

## ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Детектирование космических лучей по электронной радиоэмиссии ливня и возможности этого метода в диапазоне сверхвысоких энергий

А.Д. Филоненко

*Показано, что в настоящее время, по мнению автора, имеются предпосылки для нового этапа активного исследования возможностей метода детектирования космических лучей сверхвысоких энергий ( $10^{21} - 10^{23}$  эВ) по радиочастотному компоненту излучения каскадного ливня. С этой целью сделан краткий обзор достижений начального периода исследований (1961–1980). Отмечены его неудачи и показано, какие именно достижения вначале и на протяжении всех последующих лет стимулировали подготовку нового этапа.*

PACS numbers: 84.40.Be, 95.85.Bh, 96.40.Pg

### Содержание

1. Введение (439).
  2. О механизмах радиоэмиссии широких атмосферных ливней (441).  
2.1. Механизм когерентного черенковского излучения. 2.2. Геомагнитные механизмы излучения. 2.3. Геоэлектрические механизмы излучения. 2.4. Радиоэмиссия, вызванная ионизационными электронами в поле атмосферного электричества. 2.5. Механизм радиоэмиссии, связанный с током  $\delta$ -электронов ливня. 2.6. Радиоэмиссия, вызванная магнитотормозным когерентным излучением. 2.7. Переходное излучение избыточными электронами ливня. 2.8. Переходное излучение квазистатического диполя ШАЛ.
  3. Экспериментальное исследование радиоэмиссии ШАЛ в диапазоне высоких частот ( $> 30$  МГц) (455).
  4. Экспериментальное исследование радиоэмиссии ШАЛ в диапазоне низких и средних частот (461).
  5. О перспективах метода радиодетектирования космических лучей (464).
  6. Заключение (469).
- Список литературы (469).

### 1. Введение

Известно, что детектирование космических лучей высокой энергии, т.е. определение энергии первоначальной частицы, направления ее движения, состава и т.д., осуществляется с помощью традиционных методов регистрации ионизирующего излучения, в основе кото-

рых лежит применение ионизационных и сцинтилляционных счетчиков. В современных установках (детекторах), рассчитанных на исследование частиц с энергиями до  $W_0 > 10^{19}$  эВ, их количество может быть чрезвычайно велико. Вместе с необходимыми для работы детектора силовыми и сигнальными коммуникациями такая система счетчиков размещается на площади  $10 - 20$  км<sup>2</sup>. В таком детекторе регистрируется не факт попадания на его площадь первоначальной частицы, а электрон-фотонный каскад (лавина, ливень), вызванный прохождением этой частицы через атмосферу Земли. Поперечные размеры каскада составляют несколько сот метров, а путь, проходимый в атмосфере (т.е. продольный размер), — несколько километров.

В настоящее время наука о космических лучах является одной из самостоятельных составляющих астрофизики высоких энергий, и это целиком связано с успехами в развитии методов регистрации частиц высокой энергии. При энергиях  $W_0 > 10^{20}$  эВ космические лучи незначительно изменяют направление своего движения в галактических и межгалактических магнитных полях. Это позволяет осуществить поиск источников заряженных частиц и механизмов их ускорений до столь высоких энергий. Однако количества таких зафиксированных событий пока еще недостаточно для того, чтобы сделать определенные выводы. За всю историю исследования космических лучей (КЛ) число зарегистрированных частиц с энергией  $W_0 > 10^{20}$  эВ не превышает полутора десятков.

Относительно недавно опубликовано сообщение [1] о результатах обработки 36 событий с энергиями, превосходящими  $4 \times 10^{19}$  эВ. Эти данные получены за шестилетний период исследований на детекторе Акено (Япония) площадью около 100 км<sup>2</sup>. Анализ показал, что с некоторой вероятностью источником этих частиц могут быть три точки на небесной сфере, две из которых являются скоплениями галактик.

А.Д. Филоненко. Восточно-украинский национальный университет, кафедра физики  
91034 г. Луганск, квартал Молодежный 20А, Украина  
Тел. (10-380-642) 46-41-54. E-mail: uni@vugu.lugansk

Статья поступила 23 августа 2000 г.,  
после доработки 17 октября 2001 г.

В работе [2] сообщается об обнаружении корреляции между направлением прихода частиц с энергиями  $W_0 > 4 \times 10^{19}$  эВ и пульсарами, расположенными в сторону входа Местного рукава Галактики. Из этих наблюдений автор [2] делает вывод, что источником космических лучей с энергиями менее  $4 \times 10^{19}$  эВ являются, в основном, пульсары.

Совершенно очевидно, что этой статистики недостаточно для определенных выводов и для продолжения исследований необходимо увеличить рабочую площадь детекторов. Как известно, интенсивность потока космических лучей записывается в виде

$$J_v(> W_0) = A \times W_0^{\gamma-1},$$

где  $\gamma = 2,5-2,7$  — показатель энергетического спектра, зависящий от диапазона энергий. Согласно этому выражению расширение энергетической границы на порядок (без изменения частоты событий) требует увеличения площади детектора приблизительно в 100 раз. Для представления об абсолютных значениях потока заметим, например, что в области энергий  $W_0 > 10^{20}$  эВ интенсивность потока космических лучей такова, что на площадь 1 км<sup>2</sup> попадает в среднем одна частица за столетие. В настоящее время сделаны разработки и начата сборка детекторов с площадями 1000 км<sup>2</sup> (проект ШАЛ-1000 [3, 4]) и 5000 км<sup>2</sup> (проект Пьер-Оже [5]). Диапазон доступных для исследования энергий расширится в этом случае приблизительно на порядок.

