0^2 (1 - n \cos \theta)^2 + 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2]\right\} \times \sin^2 \theta \text{ [Дж м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}]. \quad (12.4)$$

На рисунке 15 показаны спектральные интенсивности, выраженные в разных масштабах: кривая 1 — (12.4), кривая 2 — результат параметризации в работе [56], кривая 3 — результат GLUE, кривая 4 — NuMoon, кривая 5 — RESUN. Для сравнения можно указать на следующие детали. Максимум кривой 1 (т.е. (12.4)) $I_{1\max} = 1,6 \times 10^{-30}$ Дж м⁻² Гц⁻¹ приходится на частоту 0,55 ГГц. Значения интенсивностей на этой же частоте для кривых 2 и 3 $I_2 = 1,2 \times 10^{-30}$ Дж м⁻² Гц⁻¹ и $I_3 =$

$= 1,45 \times 10^{-30}$ Дж м⁻² Гц⁻¹ соответственно. Однако для частоты $\nu = 2,25$ ГГц, используемой обычно в наблюдениях, интенсивности соответственно составляют $I_1 = 1,8 \times 10^{-36}$ Дж м⁻² Гц⁻¹, $I_2 = 7 \times 10^{-30}$ Дж м⁻² Гц⁻¹, $I_3 = 9 \times 10^{-30}$ Дж м⁻² Гц⁻¹ т.е. разница достигает приблизительно пяти порядков. Для всех кривых угол наблюдения равен черенковскому. Кривая 5 при увеличении частоты остаётся практически параллельной горизонтальной оси, т.е. при бесконечно больших частотах спектр почти не спадает. Разумеется, так не должно быть. Однако этот результат никак не прокомментирован в [109].

Авторы [56, 57, 95, 99] полагают, что результат параметризации (кривая 3) в виде (10.1) надёжно обоснован экспериментальной проверкой эффекта Аскарьяна, т.е. непосредственной регистрацией радиоизлучения в лабораторных условиях [65]. Результаты именно этого опыта на ускорителе частиц инициировали все последующие экспериментальные работы. К сожалению, в [65] не приводятся подробности методического характера. Однако из материалов, представленных в [65], можно сделать важные выводы. Главный из них заключается в том, что некоторые результаты эксперимента неправильно истолкованы и они не могут быть непосредственно перенесены в реальные условия.

Например, из функциональной схемы (рис. 16) следует, что каждая из рупорных антенн предназначалась для измерения только спектра отдельных частей ливня, соответствующих диаграмме направленности рупора. Согласно описанию эксперимента, эти антенны ориентировались под черенковским углом по отношению к оси ливня. Если записать выражение (12.1) для угла, при котором $1 - n \cos \theta = 0$, т.е. $I(\omega) \sim (\omega/c)^2 L^2 \sin^2 \theta$, то становится очевидным, что интенсивность может возрастать при увеличении частоты до её очень высоких значений. Точно такая же ситуация реализуется и в [65], где антенна "видит" только часть ливня. Если бы рупорная антенна была расположена настолько далеко, что вся мишень могла бы поместиться в её диаграмме, то сле-

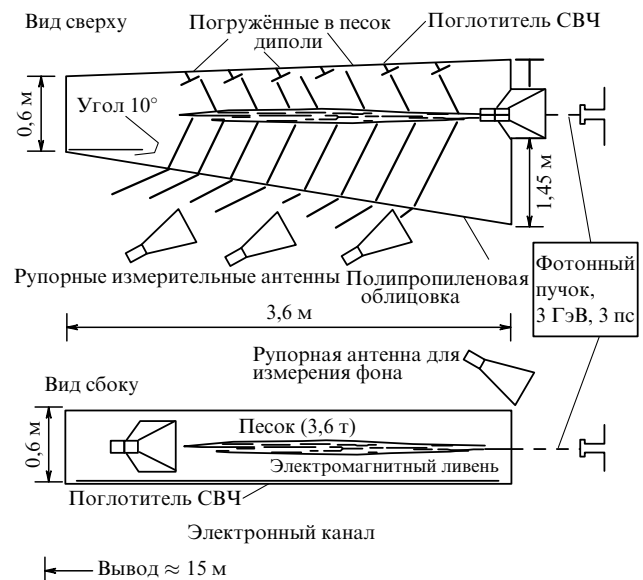


Рис. 16. Функциональная схема установки для проверки эффекта Аскарьяна.

довало ожидать, что спектр походил бы на кривую для $\theta = 0,8$ на рис. 2 в работе [118]. Кроме того, измерение поперечных размеров ливня также могло бы внести определённую ясность в трактовку результатов. Что касается измерения напряжённости поля на частоте 0,6 ГГц с помощью полуволновых диполей (см. в верхней части рис. 16) на расстоянии, меньшем, чем длина волны источника, то, по меньшей мере, это некорректно, особенно если учесть, что размеры самого источника намного превышают длину волны и расстояние до этих диполей.

Параметризованные спектры [56, 57, 95, 99] хотя и медленно, но всё-таки спадают с возрастанием частоты. Можно предположить, что параметризация в [56, 57, 95, 99] проведена не слишком удачно и возможные ошибки привели к тому, что спектры, представленные кривыми 3, 4, 5 на рис. 15, не спадают на высоких частотах. В противоположность этому, в теоретически определённом спектре (12.3), (12.4) имеется два множителя, один из которых ограничивает спектр при углах $\theta = \theta_{\text{Ch}} \approx 0,942$:

$$\exp\left(-\frac{2\pi^2 v^2}{c^2} 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2\right),$$

а второй формирует спектр на частотах, меньших 0,55 ГГц, при углах, отличных от черенковского:

$$\exp\left[-\frac{2\pi^2 v^2}{c^2} D\alpha z_0^2 (1 - n \cos \theta)^2\right].$$

Например, если в (12.3), (12.4) подставить данные, характерные для ШАЛ: $E_0 = 10^{17}$ эВ, $\theta = 0,024$, $n = 1,0003$, $r = 380$ м, $\rho_1 = 70$ м, $\alpha = 21,6$, то максимум спектра будет соответствовать частоте 30 МГц, что хорошо согласуется с известными результатами экспериментальных работ (см., например, [33]). Более того, разложение (12.3) в области низких частот [118] даёт выражение, совпадающее с параметризацией [119, 120].

Теперь несколько слов о зависимости спектра от вида каскадной функции при наблюдении под черенковским углом. Из нижеприведённых оценок следует, что такая зависимость очень слаба. Например, спектры (6.1), (6.2), (10.1), (11.1) соответствуют наблюдению под черенковским углом. Если в выражении для спектра (12.4) положить $1 - n \cos \theta = 0$, то останется только множитель

$$\exp\left(-\frac{2\pi^2 v^2}{c^2} 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2\right),$$

который не содержит информации о каскадной функции, за исключением характерного размера диска ρ_1 . Но это только намёк на такие обстоятельства. Фактически, несложный перерасчёт выражения (12.4) для каскадной функции, которая будет постоянной на отрезке $[+L, -L]$, например, для тела кубической формы, равномерно движущегося со скоростью $v \sim c$, приводит к выражению

$$I(k, \theta) \sim |\mathbf{B}|^2 = |\text{rot } \mathbf{A}|^2 \sim \left| \frac{\sin[k(1 - n \cos \theta)L]}{k(1 - n \cos \theta)} \frac{\sin(kb)}{k} \frac{\sin(nkb \sin \theta)}{\sin \theta} \right|^2$$

(здесь $b = 2 \times 0,06$ м, $L = 0,8$ м, $1 - n \cos \theta = 0$), график которого представлен на рис. 15 (кривая 6). Небольшие осцилляции в области частот 3, 4 и 6 ГГц относятся к

кривой 6. Видно, что кривая 6 по характеру очень близка к кривой 1 (см. (12.4)), несмотря на то что равномерное движение на конечном отрезке содержит два участка пути (т.е. концы этого отрезка), на котором ускорение бесконечно велико, и спектр при таком движении, казалось бы, должен, так же как и (12.1), возрастать при увеличении частоты. Физические причины этого явления совершенно ясны. Длительность импульса τ , так же как и спектр, определяется в основном характерными размерами тела. Для каскадного диска в лунном реголите ($n = 1,7$) со среднеквадратичным радиусом $R = 0,06$ м длительность импульса можно оценить как $\tau \approx (2R/v) n \sin \theta_{\text{Ch}} = 0,55$ нс. Последняя величина и определяет характерный спектральный состав.

12.2. О дисперсии радиоимпульса в ионосфере Земли

Явление дисперсии радиоимпульса в ионосфере Земли можно использовать для распознавания сигналов лунного происхождения. Сигнал лунного происхождения, будучи очень коротким перед входением в ионосферу, сильно искажается после её прохождения, растягиваясь во времени на порядок или более. Такой сигнал при прохождении через правильно выбранный дисперсионный фильтр восстанавливает свою форму и длительность. Аналоговый дисперсионный фильтр обычно представляет собой устройство, напоминающее линию задержки, в которой скорость распространения гармонического сигнала зависит от частоты по закону, связанному с распределением плотности электронов в ионосфере. В отличие от сигналов, обусловленных лунными событиями, короткие радиоимпульсы местного происхождения, прошедшие через этот фильтр, могут только растянуться во времени. Поэтому длительность анализируемого импульса имеет решающее значение в критериях отбора.

Если в (12.3) восстановить исходную фазу, то получим уравнение составляющей гармоники радиоимпульса с частотой ω , т.е., по сути, выражение для плоской волны с амплитудой, зависящей от частоты:

$$\mathcal{E}(v, \theta) \sim \exp(ikr - i\omega t) v \times \exp\left\{-\frac{\pi^2 v^2}{c^2} [3\alpha z_0^2 (1 - n \cos \theta)^2 + 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2]\right\}. \quad (12.5)$$

Распространение через ионосферу сопровождается для каждой из бесконечного числа гармоник "набегом" фазы $d\varphi = k dr$ на пути dr . В точке расположения антенны полный набег фазы (за исключением слагаемого ωt) составит

$$\varphi = \int_0^L \frac{\omega}{c} n dr = \frac{\omega}{c} \left(L - \frac{40,5}{s v^2} \int_0^L N_e(r) s dr \right) = \frac{\omega}{c} \left(L - \frac{40,5}{v^2} \frac{N}{s} \right) = \frac{2\pi v}{c} \left(L - \frac{40,5 N_1}{v^2} \right),$$

где L — путь, проходимый в ионосфере, n — показатель преломления (см. (8.2)), $N_1 = N/s$ — число электронов в полном столбе ионосферы с поперечным сечением $S = 1$ м².