Можно ли предположить, что проблемы, связанные с космическими лучами сверхвысоких энергий, будут после этого решены? История научных исследований показывает, что это маловероятно. Однако представить себе традиционный детектор с рабочей площадью  $\approx 10^7$  км<sup>2</sup> невозможно. По-видимому, дальнейшее расширение энергетического диапазона экспериментальных установок будет связано с развитием метода детектирования КЛ по радиочастотному компоненту излучения электрон-фотонного каскада в конденсированной среде. Впервые идея радиодетектирования была высказана приблизительно 40 лет назад [6] и заключалась в следующем. Электрон-фотонный каскад в атмосфере Земли (так называемый широкий атмосферный ливень) сопровождается черенковским когерентным излучением, испускаемым избыточными электронами. Максимум спектральной интенсивности приходится на метровый диапазон длин волн. Согласно теоретическим оценкам интенсивность радиоэмиссии вполне достаточна для надежной регистрации поля излучения. Разработка метода радиодетектирования связывалась с возможностью использования всего лишь нескольких антенн предельно простой конструкции вместо большого количества сцинтилляционных счетчиков. Это позволило бы расширить энергетический диапазон без особых проблем, обусловленных необходимостью иметь дело с длинными линиями коммуникаций, трудоемкой профилактикой компонентов детектора и, возможно, сложностью анализа полученных сигналов.

Однако последовавшие за этим опытные исследования механизма излучения и возможности реализации детектора не подтвердили состоятельность идеи о замене традиционных методов детектирования. Можно назвать несколько основных причин, связанных с этим обстоятельством:

1) незначительное превышение амплитуды сигнала над космическими радиопомехами;

2) узкая пространственная диаграмма излучения с угловым размером порядка нескольких градусов. Этот факт практически исключал возможность ограничиться несколькими антеннами на большой площади;

3) предсказываемый теорией пропорциональный рост сигнала с увеличением энергии ливня не установлен. Особенно сильное расхождение имеет место для высоких энергий ливня.

К этому можно добавить, что механизм излучения, предложенный в [6, 7] нередко вызывал сомнение. Более того, совсем странным представлялось экспериментально обнаруженное превышение на несколько порядков интенсивности излучения на низких частотах над ранее найденными теоретическими оценками.

Не имея возможности обсуждать эти проблемы более подробно, отметим главное. По-видимому, идея о замене традиционных детекторов новыми была не до конца понята. Хорошо известно, что ионизационные и сцинтилляционные детекторы прекрасно справляются со своими задачами вплоть до энергий порядка  $10^{19}$  эВ. Вероятно, следовало бы значительно больше внимания уделить изучению механизма радиоэмиссии на средних и низких частотах (0,1–1 МГц).

Согласно законам классической электродинамики нельзя сформировать направленное излучение, если его длина волны больше размеров источника. Широкая диаграмма направленности излучения — одно из главных условий для применения метода радиодетектирования космических лучей очень высоких энергий ( $W_0 > 10^{20}$  эВ). Возможно, именно поэтому после практически полного прекращения исследований в области метровых волн значительно вырос интерес к происхождению низкочастотной радиоэмиссии.

К сожалению, результаты измерений в большинстве проводимых опытов нельзя считать соответствующими поставленной задаче. Чаще всего это обусловлено использованием проводников различной формы как "антенн" для ближней зоны ( $R_0 \ll \lambda$ ). Как правило, они подключались к высокоомному входу усилителя и нередко без всяких избирательных систем. Очевидно, что в этом случае амплитуда сигнала на выходе усилителя характеризует потенциал кулоновского поля избыточных электронов ливня и практически не связана с полем излучения.

Радиоэмиссия широкого атмосферного ливня в поле грозового облака является одним из доминирующих механизмов в области средних частот. Однако из-за нестабильности поля этот механизм не рассматривается для детектирования космических лучей. Гораздо больший интерес вызвала идея о возможности радиоэмиссии ливня, обусловленной механизмом переходного излучения избыточными электронами. Известно, что заряженная частица с высокой энергией ( $\gamma \gg 1$ ), пересекая границу раздела вакуум–проводник, излучает назад. При этом практически вся энергия сосредоточена в угле  $\sim \gamma^{-1}$ . Однако воспользоваться этим свойством для детектирования космических лучей не представляется возможным и, прежде всего, по техническим причинам. Нетрудно убедиться (см., например, [8] с. 179), что некоторая доля излучения направлена и в плоскости границы раздела. Очевидно, что в этом случае условием квазикогерентности радиоизлучения широкого атмосферного ливня,

вызванного столкновением избыточных электронов с поверхностью Земли, является неравенство  $\lambda > 2d$ , где  $d$  — поперечный размер ливня. Поляризация электромагнитных волн при этом будет вертикальной. Если энергия ливня велика, то поле излучения, как показывают расчеты, может оказаться достаточным для регистрации радиоимпульса.

До настоящего времени рассматривалась радиоэмиссия, вызванная избыточными электронами, число которых по оценкам [6] составляет 10 % от максимального числа частиц, т.е.  $\sim 0,1N_0$ . На основании проведенных расчетов автор настоящей работы считает, что существует более эффективный механизм радиоэмиссии ливня, связанный с переходным излучением [9]. Известно, что движение ливневого диска в магнитном поле Земли вызывает его поляризацию. Расчет показывает, что центры противоположно заряженных дисков оказываются вследствие этого на расстоянии приблизительно 50 м один от другого. При среднем квадратичном радиусе ливня 70–100 м эффективность механизма переходного излучения от образовавшегося таким образом электрического диполя почти на порядок выше, чем от избыточных электронов. Учет этого факта должен оказать стимулирующее действие на интенсификацию экспериментального исследования этого феномена.

Однако наиболее подходящим для целей детектирования космических лучей очень высокой энергии, по-видимому, является механизм радиоэмиссии, связанный с тормозным излучением  $\delta$ -электронов ливня. Авторы [10–12] детально рассчитали поле излучения тока  $\delta$ -электронов для дальней зоны и нашли, что его эффективность наиболее полно может быть использована для ливня в конденсированных средах. При этом излучение будет квазикогерентным. Для рассматриваемого механизма излучения током  $\delta$ -электронов это означает, что всегда существует область частот  $0 < \nu < \nu_0$ , для которой фазы электромагнитных волн всех источников (т.е.  $\delta$ -электронов) различаются не более чем на  $\pi$ . В этом случае они дают положительный вклад в первый полупериод колебательного контура радиоприемника, если частота его настройки отвечает условию  $\lambda > 2L$ . Другими словами, квазикогерентное излучение (радиоприем) реализуется в том случае, если длина исследуемых волн  $\lambda$  как минимум вдвое превышает эффективную длину ливня  $L$ .

Оценки показывают, что вблизи Земли напряженность поля, вызванного электрон-фотонным каскадом от частицы с энергией  $W_0 > 10^{23}$  эВ на поверхности Луны, имеет величину  $\sim 0,5$  мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup> [13–15]. Продольный размер каскада на Луне составляет около 5–10 м (здесь пока не обсуждается возможное возмущение эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала (ЛПМ)). Это соответствует ширине активной полосы спектра когерентного излучения (т.е. при выполнении условия  $\lambda > 2L$ ) приблизительно от 25 до 50 МГц. Для регистрации этого сигнала подходит телескоп УТР-2 (г. Харьков). Превышение амплитуды радиосигнала над космическими радиошумами составляет при этом два-три порядка [14].

Проведение этого эксперимента не потребует значительных материальных вложений. Полученная при этом информация не исчерпывается фактом регистрации частицы, а, как показано далее, оказывается значительно большей. Но самое главное, что в случае положи-

тельного результата эксперимента открываются перспективы для вывода радиодетектора космических лучей на орбиту Луны, при этом диапазон энергий, доступных для регистрации, расширится и станет равным приблизительно  $10^{21} - 10^{23}$  эВ.

## 2. О механизмах радиоэмиссии широких атмосферных ливней

### 2.1. Механизм когерентного черенковского излучения

Идея использования для детектирования космических лучей радиоэмиссии, сопровождающей широкий атмосферный ливень, приобрела реальные очертания после публикации [6], в которой автор получил теоретическую оценку величины избыточного отрицательного заряда электрон-фотонного ливня в газообразной или конденсированной среде. Избыток электронов, согласно [6], есть следствие аннигиляции позитронов ливня и вовлечения в лавину комптон- и  $\delta$ -электронов. Избыток электронов со средней энергией  $\sim 10^8$  эВ может достигать, по мнению автора [6], 10 % от общего числа частиц в ливне. При большом их числе когерентное излучение избыточного отрицательного заряда может достичь высокой интенсивности.

Рассмотрим это более подробно. Напомним сначала общую картину развития широкого атмосферного ливня. Первичная частица очень большой энергии (чаще — протон, реже — более тяжелое ядро), проникая в атмосферу Земли, вызывает цепь ядерных взаимодействий, в результате которых рождаются протоны, нейтроны и  $\pi$ -мезоны, в свою очередь, вызывающие новые ядерные взаимодействия. Эти частицы образуют узкий пучок, называемый стволом ливня. На уровне моря диаметр ствола не превышает нескольких метров.

В каждом ядерном взаимодействии определенная доля энергии расходуется на образование нейтральных  $\pi$ -мезонов, которые быстро распадаются на высокоэнергичные фотоны. Эти фотоны, появляющиеся в стволе ливня, дают начало электрон-фотонным каскадам (лавинам), в результате чего возникает большое число позитронов и электронов. Из-за многократного рассеяния в атмосфере эти ливневые частицы отклоняются в сторону от ствола. Такое рассеяние представляет собой постепенное накопление большого числа отклонений на малые углы, которые испытывает заряженная частица со стороны поля атомных ядер. За время движения ливня в атмосфере электроны и позитроны отходят от ствола на несколько сот метров. В максимуме развития ливня подавляющее число этих частиц имеют энергию порядка  $10^8$  эВ и их скорость выше скорости электромагнитных волн в атмосфере. Поэтому такой рой частиц, в котором количество электронов и позитронов составляет около 95–98 % от общего числа, имеет форму почти плоского диска радиусом около 100 м. На площади такого диска находится около половины всех частиц.

Позитроны и электроны рождаются в одинаковом количестве. Однако сталкиваясь с электронами атомов окружающей среды, позитроны аннигилируют, и в целом ливень не является нейтральным, поскольку в нем имеется значительная доля избыточных электронов. Кроме этого, образование комптоновских электронов и  $\delta$ -электронов также способствует увеличению числа

избыточных электронов в лавине.  $\delta$ -электроны образуются при столкновении частиц ливня с атомами среды, в которой распространяется ливень, т.е. являются результатом ионизационных потерь частиц, которые имеют высокую энергию. Если рассматривать образовавшиеся таким образом электроны начиная с энергии, например, 1 кэВ и выше, то их число в ливне будет на несколько порядков больше, чем количество основных электронов лавины, и, как показывают оценки (см. раздел 2.5), интенсивность радиоэмиссии, обусловленной их торможением, может быть очень высокой для определенного диапазона радиочастот.