Экспериментально определяемая величина N_1 , по данным [39], имеет характерное значение $N_1 \approx 5 \times 10^{16}$ м⁻². Чтобы найти выражение для напряжённости поля как функции времени в точке расположения антенны, нужно сложить все гармонические составляющие с учётом но-

вой фазы (с отрицательными и положительными частотами):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t, \theta) \sim & \operatorname{Im} \left[\int_{-v_1}^{-v_1} v \exp \left\{ -\frac{10^{18} \pi^2 v^2}{c^2} \times \right. \right. \\ & \times \left. \left. [3\alpha z_0^2 (1 - n \cos \theta)^2 + 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2] \right\} \times \right. \\ & \times \exp \left\{ -\left[2\pi v \left(\frac{6,75}{v^2} + t \right) \right] \right\} dv \Bigg] + \\ & + \operatorname{Im} \left[\int_{v_1}^{10} v \exp \left\{ -\frac{10^{18} \pi^2 v^2}{c^2} \times \right. \right. \\ & \times \left. \left. [3\alpha z_0^2 (1 - n \cos \theta)^2 + 2n^2 \sin^2 \theta \rho_1^2] \right\} \times \right. \\ & \times \exp \left\{ -\left[2\pi v \left(\frac{6,75}{v^2} + t \right) \right] \right\} dv \Bigg], \quad (12.6) \end{aligned}$$

где v_1 — минимальная частота, при которой допустимо разложение $n = \sqrt{1 - (\omega_{cr}^2/\omega^2)} \approx 1 - \omega_{cr}^2/2\omega^2 = 1 - 40,5 \times N_e [M^{-3}]/(v^2 [ГГц^2])$, $\omega_{cr}^2 = N_e e^2/\epsilon_0 m_e$. Для характерной средней концентрации электронов $N_e \sim 10^{11} M^{-3}$ величина $\omega_{cr} \approx 3$ МГц, поэтому частота v_1 может быть выбрана равной, например, 10 МГц. Частота и время в формуле (12.6) выражены соответственно в гигагерцах и наносекундах. Верхний и нижний пределы интегрирования (10 ГГц) выбраны согласно условию, что их дальнейшее увеличение не приводит к каким-либо заметным изменениям при численном интегрировании. На рисунке 9а, в показаны соответственно исходный импульс напряжённости поля (12.3) при наблюдении под черенковским углом ($\theta = 54^\circ$) и тот же импульс после прохождения ионосферы. На рисунке 9б, г изображены радиосигналы, которые были бы зарегистрированы при наблюдении импульса, приведённого на рис. 9а, под углом 70° . Длительность исходного импульса (на полувысоте) при наблюдении под углом 70° увеличилась в пять раз, а напряжённость поля уменьшилась в 20 раз. После прохождения ионосферы длительность диспергированного импульса увеличилась до 1 мс.

Чтобы найти зависимость напряжённости поля от времени для параметризации (6.1), (6.2), (10.1), (11.1) необходимо знать частотно-фазовые характеристики для этих выражений. Однако в цитированных работах они не приводятся, за исключением работы [56], в которой такая зависимость представлена графически в пределах 0–10 ГГц, но этого недостаточно для правильного восстановления сигнала.

12.3. Нарушение когерентности радиоизлучения, вызванное неоднородностями лунного реголита

Известно, что черенковский угол и угол полного внутреннего отражения являются дополнительными к прямому углу, и это сильно ограничивает возможности радиоастрономического метода. Интенсивность радиоизлучения за пределами поверхности Луны будет достаточно велика только в том случае, когда частица движется из реголита в вакуум. Для этого частице надо пройти сквозь толщу лунного вещества и инициировать каскад в непосредственной близости от поверхности (см. рис. 4). Наиболее подходящей для этих целей частицей является нейтрино. Необходимо, чтобы это взаимодействие произошло на глубине не более 10–15 м, так как в

противном случае радиоизлучение от каскадного ливня будет сильно ослаблено вследствие поглощения в веществе. Известно, что лунный реголит возникает в результате дробления, перемешивания и спекания лунных пород при падениях метеоритов и микрометеоритов. Поэтому он неоднороден по агрегатному состоянию. В таком слое могут содержаться крупные и мелкие области с различным коэффициентом преломления, например, вследствие флуктуации плотности вещества. На высоких частотах, порядка 2–3 ГГц, которые применяются в радиоастрономическом методе, это может привести к сильному нарушению когерентности излучения даже при относительно слабой неоднородности среды.

Флуктуации показателя преломления в слое толщиной d вызовут запаздывание или опережение импульса (по сравнению с таковым в случае однородной среды), причём для упрощения оценок будем считать, что показатель преломления зависит от z' (z' лежит в плоскости слоя) случайным образом.

Временная задержка (или опережение) импульса в таком слое эквивалентна изменению оптического пути от элементарного источника длиной dz' до наблюдателя [49]. Правомочность применения методов геометрической оптики в этих оценках можно обосновать относительно короткими длинами волн, используемыми в радиоастрономическом методе. Например, для частот 2–3 ГГц длина волны в реголите составляет $\lambda \sim 6$ –9 см.

Для определения зависимости интенсивности от частоты и угла излучения удобно воспользоваться моделью, в которой размеры ливневого диска бесконечно малы. Тогда поле излучения в точке наблюдения получим из (12.5) введением фазового множителя $\exp(ikdf(z'))$, учитывающего толщину неоднородного слоя $d = 10$ м. Функция $f(z')$ определяется 100 значениями генератора случайных чисел таким образом, что величина показателя преломления $n = f(z')$ находится в интервале от 1,69 до 1,71. При выбранных параметрах для лунного реголита длина ливня составляет 2–3 м, максимум лежит в области $4,5 < z' < 5,5$. Поэтому интегрирование по элементарным источникам достаточно провести в пределах 0–10 м. На больших расстояниях от ливня получим окончательно:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\mathbf{r}, \omega) \sim & \mathbf{j} \frac{\exp(ikn_0 r)}{r} ck \sin \theta \times \\ & \times \int_0^{10} \exp \left[-\frac{(z' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2} - ikz'(1 - \beta n_0 \cos \theta) + ikdf(z') \right] dz', \end{aligned}$$

где $\beta = v/c \approx 1$. На рисунке 17 показаны зависимости (диаграммы) дифференциальной интенсивности $I(k, \theta)$ для различных значений волнового числа k ($k = 1$ соответствует 50 МГц). Масштаб всех графиков одинаков. Видно, что возрастание интенсивности при увеличении частоты практически отсутствует. Интересно сравнить исходные интенсивности. Для указанных значений k (10, 20, 30, 40, 50) и $d = 0$ (т.е. в отсутствие неоднородностей) плотность потока излучения возрастает практически пропорционально k^2 (см. (12.4) при $\rho_1 = 0$) и соответственно равняется 1150, 4600, 10400, 18400, 28800 Дж м⁻² Гц⁻¹. Зависимость интенсивности от угла θ (диаграмма направленности) при $d = 0$ представляет собой однополярный импульс с угловой шириной на полувысоте, равной (для соответствующих величин k) $7,1^\circ$, $3,42^\circ$, $2,54^\circ$, $1,76^\circ$, $1,41^\circ$.

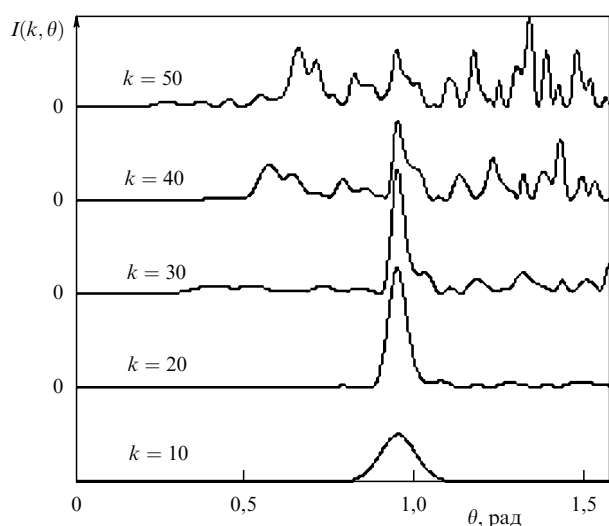


Рис. 17. Дифференциальные интенсивности $I(k, \theta)$ излучения как функции угла наблюдения на выходе из неоднородного слоя для различных значений волнового числа. Масштабы одинаковые.

Из рисунка 17 видно, что при $d = 10$ и $i = 100$ возрастание интенсивности с увеличением k практически прекращается в области $k = 10 - 15$ и интенсивность не превышает ~ 2000 Дж м^{-2} Гц $^{-1}$. Форма импульса полностью разрушается (исходный импульс см. ниже на рис. 20, кривая 2), а пространственное распределение излучения расширяется до угла более 60° .

Полученные оценки свидетельствуют о том, что эффект неоднородности может радикальным образом повлиять на формирование радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем в лунном реголите. Используемая в работе [49] флуктуация показателя преломления $\Delta n = \pm 0,01$, скорее всего, не отвечает реальному распределению. Однако полученный результат даёт основания предположить наличие причин, вследствие которых до сих пор с достаточной определённоностью не зарегистрировано ни одного радиоимпульса от частицы со сверхвысокой энергией. Эта проблема становится первоочередной ввиду готовящихся проектов лунных орбитальных космических аппаратов с радиодетектором частиц на борту. Чтобы избежать ошибок в подобных программах, следует предусмотреть возможность наблюдения на относительно низких частотах. Для этого вполне подходит частотный диапазон не выше $\sim 500 - 600$ МГц. Дополнительно можно привести данные из работы [19], которые показывают, что именно на этот диапазон приходится максимум излучения.

В заключение этого раздела заметим следующее. Может показаться, что рассеяние электромагнитного пучка на неоднородностях реголита имеет и положительные стороны. Рассмотрим, например, каскад от частицы (пусть это будет нейтрино), распространяющийся под углом в несколько градусов к поверхности Луны в направлении вакуум–реголит. Даже при $k = 10$ (~ 500 МГц) для идеально гладкой поверхности и полностью однородного слоя большая часть электромагнитных волн будет испытывать полное внутреннее отражение и на поверхность выйдет только незначительная доля излучения. В случае рассеяния на неоднородностях все лучи, угол падения которых превышает черенковский

угол $\theta_{\text{Ch}} \approx 0,94$, не будут испытывать полного внутреннего отражения и при благоприятном угле наблюдения радиосигнал может быть зафиксирован. Однако процесс рассеяния уменьшает плотность излучения, что в свою очередь приводит к уменьшению амплитуды сигнала на нагрузке антенны. Это уменьшение можно оценить, если учесть приведённые выше результаты. Например, выберем частоту, характерную для радиоастрономического метода, ~ 2 ГГц ($k = 40$). Согласно расчётам, угловая "толщина" конуса $\Delta\theta_0 \approx 1,76^\circ = 0,031$. Ей соответствует телесный угол $\Delta\Omega_0 = 2\pi \Delta\theta_0 \sin \theta_{\text{Ch}}$. Из рисунка 17 видно, что угол $\Delta\theta_0$ увеличится на неоднородностях до $\Delta\theta \approx 1$, а соответствующий ему телесный угол составит $\Delta\Omega \approx 1,8\pi$. Ясно, что плотность потока уменьшится в $\Delta\Omega/\Delta\Omega_0 \approx 36$ раз, а амплитуда сигнала — приблизительно в шесть раз. Из выше представленных данных следует, что, например, для волновых чисел $k = 40$ и $k = 10$ отношение интенсивностей излучения $I_{40}/I_{10} = 18400/1150 = 16$. Это означает, что переход от частоты наблюдения 500 МГц к частоте 2 ГГц повышает максимальную интенсивность в 16 раз, а рассеяние на неоднородностях уменьшает эту величину в 36 раз. Такие простые геометрические оценки приводят к выводу, что уменьшение мощности приблизительно в два раза ($36/16$) полностью компенсируется расширением диаграммы в $1/0,031 \approx 32$ раза. Однако в этих оптимистических расчётах не учтено, что в работе [49] ливень представлен материальной точкой, что не имело особого значения для главных выводов. В реальном случае интенсивность на частоте 2 ГГц приблизительно на пять порядков ниже, чем на частоте 500 МГц, что следует из оценок [54]. Поэтому эффект повышения вероятности регистрации при рассеянии будет существенным только при очень больших энергиях, вероятнее всего при энергиях более 10^{25} эВ.