Известно, что система из  $n(t)$  частиц, каждая из которых в силу некоторых причин, имеющих вероятностный характер (например, как при распаде ядер), переходит в другое состояние (т.е. выбывает из рассматриваемой системы частиц), описывается кинетическим уравнением

$$dn = -\lambda n dt, \quad (2.1.1)$$

а его решение

$$n = n_0 \exp(-\lambda t)$$

дает число частиц, оставшихся в системе к моменту времени  $t$ , если при  $t = 0$  система состояла из  $n_0$  частиц. Известно также, что величина  $\lambda$  численно равна вероятности выбывания (распада) частицы из системы, а обратная величина  $\tau = 1/\lambda$  равна времени, за которое число частиц в системе изменится в  $e$  раз. Поэтому величина  $\tau$  называется временем жизни частицы. Если в этой системе существует некоторый механизм рождения таких же частиц, то баланс (2.1.1) должен записываться в виде

$$dn = \Phi(t) dt - \lambda n dt, \quad (2.1.2)$$

где  $\Phi(t)$  — функция рождения, численно равная для каждого момента числу частиц, рождающихся за единицу времени.

Электрон-фотонная лавина в произвольный момент времени состоит из  $n_- = n_-(t)$  электронов и  $n_+ = n_+(t)$  позитронов. Любая из этих частиц имеет одинаковый механизм рождения, описываемый некоторой функцией  $\Phi(t)$ . Время жизни позитронов  $\tau_+$  и электронов  $\tau_-$  — это отрезок времени от момента рождения заряженной частицы до момента потери энергии на образование  $\gamma$ -кванта (т.е. момента выбывания из системы). Скорость выбывания этих частиц из лавины могла быть одинаковой, если бы не существовал еще один канал уничтожения позитронов. В отличие от электронов позитрон может аннигилировать при столкновении с электроном атомов среды, в которой распространяется лавина. Поэтому для вероятностей выбывания частиц из лавины можно записать равенство

$$\frac{1}{\tau_+} = \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_a}, \quad (2.1.3)$$

где  $1/\tau_a$  — вероятность аннигиляции позитрона. Тогда уравнение типа (2.1.2) для двух независимых компонентов системы, состоящей из электронов и позитронов, принимает вид

$$\dot{n}_- = \Phi(t) - \frac{n_-}{\tau_-} + \dot{n}_{\delta,k}, \quad \dot{n}_+ = \Phi(t) - \frac{n_+}{\tau_+}, \quad (2.1.4)$$

где  $\dot{n}_{\delta,k}$  — число комптон- и  $\delta$ -электронов с энергиями  $\sim 10^8$  эВ, образуемых частицами ливня и квантами в единицу времени. В дальнейшем ввиду малой эффективности такого механизма в процессе пополнения числа избыточных электронов автор [6] пренебрегает этим слагаемым.

Произведя вычитание в (2.1.4), получим уравнение для избытка частиц  $v = n_- - n_+$ :

$$\dot{v} + \frac{v}{\tau_-} = \frac{n_+}{\tau_a} + \dot{n}_{\delta,k} \approx \frac{n_+}{\tau_a}. \quad (2.1.5)$$

С учетом сказанного естественно предположить, что правая часть (2.1.5) экспоненциально зависит от времени, т.е.  $n_+/\tau_a \approx A \exp(t/T_+)$ , где  $T_+$  — характерное время нарастания числа аннигилирующих позитронов. Тогда решением (2.1.5) будет зависимость

$$v \approx C^{-t/\tau_-} + \frac{A \exp(t/T_+)}{1/T_+ + 1/\tau_-} \approx \frac{n_+}{\tau_a(1/T_+ + 1/\tau_-)} \quad \text{при } t \gg \tau_-.$$

Из общих соображений понятно, что характерное время нарастания  $T_+$  числа аннигилирующих позитронов пропорционально величине  $\tau_-$ , и поэтому приближенно можно записать  $v \sim n_+ \tau/\tau_a$ . Радиационная единица длины — это путь, проходимый электроном до того, как его энергия, расходуемая, в основном, на излучение, уменьшится в  $e$  раз, поэтому  $\tau \approx l_{\text{rad}}/c$ . Согласно определению эффективного сечения взаимодействия, вероятность  $1/\tau_a \approx 1/N_e \sigma_a c$ , где сечение аннигиляции [16]

$$\sigma_a \approx \pi r_0^2 \frac{mc^2}{E_+} \ln \frac{2E_+}{mc^2}.$$

Известно [17], что единица радиационной длины выражается как  $l_{\text{rad}} = 137/4Z N_e r_0^2 \ln(183/Z^{1/3})$ . Поэтому будем иметь отношение

$$\frac{\tau}{\tau_a} \approx \frac{137}{4Z} \frac{mc^2}{E_+} \frac{\ln(2E_+/mc^2)}{\ln(183Z^{1/3})}, \quad (2.1.6)$$

которое не зависит от плотности среды, а зависит только от ее атомного номера и энергии частиц. Легко убедиться, что для  $Z = 10$  при средней энергии частиц в максимуме ливня  $E \approx 10^8$  эВ отношение (2.1.6) приблизительно равно 0,1. Найдем величину э.д.с. на клеммах полуволнового диполя, наводимой характерным ливнем с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ. Согласно [6] мощность, излучаемая при движении зарядов, равна  $P = J_\omega \Delta\omega = (Le^2 c^2 v^2 \sin^2 \alpha / 4\pi \epsilon_0 \tau c^2) \omega \Delta\omega \approx 0,3 \times 10^{-6}$  Вт при  $v = 0,1 N_0 = 10^7$  и  $\Delta\omega \approx 0,1 \omega \approx 2 \times 10^7 \text{ с}^{-1}$  ( $\lambda = 10$  м). Для частиц с лоренц-фактором  $\gamma \sim 200$  черенковский угол  $\alpha = 0,024$  (см. раздел 2.2) и когерентная длина  $L \sim 1$  км. Ливень с такой энергией достигает максимума на высоте  $\sim 3$  км. Поэтому диаметр области на поверхности Земли, облученной ливнем, равен  $d = 150$  м. Если антенной является полуволновый диполь, то его эффективная площадь  $A = D_0 \lambda^2 / 4\pi \approx 13 \text{ м}^2$ , где  $D_0 = 1,64$  — максимальное значение коэффициента направленного действия, а мощность, приходящаяся на эту площадь, составляет величину  $P_1 = 4AP/\pi d^2 = 2 \times 10^{-10}$  Вт. Амплитуда сигнала на клеммах антенны  $U_s = \sqrt{P_1 R} \approx 120$  мкВ. Интересно сравнить энергетические потоки, отнесенные к единице частоты, от ливня и от небесной сферы (космические радиопоток). Для ливня — это величина,

равная  $4P/\pi d^2 \Delta\nu = 500 \times 10^{-20} \text{ Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ . Для космических радиопомех соответствующая величина равна [18]

$$J_v = 3 \times 10^{-40} T \nu^2 \text{ Вт (м}^2 \text{ Гц ср)}^{-1} \approx \\ \approx 2 \times 10^{-20} \text{ Вт (м}^2 \text{ Гц ср)}^{-1},$$

где  $T \sim 10^4 \text{ К}$  — эффективная температура небесной сферы на частоте 30 МГц. Это значит, что полезный сигнал приблизительно в 16 раз больше, чем сигнал от радиопомех.

В радиочастотном диапазоне длин волн нескомпенсированный в ливне заряд может на порядок повысить интенсивность черенковского, тормозного или других видов излучения. Это связано с тем обстоятельством, что в этой области электромагнитных волн интенсивность излучения пропорциональна квадрату частоты  $\nu^2$  и числу частиц в ливне.

Размер области распространения ливня определяется плотностью среды. В воздухе поперечные размеры ливня составляют примерно 100 м, а длины излучаемых волн для такого механизма радиоэмиссии — несколько метров. В плотных средах когерентное радиоизлучение лежит в диапазоне длин волн 1–100 см, и поэтому наиболее существенна интенсивность черенковского излучения.

Этот факт может быть использован для регистрации космических частиц высокой проникающей способности, например  $\mu$ -мезонов. Экспериментально было обнаружено наличие обширных подземных зон, в которых радиоволны могут распространяться на значительное расстояние. Кроме этого, известно, что поверхностный слой Земли полностью экранирует внутренние зоны от внешних электромагнитных помех. Поэтому такие подземные области очень удобны для наблюдения радиоимпульсов, сопровождающих каскадные ливни от сильно проникающих частиц.

Результаты исследования радиоэмиссии ШАЛ в период, предшествующий публикации [6], почти не оставляли надежды на практическое применение метода радиодетектирования. И связано это было, главным образом, с отсутствием оснований для рассмотрения модели когерентной радиоэмиссии. Потому работа [6] с этой точки зрения стала сильным стимулирующим фактором. Более того, она содержала указания на другие возможные механизмы когерентного излучения: механизм, вызванный поляризацией ливня в магнитном поле Земли, и механизм переходного радиоизлучения избыточными электронами при пересечении ими границы воздух–земля. Кроме того, было впервые обращено внимание на возможность использования поверхности Луны как рабочей площади детектора. Однако понадобилось еще несколько лет для осознания этих выводов. И только в 1965 г. появились публикации с результатами теоретических и экспериментальных исследований.

Численные оценки интенсивности черенковского механизма радиоэмиссии широкого атмосферного ливня были получены в работе [19], которая фактически являлась продолжением [6]. В расчетах автор использовал модель ливня, согласно которой избыточные электроны равномерно распределены по ливневому диску с эффективным радиусом около 30 м, что соответствует частоте максимума излучения в области  $\nu = 50 \text{ МГц}$ . Толщина диска намного меньше его диаметра, поэтому

при движении в атмосфере со скоростью, превышающей скорость распространения электромагнитных волн, избыточные электроны ливня вызывают когерентное черенковское излучение. Согласно [19] угловой размер главного максимума пространственной диаграммы излучения приблизительно равен  $3 \times 10^{-2} \text{ ср}$ , что соответствует облучаемой площади на поверхности Земли около  $10^5 \text{ м}^2$ . Для числа частиц в ливне  $N_0 = 10^{10}$  и интервала частот  $\Delta\nu = 10^{-2} \nu$  мощность радиоимпульса, по оценкам [19], составит  $\sim 10^{-3} \text{ Вт}$ .

## 2.2. Геомагнитные механизмы излучения

Обновление частиц в электрон-фотонной лавине происходит за время, приблизительно равное отношению радиационной единицы длины  $t_0$  к скорости  $c \approx 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$ . Поскольку для нормальной атмосферы  $t_0 \approx 300 \text{ м}$ , то среднее время "жизни" частицы, т.е. время, в течение которого ее энергия уменьшается в  $e$  раз, составляет величину  $\tau = t_0/c = 10^{-6} \text{ с}$ . Кроме воздействия со стороны нейтральных атомов атмосферы, приводящего к рассеянию частиц и образованию ливневого диска, на заряженные частицы широкого атмосферного ливня действует магнитное поле Земли. Это накладывает на независимое от заряда поперечное перемещение частиц направленное движение, перпендикулярное и к оси ливня, и к магнитному полю, причем электроны и позитроны движутся по взаимно противоположным направлениям. Такое явление имеет формальное сходство с поведением свободных электронов в проводнике при создании в нем постоянной разности потенциалов. В обоих случаях такое направленное движение частиц представляет собой электрический ток, значение которого определяется величиной заряда, прошедшего через условную площадь поперечного сечения.