12.4. Взаимодействие радиоизлучения каскадного ливня с поверхностью раздела вакуум – лунный реголит

Попытки зарегистрировать радиоимпульс от каскада, вызванного частицей сверхвысокой энергии в лунном реголите (см. разделы 4–11), не дали положительных результатов по неизвестной до сих пор причине. Вероятнее всего, причина не единственна, и отрицательный результат в конечном итоге является следствием наложения теоретических и экспериментальных ошибок. Это стимулирует поиски причин, вследствие которых такие события до сих пор не зарегистрированы. Рассмотрим ослабление плотности потока излучения, связанное с его прохождением через границу лунный реголит – вакуум.

Каскадный диск находится в непосредственной близости от границы раздела, и волновой фронт радиоимпульса не является плоским. Фронт радиоимпульса формируется в результате когерентного сложения элементарных (точечных) источников излучения. С целью выяснения влияния переходной области реголит – вакуум на поле излучения за пределами лунного реголита в работе [48] исследовано радиоизлучение от каскадного ливня, распространяющегося в непосредственной близости от поверхности Луны. Представленные ниже результаты [48] относятся к случаю нейтрино, выходящих на поверхность Луны из реголита, и к случаю, когда частица пересекает границу раздела, двигаясь в направлении вакуум–реголит. Это может быть как нейтрино, так и заряженная частица.

Рассмотрим основные этапы решения этой задачи. Прежде всего находится векторный потенциал электромагнитного поля каскадного ливня, наклонённого под углом $\theta = \pi/2 \pm \Delta\theta$ к нормали, с учётом реальных поперечных и продольных размеров ливня. В этой модели принято, что система токов вызвана движением заряженного диска со скоростью, незначительно отличающейся от скорости света в вакууме. Толщина диска в лунном реголите составляет несколько миллиметров, т.е. она намного меньше рассматриваемых здесь длин волн, поэтому её можно считать бесконечно малой. Поперечный размер диска (т.е. его среднеквадратичный диаметр), который близок к 10–12 см, должен быть учтён при определении потенциала поля. Далее диск разбивается на элементарные площадки, причём все элементы этого разбиения являются когерентными источниками. Каждая точка каскадного диска является источником сферических волн, которые могут быть разложены на плоские волны по известной методике. Это даёт возможность применить формулы Френеля для расчёта амплитуды преломлённых волн. В точке наблюдения эти волны следует суммировать с учётом фазы.

Конечной целью работы [48] являлось выяснение зависимости интенсивности преломлённых волн от ориентации каскадного ливня относительно границы раздела. Для этого интервал углов $-0,3 < \Delta\theta < +0,3$ разбивался на 60 точек, для каждой из которых определялся максимум излучения каскада в точке наблюдения, находящейся на расстоянии, намного превышающем размеры ливня. Затем с помощью кубической интерполяции данных были построены графики этой зависимости.

Нормаль к поверхности на рис. 18 направлена внутрь Луны, а направление движения нейтрино АВ (и каскадного диска CD) составляет с ней угол $\theta = \pi/2 \pm \Delta\theta$, где $\Delta\theta$ изменяется в пределах $-0,3 < \Delta\theta < 0,3$. В случае $\theta = \pi/2 + \Delta\theta$ каскадный ливень распространяется вблизи поверхности в направлении реголит → вакуум под небольшим углом $\Delta\theta$ к горизонту (рис. 18 отражает этот случай). Углы $\theta = \pi/2 - \Delta\theta$ соответствуют ливню от частицы (например, протона), которая движется в направлении вакуум → реголит и вызывает каскадный ливень в

непосредственной близости от места пересечения границы.

Ось z совпадает с нормалью, причём её положительное направление соответствует переходу из вакуума в реголит. Плоскость xu — поверхность Луны. Точка наблюдения $P(x, z)$ находится в вакууме в плоскости xz , а её радиус-вектор $\mathbf{r}(x, y, z)$ составляет угол φ с осью x . При интегрировании по пространству координаты произвольной точки среды обозначаются как (x', y', z') . Величина избыточного заряда ливня с энергией $\sim 10^{21} - 10^{23}$ эВ может быть аппроксимирована в окрестности максимума ливня выражением (12.2).

Для того чтобы учесть реальные размеры каскадного диска, использовалась методика, которая применялась в работе [54]. Все точки диска являются когерентными источниками, и, поскольку продольный размер диска намного меньше поперечного, разность фаз в точке наблюдения будет определяться не толщиной диска, а его поперечными размерами. На диске выделялась узкая, параллельная плоскости xu полоса шириной $d\zeta$, находящаяся на расстоянии ζ от центра диска (см. рис. 18). Плотность тока, вызванного движением узкой горизонтальной полосы диска, выражается δ -функцией, т.е. фактически считается, что горизонтальная полоса диска шириной $d\zeta$ является точечным зарядом q_b , лежащим в плоскости xz . Такое допущение оправдано тем, что для любых элементов горизонтальной полосы (т.е. фактически для точечных зарядов, лежащих на ней) разложение потенциала по плоским волнам выглядит одинаковым в координатах (x, z) , а разность фаз на пути к наблюдателю, удалённому на бесконечность, практически равна нулю. Поэтому суммирование плоских волн от каждого элемента такой полосы сводится к сложению амплитуд с одинаковыми фазами.

Уравнение прямой в плоскости xz , вдоль которой движется центр выделенной полосы (т.е. заряд q_b), записывается в виде

$$\mathbf{r}_0(\zeta, t): x'_0(\zeta, t) = x_1 + vt \sin \theta - \zeta \cos \theta,$$

$$z'_0(\zeta, t) = z_1 + vt \cos \theta + \zeta \sin \theta.$$

Тогда плотность тока, соответствующая этой полосе, $\mathbf{j}(\mathbf{r}', \zeta, t) = v q_b \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(\zeta, t))$, где vt — путь, проходимый диском за время t , $\mathbf{v}$ — скорость каскадного диска, $|\mathbf{v}| \approx c = 3 \times 10^8$ м с⁻¹, точка (x_1, z_1) определяет положение "начала" ливня.

Заряд каждой полосы модулируется каскадной функцией, поэтому он может быть выражен как

$$q_b \sim \frac{N(t)}{2\rho_1^2} \frac{\zeta d\zeta}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\zeta^2}{2\rho_1^2} \right)^{-1/2} \exp \left(-\frac{\zeta^2}{2\rho_1^2} \right) = N(t) F(\zeta). \quad (12.7)$$

Если проинтегрировать (12.7) по ζ от $-\infty$ до $+\infty$, то получим полный заряд диска в произвольный момент времени.

Фурье-компонента плотности тока соответственно имеет вид

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}', \zeta, \omega) = \mathbf{e}_v \int_{-\infty}^{\infty} q_b(\zeta, t) \delta[\mathbf{r}' - \mathbf{r}'_0(\zeta, t)] \exp(i\omega t) dt,$$

где $\mathbf{r}'$ — радиус-вектор произвольного элемента dV' пространства, $\mathbf{e}_v$ — единичный вектор вдоль оси ливня.

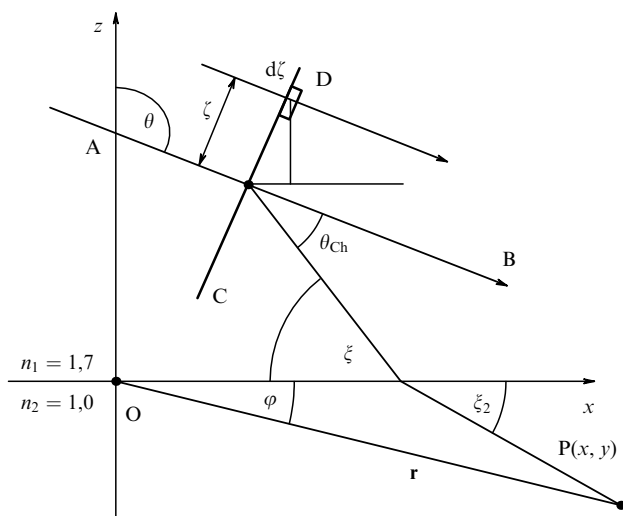


Рис. 18. Каскадный ливень АВ под поверхностью ОХ Луны. D — одна из горизонтальных полос (вид на поперечный разрез плоскостью $y = 0$), все точки которой излучают с равными фазами.

Можно далее принять $x_1 = 0$, поскольку перемещение ливня параллельно оси x не изменяет вида разложения точечного источника по плоским волнам, кроме его фазы в точке наблюдения. Тогда фурье-компонента плотности тока примет вид

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}', \zeta, \omega) = \mathbf{e}_v \int_{-\infty}^{\infty} q_b(\zeta, t) \delta[x' - (vt \sin \theta - \zeta \cos \theta)] \times \\ \times \delta[z' - (z_1 + vt \cos \theta + \zeta \sin \theta)] \exp(i\omega t) \delta(y') dt.$$

Аргумент второй δ -функции равен нулю при $t = (z' - z_1 - \zeta \sin \theta)/v \cos \theta$. С учётом этого интегрирование по времени даёт

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}', \zeta, \omega) \sim \mathbf{e}_v \frac{F(\zeta)}{\cos \theta} \exp \left[-\frac{(z' - z_1 - \zeta \sin \theta - \alpha z_0 \cos \theta)^2}{3\alpha z_0^2 \cos^2 \theta} \right] \times \\ \times \delta[x' - (z' - z_1 - \zeta \sin \theta) \tan \theta + \zeta \cos \theta] \delta(y') \times \\ \times \exp \left[\frac{i\omega(z' - z_1 - \zeta \sin \theta)}{v \cos \theta} \right],$$

где $F(\zeta) = [d\zeta/(\rho_1 \sqrt{2\pi})] \exp[-(\zeta^2/2\rho_1^2)]$ (см. выражение (2)).