Такой поперечный ток в ливне можно рассматривать как причину поляризации нейтрального в целом диска. При движении в магнитном поле диск позитронов и диск электронов раздвигаются во взаимно противоположных направлениях, образуя электрический диполь, направление которого совпадает с направлением поперечного тока. На том участке движения ливня, где число частиц близко к максимальному, можно считать, что в поперечном направлении имеет место динамическое квазиравновесие, при котором число рождающихся в стволе частиц равно числу частиц, выбывающих из ливня. Поэтому широкий атмосферный ливень можно уподобить движущемуся квазистатическому диполю, в котором поперечный ток поддерживает дипольный момент.

Известно, что если угол между направлением магнитного поля  $\mathbf{H}$  и осью ливня равен  $\beta$ , то поперечная составляющая ускорения заряженных частиц, движущихся в магнитном поле со скоростью, близкой к скорости света в вакууме, равна  $eH \sin \beta / \gamma m_0$  (в этом разделе везде использована система СГС), где  $m_0$  — масса покоя частицы, а  $\gamma$  — лоренц-фактор, равный для электронов (и позитронов) ливня приблизительно 200. Поперечное смещение заряженных частиц одного знака  $\Delta = (1/\gamma m_0) e H \tau^2 \sin \beta$ , а дипольный электрический момент, вызванный смещением дисков,  $M = (1/\gamma m_0) \times e^2 N H \tau^2 \sin \beta$ , где  $Ne$  — заряд одного из дисков.

Таким образом, в модели геомагнитного механизма радиоэмиссии [7] распространение широкого атмосферного ливня сопровождается следующими процессами, приводящими к излучению:

а) появлением избыточного заряда величиной  $Q = 0,1q = 0,1Ne$ ;

б) продольным движением квазистатического диполя со скоростью, превышающей скорость электромагнитных волн в атмосфере Земли;

в) таким же движением продольного тока, поддерживающего поляризацию диска.

В работе [5] сравниваются интенсивности излучения, соответствующие этим механизмам. Решение каждой из этих задач находится с помощью уравнений Максвелла для потенциалов (см., например, [20])

$$\Delta\varphi(\mathbf{r}, t) - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \rho(\mathbf{r}, t), \quad (2.2.1)$$

где  $\rho(\mathbf{r}, t)$  — объемная плотность зарядов,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $c = 3 \times 10^{10}$  см с<sup>-1</sup> — скорость электромагнитных волн в вакууме. Направим ось  $Ox$  вдоль оси ливня и электрический дипольный момент вдоль оси  $Oz$ . Для упрощения физической модели будем считать, что диск ливня — бесконечно тонкая плоскость, по которой распределены избыточные заряды с плотностью  $\sigma = \sigma(y, z)$ . Используя свойства  $\delta$ -функции, объемную плотность запишем в виде

$$\rho(x, y, z, t) = \sigma(y, z) \delta(x - ut),$$

где  $u$  — продольная скорость диска.

Уравнение (2.2.1) можно упростить, если исключить время и рассмотреть уравнения для амплитуд фурье-разложения этих величин:

$$\delta(x - ut) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[ik(x - ut)] dk, \quad (2.2.2)$$

$$\varphi(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k, y, z) \exp[ik(x - ut)] dk, \quad (2.2.3)$$

где  $k = 2\pi f/u$  — волновое число.

При подстановке разложений (2.2.2) и (2.2.3) в (2.2.1) получим

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + k^2 \tan^2 \alpha \Phi(y, z, k) = -2\sigma(y, z), \quad (2.2.4)$$

если учтем, что скорость  $c'$  электромагнитных волн в атмосфере с показателем преломления  $n$  равна  $c/n$  и связь с черенковским углом выражается формулой  $\cos \alpha = c'/u$ . Кроме этого нужно иметь в виду тот факт, что при такой подстановке уравнение (2.2.1) превращается в тождество.

Для дальнейшего упрощения модели авторы [7] допустили, что избыточный заряд ливня  $Q = 0,1Ne$  равномерно распределен по бесконечно тонкому кольцу радиусом  $a$ . В этом случае можно снова воспользоваться свойствами  $\delta$ -функции для выражения поверхностной плотности заряда  $\sigma(y, z)$  в уравнении (2.2.4). В цилиндрических координатах правильно выбранное выражение для  $\sigma(r)$  должно удовлетворять равенству:

$$Q = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} C \delta(r - a) r dr,$$

откуда  $C = Q/2\pi a$  и  $\sigma(r) = (Q/2\pi a) \delta(r - a)$ . Уравнение (2.2.4) в цилиндрических координатах теперь будет иметь вид

$$\frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + k^2 \tan^2 \alpha \Phi(k, r) = -\frac{Q}{\pi a} \delta(r - a). \quad (2.2.5)$$

Решением этого уравнения для области  $r > a$  является функция

$$\Phi_s = \frac{1}{2} iQJ_0(k\alpha a) H_0^{(1)}(k\alpha r), \quad (2.2.6)$$

и радиальная составляющая напряженности поля для единичного интервала волновых векторов

$$E_s = -\frac{d\Phi_s}{dr} = -\frac{1}{2} i k \alpha Q J_0(k\alpha a) H_0^{(1)'}(k\alpha r), \quad (2.2.7)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка, а  $H_0^{(1)}$  — первая функция Ханкеля нулевого порядка. В области  $r < a$  волны являются стоячими.