Спектральная компонента векторного потенциала от любой системы токов с учётом собственного запаздывания выражается в виде

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega)}{R} \exp(iknR) dV'. \quad (12.8)$$

Здесь $k = \omega/c$, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, n — показатель преломления реголита, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки наблюдения. Фактически интегрирование в (12.8) проводится по той области, в которой токи отличны от нуля. После проведения соответствующих расчётов получено следующее выражение для спектральной интенсивности:

$$J(r, k, \varphi) \sim \left| \int_0^{10} \int_{-0.2}^{0.2} \chi(x', \theta, \zeta, k) [\nabla \psi_1 \times \mathbf{e}_v] dx' d\zeta \right|^2, \\ \psi_1 = \frac{\exp(ikn_1 R'_0)}{R'_0}, \quad (12.9)$$

где

$$\chi(x', \theta, \zeta, k) = \frac{1}{\sin \theta} \times \\ \times \exp \left[-\frac{\zeta^2}{2\rho_1^2} - \frac{[(x' + \zeta \cos \theta) - \alpha z_0 \sin \theta]^2}{D\alpha z_0^2 \sin^2 \theta} + \frac{ik(x' + \zeta \cos \theta)}{\sin \theta} \right], \quad (12.10)$$

$$R'_0(\mathbf{r}, \theta, \zeta) = \sqrt{(x - x')^2 + \left[z - \left(\frac{x'}{\tan \theta} + z_1 + \frac{\zeta}{\sin \theta} \right) \right]^2}. \quad (12.11)$$

Если в выражениях (12.9)–(12.11) положить $\theta = \pi/2$, $n_1 = n_2 = 1.7$, $r \sim 100$ – 200 м и учесть, что $x = r \cos \varphi$, $z = -r \sin \varphi$, то непосредственной проверкой можно убедиться, что при различных величинах k спектральная интенсивность численно совпадает с результатами, полу-

ченными в работе [54] при $D = 3$:

$$J(\varphi, k) \sim |\mathbf{B}|^2 = |\text{rot } \mathbf{A}|^2 \sim \\ \sim k^2 \exp \left[-\frac{3}{2} \alpha k^2 z_0^2 (1 - n \cos \varphi)^2 - k^2 n^2 \rho_1^2 \sin^2 \varphi \right] \sin^2 \varphi. \quad (12.12)$$

При этом надо иметь в виду, что каскадная функция в [54] более примитивна, поскольку используемая в ней величина $\alpha = 10$ соответствует только одному значению энергии $E_0 = 10^{22}$ эВ. Здесь α выражается через энергию каскада как $\alpha = \ln E_0/E_{\text{cr}}$ и при $E_0 \sim 10^{22}$ эВ и $E_{\text{cr}} = 0.4 \times 10^8$ эВ принимает значение $\alpha \approx 33$. Поэтому величина $\alpha^2/2 = 50$ из работы [54] совпадает с величиной $D\alpha/2 \approx 50$ из работы [48] и, как следствие, максимум спектра также приходится на частоту ~ 500 – 600 МГц.

Если в (12.9)–(12.11) пренебречь значением выражения $x' \cot \theta + z_1 + \zeta/\sin \theta$, ввиду его малости по сравнению с расстоянием до наблюдателя (оставив его лишь в фазе), и проинтегрировать по ζ и x' от $-\infty$ до $+\infty$, то (12.9) примет тот же вид, что (12.12).

Далее поле с интенсивностью (12.9) нужно разложить по плоским волнам. Каждый из точечных источников $\psi_1(x, z) = \exp(ikn_1 R'_0)/R'_0$ имеет амплитуду $\chi(x', \theta, k, \zeta) dx'$, и во второй среде поле точечного источника ψ_1 представляется суммой плоских волн, в соответствии с методикой [121–123]:

$$\psi_2(x, z) = -\frac{ikn_1 n_2^2}{n_1^2} \int_{\pi/2}^{i\infty} t_{||} \exp(ikn_1 z_0 \sin \xi - ikn_2 z \sin \xi_2) \times \\ \times J_0(kn_1 x \cos \xi) \cos \xi d\xi,$$

где ξ — угол между лучом, выходящим из точки (x', z') , и осью x , $z_0 = x' \cot \theta + z_1 + \zeta/\sin \theta$, $t_{||}$ — коэффициент Френеля,

$$t_{||} = 2n_2^2 \left(n_2^2 \sin \xi + \sqrt{n_1^2 (n_2^2 - n_1^2 \cos^2 \xi)} \right)^{-1} \sin \xi,$$

$J_n(z)$ — функция Бесселя n -го порядка, $\sin \xi_2 = [1 - (n_1/n_2)^2 \cos^2 \xi]^{1/2}$ (см. рис. 18).

Спектральная плотность полной энергии (т.е. энергии, приходящейся на частоту 1 Гц и площадь 1 м² за всё время излучения) во второй среде $I_2(\varphi, \theta, k)$ пропорциональна квадрату суммы амплитуд элементарных источников с учётом набега фазы. По аналогии с (12.9) индукция поля во второй среде $\mathbf{B}_2 = \text{rot } \mathbf{A}_2$ выражается как

$$\mathbf{B}_2(\mathbf{r}, \omega) \sim \int_0^{10} \int_{-0.2}^{0.2} \chi(x', \theta, \zeta) [\nabla \psi_2 \times \mathbf{e}_v] dx' d\zeta'.$$

Но, поскольку

$$|\nabla \psi_2 \times \mathbf{e}_v| \sim |(\mathbf{e}_x b_1 + \mathbf{e}_z b_2) \times (\mathbf{e}_x \sin \theta + \mathbf{e}_z \cos \theta)| = \\ = |[\mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_x] b_2 \sin \theta + [\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_z] b_1 \cos \theta| \sim \\ \sim b_2 \sin \theta - b_1 \cos \theta,$$

окончательно получим

$$I_2(r, \varphi, \theta, k) \sim |B_2(r, k, \theta, \varphi)|^2 \sim \\ \sim \left| \int_0^{10} \chi(x', k, \theta) (b_2 \sin \theta - b_1 \cos \theta) dx' \right|^2, \quad (12.13)$$

где

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_2(x, z)}{\partial x} &= b_1 = \\ &= ik^2 n_2^2 \int_{\pi/2}^{\infty} t_{||} \exp(ikn_1 z_{01} \sin \xi + ikn_2 r \sin \varphi \sin \xi_2) \times \\ &\times J_1[kn_1(r \cos \varphi - x') \cos \xi] \cos^2 \xi \, d\xi, \\ \frac{\partial \psi_2(x, z)}{\partial z} &= b_2 = -\frac{k^2 n_1 n_2^3}{n_1^2} \times \\ &\times \int_{\pi/2}^{\infty} t_{||} \exp(ikn_1 z_{01} \sin \xi + ikn_2 r \sin \varphi \sin \xi_2) \times \\ &\times J_0[kn_1(r \cos \varphi - x') \cos \xi] \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cos^2 \xi} \cos \xi \, d\xi, \end{aligned}$$

$z_{01} = x' \cot \theta + z_1 + \xi / \sin \theta$ и сделана замена $x \rightarrow r \cos \varphi$, $z \rightarrow -r \sin \varphi$.

Для представления результатов расчёта следует рассмотреть два случая, соответствующих наклону ливня $\theta = \pi/2 \pm \Delta\theta$. Анализ результатов проводился для двух характерных частот: $\nu \approx 150$ МГц ($k = 3$) и $\nu \approx 500$ МГц ($k = 10$). Ограничение сверху ($k < 10$) вызвано нецелесообразностью использования области высоких частот ввиду слабой интенсивности излучения [54]. В частности, такой же вывод сделан в проекте [45] (где использованный диапазон частот составлял 115–180 МГц), в котором авторы прямо указали на тот факт, что разработчики экспериментов, подобных GLUE, выбрали для наблюдения неоправданно высокую частоту (2,2 ГГц).

1. $\theta = \pi/2 + \Delta\theta$. Этот случай имеет место, например, при регистрации нейтрино с энергией $10^{21} - 10^{22}$ эВ, которое после прохождения отрезка пути l (порядка нескольких десятков километров) под поверхностью Луны с некоторой вероятностью может вызывать каскад на глубине 10–15 м. Есть основания считать, что в этом случае радиоимпульс, вызванный таким каскадом, может быть доступен для наблюдения радиотелескопом [35]. Угол между траекторией каскада и поверхностью Луны $(\Delta\theta)_M = \theta - \pi/2 \approx l/2R_M$. Например, для характерного расстояния $l \approx 70$ км (так называемая длина взаимодействия нейтрино с энергией $10^{21} - 10^{22}$ эВ) угол $(\Delta\theta)_M \approx 1^\circ$. При частотах наблюдения $\nu \approx 2$ ГГц ($k = 40$), часто используемых для наблюдения [38–46, 118], полуширина диаграммы излучения (11) в однородной среде составляет приблизительно $1,9^\circ$, т.е. практически равняется $2(\Delta\theta)_M$ (для $\alpha = 33$, соответствующего энергии $E_0 = 10^{22}$ эВ). Вывод о том, что в этом случае максимум интенсивности излучения, вышедшего на поверхность, должен быть близок по величине к такому же максимуму в однородной среде, составляет часть методики, используемой в радиоастрономическом методе.

На рисунке 19а в одинаковых масштабах показаны максимальные плотности потока $I_{\max}$, вышедшего на поверхность, для ливней, которые направлены в сторону границы раздела реголит–вакуум под углом $\theta = \pi/2 + \Delta\theta$ к нормали (при $k = 10$ и $k = 3$). Эти результаты существенно уточняют принятые ранее положения. Во-первых, повышать частоту до величины, большей, чем $\nu \approx 500$ МГц ($k = 10$), не имеет смысла. Это следует из настоящих расчётов и из [54]. Во-вторых, из рис. 19а видно, что плотность потока преломлённого радиоим-

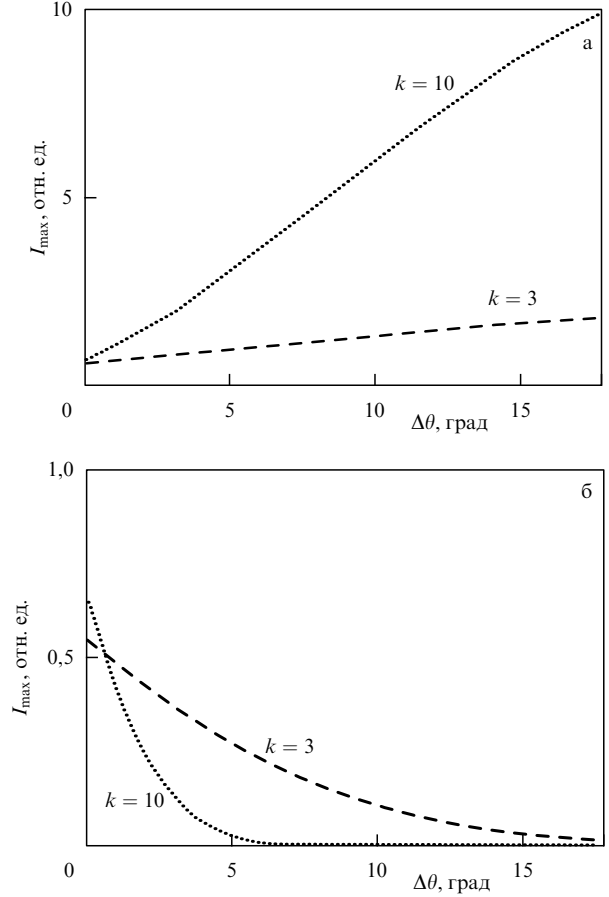


Рис. 19. Зависимость максимальной плотности поля излучения от угла $\Delta\theta$: ливень, распространяющийся в направлении (а) реголит–вакуум и (б) в направлении вакуум–реголит. $\Delta\theta$ — угол между горизонтом и направлением движения диска. Масштабы графиков одинаковы.

пульса не остаётся постоянной, а возрастает по мере увеличения угла наклона θ . Например, интенсивность радиоэмиссии при $k = 10$ (≈ 500 МГц) и $\Delta\theta = 0$ (т.е. для горизонтального ливня) приблизительно в 10 раз меньше, чем для угла $\Delta\theta = 17^\circ$. Для низких частот ($k = 3$) это отношение составляет всего лишь ~ 3 . Для горизонтальных ливней при $k = 10$ и $k = 3$ интенсивности вышедшего излучения практически одинаковы.

Такая зависимость отчасти понятна и в рамках геометрической оптики. На рисунке 20 в разных масштабах представлены диаграммы пространственного распределения излучения при $k = 10$ для трёх случаев: кривая 1 соответствует $\Delta\theta = 0^\circ$, $\Delta\varphi_{1/2} = 18^\circ$ (на полуширине диаграммы); кривая 2 — $\Delta\theta = 17^\circ$, $\Delta\varphi_{1/2} = 10^\circ$; кривая 3 (однородная среда, $n = 1,7$) — $\Delta\varphi_{1/2} = 7^\circ$. Представленные здесь результаты получены для ливней с $\alpha = 33$ ($E_0 = 10^{22}$ эВ), $z_0 = 0,14$ м, $\rho_1 = 0,06$ м, $r = 100$ м и $D = 3$. Значительное уширение (а следовательно, и уменьшение плотности потока) прошедшего радиоимпульса, по-видимому, связано с сильной зависимостью $d\psi_r/d\psi_i = n_1 \cos \psi_r / (n_2 \cos \psi_i)$ угла преломления ψ_r от угла падения ψ_i в области значений $\psi_r \approx \pi/2$.

Какой-либо зависимости параметров от глубины ливня z_1 в пределах $0 < z_1 < 5$ не было обнаружено. Для больших глубин, $z_1 > 5$, этот факт не проверялся, поскольку такая проверка имеет смысл только при одно-

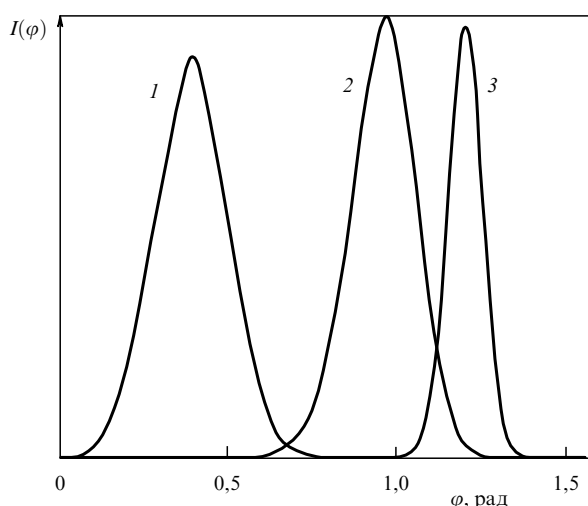


Рис. 20. Кривые 1 и 2 — распределение интенсивности излучения в плоскости (x, z) для угла наклона $\theta = \pi/2$ и $\theta = \pi/2 + 0,3$ соответственно. Кривая 3 — распределение интенсивности поля излучения в однородной среде с $n = 1,7$. Масштабы графиков разные.

временном увеличении расстояния r от ливня до наблюдателя. Кроме этого, из общих соображений понятно, что если и существует такая зависимость, то более явно она должна проявляться при $z_1 \leq \lambda$. В данном случае длина волны входит в этот диапазон.

II. $\theta = \pi/2 - \Delta\theta$. В этом случае каскадный ливень может быть вызван сильновзаимодействующей тяжёлой частицей (например, протоном) после пересечения ею границы в направлении вакуум $\rightarrow$ реголит. Очевидно, что угол $\Delta\theta$ должен быть таким, чтобы каскадный диск (радиусом 5–6 см) мог полноценно развиваться в среде. Поскольку ливень в лунном реголите достигает максимума на пути длиной не менее 4–5 м, то уже при угле $\Delta\theta \approx 1^\circ$ это условие выполняется, т.е. диск не "заходит" в вакуум. На рисунке 19б в одинаковом масштабе (в таком же, как и на рис. 19а) показаны максимальные значения плотности потока преломлённого излучения для ливней, направление которых соответствует выбранным углам $\pi/2 - \Delta\theta$.

Очевидно, что в этом случае низкие частоты намного предпочтительнее для измерения потоков частиц, поскольку при наблюдении в таком режиме детектор имеет большую апертуру при относительно малом снижении амплитуды.

Так как энергия радиоимпульса пропорциональна квадрату энергии ливня, можно ожидать, что частотный диапазон 100–200 МГц будет наиболее перспективным для измерения потоков частиц сверхвысокой энергии. Ясно, что недостаток мощности радиосигнала нужно компенсировать увеличением эффективной площади антенны. В настоящее время существуют проекты больших антенн, и в ближайшие годы такие установки уже начнут работать, например радиотелескоп LOFAR, предназначенный для астрономических наблюдений на низких радиочастотах, 10–240 МГц. После завершения работ по сооружению LOFAR его эффективная площадь будет составлять около 1 км^2 [124]. LOFAR будет самым большим телескопом до 2017 г., до тех пор пока не будет построен радиотелескоп SKA с рабочим диапазоном частот от 100 МГц до 25 ГГц и эффективной площадью $> 1 \text{ км}^2$ (см., например, [125]).

13. Заключение.

Об истоках и перспективах радиоастрономического метода

Поскольку читатель в разделах 1–12 уже ознакомился с основными идеями и результатами измерения потока частиц сверхвысокой энергии с помощью радиотелескопов, представляется целесообразным кратко напомнить предысторию этого метода и его перспективы. В этом разделе приводятся факты, без которых настоящий обзор был бы недостаточно полным. Во-первых, следует упомянуть исследования, предшествующие разработке радиоастрономического метода. Речь идёт о проекте RAMAND (Radio Antarctic Muon And Neutrino Detection), основные положения которого опубликованы в [34], и проекте ANITA (Antarctic Impulsive Transient Antenna), который является прямым наследником RAMAND. В настоящее время в эксперименте ANITA уже получены некоторые результаты, стимулирующие дальнейшую работу над проектом. Кроме того, следует отметить, что обсуждаемая сейчас возможность вынесения радиодетектора в космическое пространство также является прямым следствием результатов исследований с помощью радиоастрономического метода и, по-видимому, в ближайшее время мы окажемся свидетелями осуществления этого проекта.

13.1. Проекты RAMAND и ANITA

Работы Г. Аскарьяна [24, 25] стимулировали большой фронт исследовательских работ, направленных на реализацию идеи о новом типе детектора космических лучей сверхвысокой энергии. Теоретические оценки показали, что избыток электронов в ШАЛ излучает когерентно в радиодиапазоне вплоть до 50 МГц. Мощность черенковского радиоимпульса в соответствии с оценками [24, 25] для энергии ливня оказалась достаточной для регистрации его простейшими антеннами.

Первые экспериментальные исследования, результаты которых были опубликованы в 1965 г., можно считать началом интенсивной деятельности, направленной на экспериментальное обоснование механизма излучения и выяснение возможности создания эффективного радиодетектора. Примерно к 1980 г. поток исследовательских работ значительно иссяк, т.е. к тому времени, когда стало ясно, что детектор нового типа не может самостоятельно конкурировать с традиционными методами детектирования ШАЛ (т.е. с установками ШАЛ) в диапазоне энергий $10^{18} - 10^{19}$ эВ.

Несмотря на некоторое разочарование, появившееся к 1970–1980 годам, попытки воплотить в жизнь идею Г. Аскарьяна продолжают и по настоящее время. Однако направление исследований значительно изменилось. Данные некоторых работ показали, что радиодетектор такого вида может успешно дополнять уже существующие детекторы частиц сверхвысокой энергии. Это привело к новому циклу исследований, направленных на выяснение целесообразности совместной работы с поверхностными и флуоресцентными детекторами частиц. Например, к таким исследованиям можно отнести проекты и эксперименты типа CASA-MIA (Chicago Air Shower Array – Michigan Anti array) [126, 127], LOPES (LOFAR PrototypE Station) [128–133], CODALEMA (COsmic ray Detection Array with Logarithmic ElectroMagnetic Antennas) [134–139], Тянь-Шаньский эксперимент

TREND (Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection) [140–144], эксперименты в обсерватории Оже и проект AERA (Auger Engineering Radio Array) [145, 146], эксперимент CROME (Cosmic-Ray Observation via Microwave Emission) [147, 148]. Такая возможность появилась благодаря значительному прорыву в развитии электронных средств, которые могут быстро и надёжно обрабатывать информацию, получаемую от большого массива антенн.

Однако наиболее ярким воплощением идей Г. Аскар-яна явился предложенный В.А. Гусевым, И.М. Железных и М.А. Марковым (Институт ядерных исследований РАН) проект RAMAND, в котором роль гигантского мишени предназначалась огромным массивам антарктического льда [34]. Проект этого радиодетектора объёмом $10^9 - 10^{11} \text{ м}^3$ основан на том, что измеренное поглощение радиоволн во льду в диапазоне частот $10^7 - 3 \times 10^9 \text{ Гц}$ оказалось порядка $(4 - 12) \times 10^{-3} \text{ дБ м}^{-1}$ [149]. Последняя величина настолько мала, что появляется возможность регистрировать черенковские радиоимпульсы, поступающие из глубины до 1 км, с помощью антенн, находящихся на поверхности льда. Для уверенного детектирования такого радиоимпульса нейтрино должно иметь энергию не менее $10^{17} - 10^{18} \text{ эВ}$. Идея проекта состоит в следующем.

Избыток заряда в ливне q , согласно [24], составляет $\sim 10\%$ от общего числа электронов и позитронов, поэтому суммарная энергия излучения Вавилова–Черенкова в полосе частот $\Delta\omega$ выражается в виде

$$E = \frac{q^2}{c^2} \omega \Delta\omega l \left(1 - \frac{1}{\beta^2} n^2\right),$$

где n — показатель преломления льда, l — расстояние, пройденное ливнем. Для характерных величин $\omega = 2\pi \times 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\Delta\omega = 0,1\omega$, $l = 200 \text{ см}$ энергия излучения $E = 3 \times (10^{-10} - 10^{-4}) \text{ эрг}$ для энергий ливня $10^{13} - 10^{16} \text{ эВ}$. Излучение будет проходить через кольцевую область, образованную черенковским конусом на поверхности льда. Площадь этой области зависит от глубины, на которой образуется каскад. Дальнейшие оценки привели авторов [34] к выводу, что если на площади $3 \times 3 \text{ км}^2$ разместить через 100–200 м антенны с эффективной площадью несколько квадратных метров и полосой частот более 100 МГц, то эффективный объём детектора для частоты порядка 1 ГГц составит $\sim 10^{10} \text{ м}^3$.

Радиосигнал от каскада на глубине до 1 км, идущий снизу вверх, будет принят на поверхности антеннами, расположенными в области черенковского конуса. С помощью такого детектора, как полагают авторы проекта, возможен поиск локальных источников нейтрино высоких энергий галактического и внегалактического происхождения. К сожалению, нестабильность в 1990-х годах помешала осуществлению этого проекта в России. И только через 15–20 лет научное сообщество по достоинству оценило значимость этих работ.