Поле, вызванное квазистатическим диполем, находится как суперпозиция полей (2.2.6), создаваемых дисками с зарядом  $q = Ne$ . Так как расстояние между дисками  $\Delta$  равно приблизительно 10 м, т.е. намного меньше размеров системы, то потенциал результирующего поля определяется выражением

$$\begin{aligned} \Phi_p(r, \theta) &= \Phi_s(r - \Delta \cos \theta) - \Phi_s(r) = \\ &= -\frac{1}{2} i q \Delta \cos \theta k \alpha J_0(k\alpha a) H_0^{(1)'}(k\alpha r), \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

где  $\theta$  — угол между осью  $Oz$  и направлением наблюдения. В этом случае напряженность поля кроме радиальной имеет азимутальную составляющую:

$$\begin{aligned} E_p^{(r)} &= \frac{iM \cos \theta}{2} k^2 \alpha^2 J_0(k\alpha a) H_0^{(1)''}(k\alpha r) \quad (r > a), \\ E_p^{(\theta)} &= -\frac{iM \sin \theta}{2r} k \alpha J_0(k\alpha a) H_0^{(1)'}(k\alpha r) \quad (r > a), \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

где  $M = q\Delta$ .

Поле, вызванное током заряженных частиц, описывается уравнением Максвелла для векторного потенциала:

$$\Delta \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}(\mathbf{r}), \quad (2.2.10)$$

где  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал поля,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $c = 3 \times 10^{10}$  см с<sup>-1</sup> — скорость электромагнитных волн в вакууме и  $\varepsilon$  — проницаемость среды. Плотность тока  $\mathbf{j}$  создается всеми элементами кольца с зарядом  $q = Ne$ . Известно, что плотность тока, вызванная движением точечного заряда  $dq$  со скоростью  $\mathbf{v}$ , выражается с помощью  $\delta$ -функции как

$$d\mathbf{j} = dq \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0),$$

где  $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}_0(t)$  — траектория движения, а  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор любой точки пространства. По смыслу  $\delta$ -функции должно иметь место равенство

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) = \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0),$$

поэтому в уравнении Максвелла для векторного потенциала  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ , наводимого движением, например, отрицательного заряда ливня  $q_-$  в магнитном поле Земли, плотность тока может быть записана в виде

$$\mathbf{j}_- = q_-(\mathbf{u} + \mathbf{v}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0),$$

где  $\mathbf{u}$  — продольная скорость, а  $\mathbf{v}$  — поперечная скорость.

В рамках модели, рассматриваемой авторами [7],  $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}|$ . Однако электроны и позитроны в продольном направлении движутся в одну сторону, и эта составляющая тока равна нулю (в модели излучения считается, что диски имеют одинаковые, но противоположные по знаку заряды). В поперечном направлении электроны и позитроны движутся в разные стороны и суммарный ток будет в 2 раза больше, чем от частиц одного знака. Если выбрать цилиндрическую систему координат, то каждый заряженный элемент одного из колец  $dq = q d(\theta a)/2\pi a$ , где  $\theta$  — азимутальный угол, создает плотность тока

$$d\mathbf{j} = \frac{q\mathbf{v}}{2\pi a} d(\theta a) \delta(r-a) \delta(x-ut) \delta(\theta a).$$

После суммирования по всем элементам кольца получим

$$\mathbf{j} = \frac{q\mathbf{v}}{2\pi a} \delta(r-a) \delta(x-ut). \quad (2.2.11)$$

Такая запись показывает, что плотность тока отлична от нуля только на узком интервале  $\Delta \rightarrow 0$  и направление тока совпадает с направлением оси  $Oz$ . Одновременно с этим частицы движутся вдоль оси ливня со скоростью  $\mathbf{u}$ . Поэтому векторный потенциал имеет одну составляющую и уравнение (2.2.10) с правой частью (2.2.11) решается аналогично рассмотренному выше случаю для потенциала  $\Phi(y, z, k)$ . Для векторного потенциала в области  $r > a$  имеем

$$A = \frac{iq\Delta}{2c\tau} J_0(k\alpha a) H_0^{(1)}(kar)$$

и для радиальной составляющей напряженности поля

$$E_r^{(r)} = -\frac{kq\Delta}{2c\tau} \cos\theta J_0(k\alpha a) H_0^{(1)}(kar). \quad (2.2.12)$$

Согласно выражениям (2.2.12), (2.2.9) и (2.2.7) для напряженности поля, вызванного соответствующими механизмами радиоэмиссии: дипольного тока, квазистатического диполя и избыточного заряда ливня, для первой пары отношение напряженностей составляет величину

$$\left| \frac{E_r^{(r)}}{E_p^{(r)}} \right| = \frac{1}{kc\tau\alpha^2} = 11 : 2,$$

если  $k = 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ,  $\tau = 10^{-6} \text{ с}$ ,  $\alpha = 0,024$ ,  $c = 3 \times 10^{10} \text{ см с}^{-1}$ . Для двух последних механизмов

$$\frac{E_p^{(r)}}{E_s^{(r)}} = \left( \frac{Q}{q} \right) : \left( \frac{\Delta}{r} \right) = r \times 10^{-4},$$

если считать, что  $Q/q = 0,1$ ,  $\Delta = 10^3 \text{ см}$  и  $\cos\theta \sim 1$ . Это значит, что дипольный механизм будет доминировать, когда  $r < 100 \text{ м}$ . Из приведенных оценок следует, что в области  $r > a$  механизмы излучения дипольного тока намного эффективнее, чем остальные механизмы. Авторами [7] сделан сравнительный анализ эффективности механизмов и для области  $r < a$ . Они нашли, что механизм, соответствующий току диполя, и в этой области остается доминирующим, за исключением небольшой зоны в центре с радиусом около 17 м.