Естественным продолжением этой идеи является проект ANITA. Этот проект отличается от RAMAND тем, что антенны, предназначенные для регистрации радиоимпульсов, подняты на высоту 35–37 км с помощью специально предназначенного для этого воздушного шара (см., например, [150]). Это намного увеличивает объём мишени при относительно малом количестве антенн. Естественно, такая модернизация идеи RAMAND содержит в себе не только

положительные, но отрицательные стороны. Например, если антенный массив RAMAND можно максимально защитить от воздействия атмосферных и антропогенных помех, то в проекте ANITA это может быть достигнуто лишь в некоторой степени (и, по-видимому, менее надёжно) с помощью цифрового анализа сигналов. Однако в целом проект ANITA — это шаг вперёд на пути детектирования космических лучей радиометодом. Поскольку проекты RAMAND и ANITA по методу и технике детектирования близки к радиоастрономическому методу, вероятно, имеет смысл более детально описать проект ANITA, тем более что к настоящему времени получены данные, которые стимулируют продолжение разработки этого метода.

Детектор ANITA помещён на борт аэростата, запущенного вблизи станции Мак-Мёрдо в Антарктиде. Под действием стратосферного вихря аэростат должен циркулировать в районе Южного полюса на высоте 35–37 км, имея обзорную площадь льдов порядка $1,5 \times 10^6 \text{ км}^2$. Во время полёта ANITA записывает все наносекундные радиоимпульсы в частотном диапазоне 200–1200 МГц. Порог записи определяется мощностью теплового излучения от поверхности льда $\sim 10 \text{ пВт}$. Задачей ANITA являлось обнаружение линейно поляризованных черенковских радиоимпульсов от каскадов нейтрино ультравысоких энергий в ледовом щите континента. Характерный объём мишени при глубине до 0,5 км и высоте наблюдения 37 км составляет около $0,7 \times 10^6 \text{ км}^3$. При энергии нейтрино $5 \times 10^{18} \text{ эВ}$ каскад будет иметь энергию 10^{18} эВ . При такой энергии поперечное сечение нейтрино достигает значения, при котором длина пролёта через земную кору составляет в среднем 300 км. Принятая для расчёта величина усреднённого поперечного сечения нейтрино при этой энергии $\sigma_\nu = 0,34 \times 10^{-31} \text{ см}^2$ (на нуклон) даёт верхний предел потока (за 10 дней наблюдения), равный $2 \times 10^{-17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$. Это соизмеримо с теоретически прогнозируемой величиной потока для энергии $5 \times 10^{18} \text{ эВ}$.

Основным инструментом ANITA является система широкополосных рупорных антенн с диапазоном частот от 0,2 до 1,2 ГГц. Одна такая антенна имеет диаграмму направленности с угловой шириной 60° и усиление около 9 дБ на частоте 300 МГц, причём коэффициент усиления практически не изменяется во всём диапазоне частот. Первый массив антенн, расположенный в верхней части контейнера аэростата, имеет цилиндрическую симметрию с углом обзора 2π и состоит из двух уровней по восемь антенн в каждом. Антенные "пучки" пересекаются и создают избыточную "освещённость" в горизонтальной плоскости. Второй массив, состоящий из 16 антенн, расположенный в нижней части полезной нагрузки аэростата, предназначен для измерения временной задержки, которая обусловлена разностью хода от источника до этих массивов. Данные об этой задержке необходимы для определения аксиального угла источника излучения. Абсолютная ориентация в азимутальной плоскости устанавливается солнечными датчиками, а наклон всего контейнера измеряется с помощью GPS. Сигнал от каждой антенны разделяется на два сигнала с левой и правой круговыми поляризациями, каждый из которых распределяется по четырём частотным каналам, а затем оцифровывается. Оцифрованные сигналы хранятся в буфере около 20 мкс, а затем направляются в блок логической схемы запуска. Когда условия запуска

удовлетворены, соответствующие данные извлекаются из буфера и сохраняются, после чего отправляются на наземную станцию для дальнейшего анализа.

Основные требования к данным, которые направляются на хранение, состоят в том, чтобы радиоимпульс был виден: 1) в нескольких антеннах, у которых перекрываются поля зрения; 2) в большинстве частотных каналов; 3) в обеих поляризациях; 4) в одно и то же время во всех антеннах. Запуск запрещается, если импульс присутствует в антеннах, которые не имеют перекрытия полей зрения. Эти требования должны сокращать скорость записи сигналов до ~ 1 события в каждые несколько минут.

Запуск аэростата с полномасштабным детектором ANITA был запланирован на 2006 г. Однако для полного представления об условиях работы детекторных блоков и аппаратур был осуществлён контрольный полёт: 18 декабря 2003 г. был запущен прототип ANITA-lite, который пробыл в полёте 18,4 сут, из которых 10 сут — над льдами Антарктики [151]. Аппарат ANITA-lite записал ≈ 113000 событий при среднем "чистом" времени наблюдения 40 % от общего времени полёта. Из этих событий ≈ 87500 оказались с трёхкратными совпадениями. Коллаборацией были проведены два независимых анализа с целью поиска узких импульсов длительностью около 10 нс. Среди сигналов, отобранных для окончательного анализа, не были найдены радиоимпульсы нейтринного происхождения. Используя методику, изложенную в [69], авторы [151] нашли модельно независимые пределы потока нейтрино с 90%-ным уровнем доверия. Эти результаты в некоторых случаях улучшили прежние измерения, в частности исключили давно существующую модель Z-всплесков.

Следующий цикл исследований с детектором ANITA-1 начался 15 декабря 2006 г. Аэростат с аппаратурой стартовал вблизи станции Мак-Мёрдо и совершил три обхода вокруг Антарктиды [152]. Полёт продолжался 35 сут, и приземление произошло на расстоянии 300 миль от станции Амундсен–Скотт. Аномальные стратосферные условия привели к несоосности полярного вихря, в результате чего детектор ANITA-1 провёл большую часть времени над западной областью Антарктиды, где ледяной щит меньше и тоньше. Кроме того, в поле горизонтального обзора оказались две мощные радиостанции Антарктиды, Мак-Мёрдо и Амундсен–Скотт, вследствие чего детектор подвергался воздействию электромагнитных помех с высоким уровнем сигнала. Тем не менее бортовая аппаратура работала в режиме "живого" времени 17,3 сут на высоте 35–37 км над уровнем моря. Суммарный объём мишени из льда оценён величиной $\sim 1,6 \times 10^6$ км³.

Детектор ANITA-1 является системой, состоящей из 32 четырёхрёберных рупорных антенн с линейной поляризацией, каждая из которых имеет поле зрения 50° и рабочий диапазон частот 200–1200 МГц [153]. Антенны детектора, расположенные в верхнем и нижнем кольцах несущего контейнера, устанавливались с азимутальным интервалом 22,5°, причём диаграммы всех антенн были направлены ниже горизонта на 10°, чтобы увеличить чувствительность к той части объёма, которая находится ниже горизонта. Общее поле обзора всех антенн охватывает всю нижнюю полусферу вплоть до надира. Радиоимпульсы (превышающие окружающий тепловой шум примерно на 5σ), зафиксированные, как минимум,

четырьмя антеннами верхнего и нижнего кольца, записывались и оцифровывались для дальнейшего анализа. Авторы [152] сообщают, что они не обнаружили радиоимпульсов, которые бы удовлетворяли всем требованиям, заложенным в программе отбора (см. выше).

Исходя из этого и известной величины экспозиции найден верхний предел потока нейтрино всех типов: $E_\nu^2 F \leq 2 \times 10^{-7}$ ГэВ м⁻² с⁻¹ ср⁻¹ для энергетического диапазона $10^{18,5} \leq E_\nu \leq 10^{23,5}$ эВ. Кроме этого, в [152] сообщается, что среди проанализированных импульсов было найдено шесть, у которых обнаружена горизонтальная поляризация и которые по ряду признаков можно считать произведёнными широкими атмосферными ливнями.

Второй цикл измерений на детекторе ANITA (ANITA-II) начался 21 декабря 2008 г. и завершился в январе 2009 г. Полёт продолжался 31 день, из которых 28,5 составили "живое" время [154]. Этот полёт был более эффективным, чем первый. После исключения из записей импульсов от тепловых шумов осталось 320722 события, и только пять из них имели признаки ожидаемых сигналов. Два события найдены в канале с вертикальной поляризацией (Vpol) и три события — в канале с горизонтальной поляризацией (Hpol). Радиоимпульсы из канала Hpol обладали характерными признаками, согласно которым авторы [154] идентифицировали эти события как вызванные ШАЛ с геосинхротронным механизмом излучения. Происхождение двух событий с вертикальной поляризацией установить не удалось. Реконструкция направлений прихода показывает, что это два изолированных события. Пределы для величины максимального потока нейтрино высоких энергий в этой серии измерений практически не отличаются от пределов, установленных в эксперименте ANITA-I. Дальнейший анализ записанных данных [155] показал, что число событий, вызванных ШАЛ, равно шести, а в результате более чувствительного анализа таких ливней оказалось 16 [156].

Эти события случайно распределены вокруг траектории полёта ANITA, и они не имеют пространственной корреляции с расположением источников антропогенных помех, но обладают одинаковыми профилями радиоимпульсов и частотными спектрами. Измеренные плоскости поляризации в каждом случае оказались перпендикулярными местному геомагнитному полю, как и ожидалось для синхротронного излучения. Реконструкция направлений прихода радиоимпульсов соответствует, за двумя исключениями, событиям на поверхности льда. Спутники на околоземной орбите как возможные источники наносекундных импульсов в этом случае исключаются, поскольку наблюдение радиоимпульсов, прошедших ионосферу, невозможно без специальных антидисперсионных фильтров. Фаза четырнадцати событий, локализованных ниже горизонта, повернута на 180° по сравнению с фазой двух событий, которые оказались выше горизонта, как и ожидалось при зеркальном отражении. Средняя энергия этих событий, которая оценена величиной $(1,5 \pm 0,4) \times 10^{19}$ эВ, достигает порога ГЗК. На основе полученных данных и полуэмпирического расчёта был найден средний угол наблюдения по отношению к истинной оси ливня, который составил $1,5^\circ \pm 0,5^\circ$. Эта угловая точность сопоставима с точностью таких же измерений, выполненных наземными обсерваториями.

Данные, полученные в ходе экспериментов ANITA, позволяют сделать дополнительные выводы. В работе [157] сообщается о результатах расширенного поиска радиоимпульсов, вызванных взаимодействием ультра-релятивистских магнитных монополей с антарктическим льдом. Факт отсутствия таких событий за 31 день наблюдений можно интерпретировать слабым диффузным потоком, величина которого не превышает 10^{-19} (см² с ср)⁻¹. Эта оценка является более сильной, чем ранее полученные для диапазона энергий с фактором Лоренца $\gamma > 10^{10}$.

13.2. Проект лунного орбитального радиоволнового детектора (LORD)

Интерес к методу обнаружения частиц сверхвысокой энергии с помощью радиотелескопа вызван возможностью увеличения рабочей площади детектора на много порядков. Подходящей мишенью для взаимодействия космических лучей с веществом оказалась Луна, площадь видимой поверхности которой близка к величине 10^7 км². Однако, как отмечалось выше, попытки зарегистрировать радиоимпульс от каскада под поверхностью Луны не увенчались успехом. Естественно было предположить, что в первую очередь это связано с большой удалённостью Луны от радиотелескопа и невозможностью идентифицировать сигнал на фоне преобладающих радиопомех земного происхождения. Именно это обстоятельство и стимулировало идею о вынесении детектора как искусственного спутника на орбиту Луны. Поэтому, обсуждая проблемы, связанные с радиоастрономическим методом, нельзя хотя бы кратко не упомянуть о достигнутых в этой области результатах.

Радиоастрономический метод детектирования космических лучей сверхвысокой энергии может быть радикальным образом усовершенствован, если антенна с радиоприёмником будут находиться в непосредственной близости от Луны. Такая идея, впервые высказанная Г. Аскарьяном [24–25], в деталях разработана в проекте LORD (Lunar Orbital Radio Detector) [158, 159]. Ради справедливости следует упомянуть, что и ранее предпринимались попытки количественно оценить характеристики лунного детектора [120, 160]. Однако наиболее полные и обоснованные оценки представлены в работах [158, 159]. Главное преимущество Луны в качестве мишени для космических лучей состоит прежде всего в её большой величине. Кроме того, очень слабая интенсивность радиопомех земного происхождения, относительная близость к источнику радиоимпульсов и, наконец, отсутствие влаги в верхнем слое Луны дополняют основной перечень благоприятных условий, которые на Земле в совокупности недостижимы.

Основные положения детектирования на лунной орбите [158, 159] состоят в следующем. Высота орбиты, в зависимости от вида и энергии космических частиц, выбирается в интервале 100–1000 км. Антенны широкого обзора должны просматривать лунную поверхность в пределах прямой видимости и регистрировать короткие, наносекундные, радиоимпульсы. Важным параметром детектора является его апертура, которая в конечном итоге зависит от энергии частиц и времени наблюдения. Заданная энергия частицы определяет углы прихода и величину поверхности той части Луны, пройдя через которую, вызванный ею каскад генерирует

радиоимпульс, доступный для регистрации. Естественно, апертура детектора зависит также от диаграммы направленности антенн, выбранной частоты наблюдения и т.д. Для иллюстрации возможностей такого проекта авторы [158, 159] выбрали частоту наблюдения 0,5–1,0 ГГц. В работах [158, 159] приводятся рассчитанные значения апертуры для различных величин пороговой напряжённости поля. Например, полная апертура для каскадов от космических частиц при высоких энергиях 10^{21} – 10^{23} эВ достигает значений порядка 10^5 – 10^6 км² ср.

Если в течение некоторого времени наблюдения не будет зарегистрировано ни одного события лунного происхождения, то "нулевой результат" позволит установить верхние пределы потока частиц в зависимости от энергии. В проекте LORD полученные значения модельно независимого верхнего предела дифференциального потока нейтрино при интервале наблюдения один год будут намного превосходить пределы, установленные в ранее проведённых экспериментах. По оценкам авторов проекта [158], скорость счёта числа событий от космических лучей и нейтрино в модели Z-всплесков составит порядка 10^5 – 10^6 частиц в год для орбиты высотой 1000 км.

В работе [159] рассматривается модернизированный вариант проекта LORD. На основе разработанной технологии тонкоплёночных космических структур типа "солнечный парус" авторы предлагают вариант лёгкой антенны с большой эффективной площадью (LORD-10). Анализ показывает, что для расширения обзорной площади поверхности Луны необходимо использовать многолучевую параболическую антенну диаметром около 10 м с несколькими облучателями. При частотах наблюдения в несколько сотен мегагерц такой отражатель будет формировать для каждого облучателя узкую диаграмму направленности с угловой шириной порядка 3° – 4° . Такой антенный массив обеспечит высокое усиление при большом поле обзора поверхности Луны и хорошее отношение сигнал–шум. Авторы [159] оценили величину произведения апертуры детектора на время экспозиции, которое является наиболее информативной характеристикой эксперимента. Из приведённых в [159] данных следует, что для двухлетнего периода наблюдений возможности эксперимента LORD-10 находятся на уровне возможностей наиболее продвинутых проектов — ANITA, SALSA (SALT-dome Shower Array), Auger, а возможности полномасштабного варианта LORD [158] намного их превосходят.

Список литературы

1. Куликов Г В, Христиансен Г Б *ЖЭТФ* **35** 635 (1958) [Kulikov G V, Khristiansen G B *Sov. Phys. JETP* **8** 441 (1959)]
2. Linsley J *Phys. Rev. Lett.* **10** 146 (1963)
3. Baltrusaitis R M et al. (Fly's Eye Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **240** 410 (1985)
4. Linsley J, in *Extensive Air Showers. Proc. from the 8th Intern. Cosmic Ray Conf.* (1963) p. 77
5. Bird D J et al. (Fly's Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **71** 3401 (1993)
6. Гинзбург В Л *УФН* **163** (7) 45 (1993) [Ginzburg V L *Phys. Usp.* **36** 587 (1993)]
7. Гинзбург В Л *УФН* **166** 169 (1996) [Ginzburg V L *Phys. Usp.* **39** 155 (1997)]
8. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
9. Abbasi R U et al. (High Resolution Fly's Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 151101 (2004); astro-ph/0208243

10. Abbasi R U et al. (High Resolution Fly s Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 101101 (2008); astro-ph/0703099
11. Царев В А *ЭЧАЯ* **35** 186 (2004) [Tsarev V A *Phys. Part. Nucl.* **35** 112 (2004)]
12. Гусев Г А и др. *Космич. исслед.* **44** 22 (2006) [Gusev G A *Cosmic Res.* **44** 19 (2006)]
13. Рябов В А, Царев В А, Цховребов А М *УФН* **178** 1129 (2008) [Ryabov V A, Tsarev V A, Tskhovrebov A M *Phys. Usp.* **51** 1091 (2008)]
14. Бедняков В А *ЭЧАЯ* **33** 1146 (2002) [Bednyakov V A *Phys. Part. Nucl.* **33** 583 (2002)]
15. Gangui A, astro-ph/0110285
16. Stanev T, astro-ph/0411113
17. Abraham J et al. (AUGER Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **523** 50 (2004)
18. Abraham J et al. (The Pierre Auger Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 061101 (2008); arXiv:0806.4302
19. The Pierre Auger Collab. *Science* **318** 938 (2007); arXiv:0711.2256
20. Véron-Cetty M-P, Véron P *Astron. Astrophys.* **455** 773 (2006)
21. Stecker F W et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **136** 433 (2004); astro-ph/0408162
22. Olinto A V et al., arXiv:0903.0205
23. Cronin J W, Gaisser T K, Swordy S P *Sci. Am.* **276** (1) 44 (1997)
24. Аскар'ян Г А *ЖЭТФ* **41** 616 (1961) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **14** 441 (1962)]
25. Аскар'ян Г А *ЖЭТФ* **48** 988 (1965) [Askar'yan G A *Sov. Phys. JETP* **21** 658 (1965)]
26. Kahn F D, Lerche I *Proc. R. Soc. London A* **289** 206 (1966)
27. Jelley J V et al. *Nature* **205** 327 (1965)
28. Атрашкевич В Б и др. *ЯФ* **28** 712 (1978)
29. Голубничий П И, Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **20** (23) 59 (1994) [Golubnichii P I, Filonenko A D *Tech. Phys. Lett.* **20** 960 (1994)]
30. Голубничий П И, Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **20** (12) 57 (1994) [Golubnichii P I, Filonenko A D *Tech. Phys. Lett.* **20** 499 (1994)]
31. Stanev T et al. *Phys. Rev. D* **25** 1291 (1982)
32. Филоненко А Д, Чех Ю Н *Радиофизика и радиоастрономия* **7** (2) 160 (2002)
33. Филоненко А Д *УФН* **172** 439 (2002) [Filonenko A D *Phys. Usp.* **42** 403 (2002)]
34. Гусев Г А, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **38** 505 (1983) [Gusev G A, Zheleznykh I M *JETP Lett.* **38** 611 (1983)]
35. Дагкесаманский Р Д, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **50** 233 (1989) [Dagkesamanskii R D, Zheleznykh I M *JETP Lett.* **50** 259 (1989)]
36. Olhoeft G R, Strangway D W *Earth Planet. Sci. Lett.* **24** 394 (1975)
37. Alvarez-Muñiz J et al. *Phys. Rev. D* **74** 023007 (2006); astro-ph/0512337
38. Hankins T H, Ekers R D, O'Sullivan J D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283** 1027 (1996)
39. Gorham P W, Liewer K M, Naudet C J, Technical Report (Pasadena, Calif.: Jet Propulsion Lab., California Inst. of Tech., 2000); astro-ph/9906504
40. Gorham P W et al., astro-ph/0102435
41. Gorham P W J et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 041101 (2004); astro-ph/0310232
42. Абранин Э Пидр. *Изв. РАН, Сер. физ.* **65** 1670 (2001) [Abranin E P et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **65** 1818 (2001)]
43. Березняк А Р и др. *Астрон. журн.* **82** 149 (2005) [Beresnyak A R et al. *Astron. Rep.* **49** 127 (2005)]
44. Scholten O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** S102 (2009); arXiv:0810.3426
45. Buitink S et al., arXiv:0808.1878
46. Scholten O et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 191301 (2009); arXiv:0910.4745
47. Gandhi R et al. *Phys. Rev. D* **58** 093009 (1998)
48. Филоненко А Д *ЖЭТФ* **141** 447 (2012) [Filonenko A D *JETP* **114** 392 (2012)]
49. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **91** 483 (2010) [Filonenko A D *JETP Lett.* **91** 437 (2010)]
50. Mitsui K *Phys. Rev. D* **45** 3051 (1992)
51. Bugaev E V, Shlepin Yu V *Phys. Rev. D* **67** 034027 (2003); hep-ph/0203096
52. Alvarez-Muñiz J, Zas E, astro-ph/9806098
53. Alvarez-Muñiz J, Zas E, in *New Worlds in Astroparticle Physics. Proc. of the Second Intern. Workshop, Faro, Portugal, 3–5 September, 1998* (Eds A M Mourão, M Pimenta, P Sá) (Singapore: World Sci. Publ., 1999) p. 159; astro-ph/9902187
54. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **86** 339 (2007) [Filonenko A D *JETP Lett.* **86** 287 (2007)]
55. Филоненко А Д, Филоненко В А *Письма в ЖТФ* **34** (4) 8 (2008) [Filonenko A D, Filonenko V A *Tech. Phys. Lett.* **34** 139 (2008)]
56. Zas E, Halzen F, Stanev T *Phys. Rev. D* **45** 362 (1992)
57. Alvarez-Muñiz J, Zas E *Phys. Lett. B* **411** 218 (1997)
58. Alvarez-Muñiz J, Zas E, in *Proc. of the 26th Intern. Cosmic Ray Conf., August 17–25, 1999, Salt Lake City, Utah, USA, Vol. 1* (Eds D Kieda, M Salamon, B Dingus) p. 506; astro-ph/9906347
59. Alvarez-Muñiz J, Zas E, astro-ph/9706064
60. Shibata Y et al. *Phys. Rev. A* **44** R3449 (1991)
61. Takahashi T et al. *Phys. Rev. E* **50** 4041 (1994)
62. Yoshida S et al. *Astrophys. J.* **479** 547 (1997)
63. Alvarez-Muniz J, Zas E *Proc. 25th ICRC* **7** 309 (1996)
64. Gorham P W et al. *Phys. Rev. E* **62** 8590 (2000)
65. Saltzberg D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2802 (2001); hep-ex/0011001
66. Gorham P W et al. *AIP Conf. Proc.* **579** 177 (2001)
67. Gandhi R *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **91** 453 (2000); hep-ph/0011176
68. Kraus J D *Radio Astronomy* (New York: McGraw-Hill, 1966) [Краус Дж Д *Радиоастрономия* (М.: Сов. радио, 1973)]
69. Lehtinen N G, Gorham P W, astro-ph/0309656
70. Lehtinen N G, Gorham P W *Phys. Rev. D* **69** 013008 (2004)
71. Fargion D, Mele B, Salis A *Astrophys. J.* **517** 725 (1999); astro-ph/9710029
72. Weiler T J *Astropart. Phys.* **11** 303 (1999); hep-ph/9710431
73. Katz U F, Spiering Ch *Prog. Part. Nucl. Phys.* **67** 651 (2012); arXiv:1111.0507
74. Blanco-Pillado J J, Vázquez R A, Zas E *Phys. Rev. D* **61** 123003 (2000); astro-ph/9902266
75. Yoshida S, Sigl G, Lee S *Phys. Rev. Lett.* **81** 5505 (1998); hep-ph/9808324
76. Fodor Z, Katz S D, Ringwald A *JHEP* (06) 046 (2002); hep-ph/0203198
77. Kalashev O E et al. *Phys. Rev. D* **65** 103003 (2002); hep-ph/0112351
78. Kalashev O E et al. *Phys. Rev. D* **66** 063004 (2002); hep-ph/0205050
79. Domokos G, Kovesi-Domokos S, Mikulski P T, hep-ph/0006328
80. Gelmini G, Kusenko A *Phys. Rev. Lett.* **84** 1378 (2000)
81. Vilenkin A, Shellard E P S *Cosmic Strings and other Topological Defects* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994)
82. Голубничий П И, Филоненко А Д, Яковлев В И *Изв. РАН, Сер. физ.* **58** (12) 115 (1994)
83. Голубничий П И, Филоненко А Д *Укр. физ. журн.* **41** 696 (1996)
84. Филоненко А Д *ЖТФ* **78** (9) 120 (2008) [Filonenko A D *Tech. Phys.* **53** 1222 (2008)]
85. Брауде С Я, Мень А В *УФН* **109** 769 (1973) [Braude S Ya, Men' A V *Sov. Phys. Usp.* **16** 284 (1973)]
86. Филоненко А Д *Изв. РАН, Сер. физ.* **61** 3 543 (1997) [Filonenko A D *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **61** 428 (1997)]
87. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **70** 639 (1999) [Filonenko A D *JETP Lett.* **70** 649 (1999)]
88. 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)]
89. Шкловский И С *Космическое радиоизлучение* (М.: Физматгиз, 1956) [Shklovskii I S *Cosmic Radio Waves* (Cambridge: Harvard Univ. Press, 1960)]
90. Каплан С А, Пикельнер С Б *Физика межзвездной среды* (М.: Наука, 1979)
91. Кикоин И К *Таблицы физических величин* (М.: Атомиздат, 1976)
92. Beresnyak A R, astro-ph/0310295
93. Yamamoto T et al. (the Pierre Auger Collab.), arXiv:0707.2638
94. Smida R (the Pierre Auger Collab.), arXiv:1109.4743
95. Scholten O et al., astro-ph/0508580
96. Scholten O et al., astro-ph/0609179
97. Verbiest J P W et al. *Class. Quantum Grav.* **27** 084015 (2010); arXiv:0912.2692

98. Karuppusamy R, Stappers B, van Straten W *Publ. Astron. Soc. Pacific* **120** 191 (2008); arXiv:0802.2245
99. Scholten O et al. *Astropart. Phys.* **26** 219 (2006)
100. Alvarez-Muñiz J, Zas E *Phys. Lett. B* **434** 396 (1998)
101. Buitink S et al. *Astron. Astrophys.* **521** A47 (2010); arXiv:1004.0274
102. Scholten O et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 191301 (2009)
103. Gorham P W et al. (ANITA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 051103 (2009)
104. Bahcall J, Waxman E *Phys. Rev. D* **64** 023002 (2001)
105. Protheroe R J, Stanev T *Phys. Rev. Lett.* **77** 3708 (1996)
106. ter Veen S et al. *Phys. Rev. D* **82** 103014 (2010); arXiv:1010.6061
107. Франк И М *Излучение Вавилова–Черенкова* (М.: Наука, 1988)
108. Abraham J et al. (Pierre Auger Collab.) *Phys. Lett. B* **685** 239 (2010)
109. Jaeger T R, Mutel R L, Gayley K G *Astropart. Phys.* **34** 293 (2010); arXiv:0910.5949
110. Jaeger T R, PhD Thesis (Iowa City: Univ. of Iowa, 2010)
111. James C W, Protheroe R J *Astropart. Phys.* **31** 392 (2009)
112. James C W, Protheroe R J *Astropart. Phys.* **30** 318 (2009)
113. Gayley K G, Mutel R L, Jaeger T R *Astrophys. J.* **706** 1556 (2009); arXiv:0904.3389
114. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Физматгиз, 1962) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1971)]
115. Rossi B, Greisen K *Rev. Mod. Phys.* **13** 240 (1941) [Росси Б, Грейзен К *Взаимодействие космических лучей с веществом* (М.: ИЛ, 1948)]
116. Hayakawa S *Cosmic Ray Physics* (New York: Wiley-Intersci., 1969) [Хаякава С *Физика космических лучей* (М.: Мир, 1973)]
117. Беленький С З *Лавинные процессы в космических лучах* (М.: Гостехиздат, 1948)
118. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **89** 445 (2009) [Flonenko A D *JETP Lett.* **89** 381 (2009)]
119. Alvarez-Muñiz J, Vázquez R A, Zas E *Phys. Rev. D* **62** 063001 (2000); astro-ph/0003315
120. Stål O et al., astro-ph/0509210
121. Виноградова М Б, Руденко О В, Сухоруков А П *Теория волн* (М.: Наука, 1979)
122. Каценеленбаум Б З *Высокочастотная электродинамика* (М.: Наука, 1966)
123. Бреховских Л М *УФН* **38** 1 (1949)
124. Garrett M A et al., arXiv:0902.2534
125. Lazio J, arXiv:0910.0632
126. Rosner J L, hep-ex/9508011
127. Rosner J L, Wilkerson J F, hep-ex/9702008
128. Petrovic J et al. (LOPES Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **39** 471 (2006); astro-ph/0611225
129. Falcke H et al. *Nature* **435** 313 (2005)
130. Huege T, Ulrich R, Engel R *Astropart. Phys.* **30** 96 (2008)
131. Apel W D et al. *Astropart. Phys.* **32** 294 (2010)
132. Apel W D et al. (LOPES Collab.) *Astropart. Phys.* **26** 332 (2006)
133. Haungs A et al. (LOPES Collab.), arXiv:0811.1919
134. Ravel O et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **518** 213 (2004); astro-ph/0306255
135. Ardouin D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **572** 481 (2007)
136. Lebrun D, 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 Autonoma de Mexico, 2008) p. 187
137. Riviere C et al. (CODALEMA Collab.), arXiv:0906.2720
138. Revenu B (for the CODALEMA Collab.), arXiv:0906.2832
139. Bellétoile A (for the CODALEMA Collab.), arXiv:1109.3579
140. Ardouin D et al. *Astropart. Phys.* **34** 717 (2011); arXiv:1007.4359
141. Ardouin D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **604** S85 (2009)
142. Carloganu C et al., in *44th Rencontres de Moriond, La Thuile, Italy, 2009*
143. Lamblin J et al., 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
144. Ardouin D et al., arXiv:0902.0730
145. van den Berg A M (for the Pierre Auger Collab.), arXiv:0708.1709
146. Huege T (for the Pierre Auger Collab.), arXiv:0906.4970
147. Gorham P W et al. *Phys. Rev. D* **78** 032007 (2008)
148. Gorham P W et al., arXiv:0705.2589
149. Богородский В В, Бентли Ч, Гудмансен П *Радиогляциология* (Л.: Гидрометеониздат, 1983) [Bogorodsky V V, Bentley C R, Gudmandsen P E *Radioglaciology* (Dordrecht: D. Reidel Pub. Co., 1985)]
150. Silvestri A et al. (ANITA Collab.), in *Neutrinos and Explosive Events in the Universe. Proc. of the 14th Course of the Intern. School of Cosmic Rays Astrophysics, Erice, Italy, 2–13 July 2004* (NATO Science Ser. II Math., Phys. and Chem., Vol. 209, Eds M M Shapiro, S Todor, J P Wefel) (Dordrecht: Springer, 2005) p. 297; astro-ph/0411007
151. Barwick S W et al. (ANITA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 171101 (2006); astro-ph/0512265
152. Gorham P W et al. (ANITA Collab.), arXiv:0812.2715
153. Gorham P W et al. (ANITA Collab.) *Astropart. Phys.* **32** 10 (2009); arXiv:0812.1920
154. Gorham P W et al. (ANITA Collab.) *Phys. Rev. D* **82** 022004 (2010); arXiv:1003.2961
155. Gorham P W et al. (ANITA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **103** 051103 (2009)
156. Hoover S et al., arXiv:1005.0035
157. Detrixhe M et al. *Phys. Rev. D* **83** 023513 (2011); arXiv:1008.1282
158. Гусев Г А и др. *Космич. исслед.* **44** 22 (2006) [Gusev G A et al. *Cosmic Res.* **44** 19 (2006)]
159. Гусев Г А и др. *Докл. РАН* **406** 327 (2006) [Gusev G A et al. *Dokl. Phys.* **51** 22 (2006)]
160. Голубничий П И, Филоненко А Д *Космическая наука и технология* **5** (4) 87 (1999)

Radioastronomical measurement of ultrahigh-energy cosmic particle fluxes

A.D. Filonenko

V. Dal' East-Ukrainian National University,
kvartal Molodezhnyi 20a, 91034 Lugansk, Ukraine
Tel. (064) 250 08 26
E-mail: filonenko_ad@dsip.net

Basic principles underlying the radio telescope measurement of ultrahigh-energy particle fluxes are reviewed. Experimental lunar regolith emission data are presented for the energy range 10^{20} eV. Some conclusions from theoretical work are discussed, as is the influence of a number of factors on the intensity of the radio pulse due to the cascade disk under the Moon surface.

PACS numbers: 95.55.Vj, 95.85.Bh, 96.50.S–

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208a.0793

Bibliography — 160 references

Received 9 September 2011, revised 18 February 2012

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **182** (8) 793–827 (2012)

Physics—Uspekhi **55** (8) (2012)