Энергия, излучаемая ливнем на единицу площади в единичном интервале частот на расстоянии  $r$  от наблю-

дателя, находится согласно теореме Парсевалья:

$$\frac{\pi}{c} EE^* = \frac{\pi k^2 \Delta^2 q^2}{4c^3 \tau^2} J_0^2(k\alpha a) |H_0^{(1)}(kar)|^2.$$

Все приведенные выше оценки сделаны авторами [7] для ливня, число частиц в котором не изменяется в процессе движения и плотность тока остается постоянной. Для приближения к действительности было допущено, что плотность тока в ливне изменяется с глубиной по закону  $j = j_0 \exp(-\lambda x)$ . Для разумно выбранных величин  $\lambda \ll 3 \times 10^{-6} \text{ см}^{-1}$  результаты оценок не претерпевают радикальных изменений.

### 2.3. Геоэлектрические механизмы излучения

Причиной радиоэмиссии может быть ускоренное движение в электростатическом поле Земли, напряженность которого вблизи поверхности при ясной погоде составляет около  $100 \text{ В м}^{-1}$ , постепенно понижаясь до  $1 \text{ В м}^{-1}$  на высоте 20 км. Авторы [21–23] рассматривают три случая, которые приводят к радиоэмиссии из широкого атмосферного ливня в статическом поле.

1. Поперечное разделение быстрых частиц ливня (с энергией до  $10^8 \text{ эВ}$ ) под воздействием компонента поля, перпендикулярного направлению движения (т.е. только для наклонных и горизонтальных ливней). Этот случай аналогичен эффекту геомагнитного разделения зарядов ливня [7]. Электрическое поле инициирует разделение зарядов на расстояние

$$\Delta_{TE} = \frac{eE_T}{\gamma m_0} \tau^2,$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\gamma$  — лоренц-фактор,  $m_0$  — масса покоя электрона,  $E_T$  — компонент поля, перпендикулярный направлению движения ливня,  $\tau$  — время, в течение которого частица растрчивает свою энергию, т.е.  $\tau \approx 10^{-6} \text{ с}$  вблизи уровня моря, и  $c$  — скорость света. Нетрудно найти, что величина  $\Delta_{TE}$  будет того же порядка, что и в случае магнитного разделения зарядов, если  $E_T \sim H_T c$ . При  $H_T \sim 0,2 \text{ Э}$   $E_T$  должно быть около  $6 \text{ кВ м}^{-1}$ . Поэтому при нормальных условиях эффект разделения зарядов под действием геоэлектрического поля должен быть незначителен.

2. Продольное разделение быстрых частиц под действием компонента поля  $E_p$ , параллельного направлению распространения ливня, характеризуется смещением  $\Delta_{pE}$ , не имеющим аналогий с магнитным полем:

$$\Delta_{pE} = \frac{eE_p}{\gamma^3 m_0} \tau^2.$$

Пренебрегая избытком отрицательного заряда, ливень можно аппроксимировать множеством электрических диполей, оси которых ориентированы вдоль геоэлектрического поля  $E_p$ . Он имеет форму диска радиусом около 70 м на уровне моря и толщиной  $\sim 2 \text{ м}$ . Для диапазона длин волн, значительно большего, чем толщина диска, черенковское излучение будет квазикогерентным. Этот эффект, однако, пренебрежимо мал, поскольку  $\Delta_{pE}^2 \ll \lambda^2$ .

3. Движение медленных (ионизационных) электронов, т.е. тех, которые из-за недостатка энергии не способны ионизовать атомы воздуха. После термализации при упругих соударениях они движутся в направле-

нии внешнего поля и через время  $\sim 10^{-7}$  с захватываются преимущественно молекулами кислорода [23–25].

Ускорение быстрых электронов в поперечном направлении пропорционально  $\gamma^{-1}$ , а в продольном —  $\gamma^{-3}$ . Для быстрых частиц ливня  $\gamma \approx 200$ , поэтому генерация излучения в первом случае более эффективна. Однако для достижения эффективности, сравнимой с эффективностью геомагнитного или черенковского механизма, необходима напряженность статического поля, по оценкам авторов [22], около  $6 \times 10^3$  В м<sup>-1</sup>, что может иметь место только при нестабильных погодных условиях. Анализ третьего случая привел к выводу о возможности значительного вклада в излучение для горизонтальных ливней, сравнимого с вкладом избыточных электронов.

#### 2.4. Радиоэмиссия, вызванная ионизационными электронами в поле атмосферного электричества

Радиоэмиссия, вызванная ускорением ионизационных электронов в поле грозового облака, рассмотрена в [24]. Автор [24] приходит к выводу о возможности реализации механизма излучения, подобного черенковскому, при котором источник имеет скорость, намного меньшую скорости электромагнитных волн. Суть явления в этом случае заключается в заранее известной "программе включения" излучателей — ионизационных электронов. Излучатели начинают действовать в момент прихода ливневого диска, скорость которого превышает скорость распространения поля в среде. Однако детальное рассмотрение показывает, что такое излучение, по мнению автора, принципиально не отличается от черенковского.

Для расчета поля излучения в работе [24] рассматривается ток ионизационных электронов, промодулированный каскадной функцией ливня:

$$j = j_0 \exp \left[ \frac{\eta v}{c'} (x - c't) - b|x| \right],$$

где  $\eta v$  — некоторая кинематическая характеристика атмосферы, слабо зависящая от дрейфовой скорости  $v$  и отношения  $E_p/p$  напряженности электростатического поля к атмосферному давлению на данной высоте,  $c'$  — скорость распространения ливня,  $b$  — константа, характеризующая степень модуляции тока в зависимости от высоты.

В этой модели для упрощения расчетов поперечный размер ливня считается бесконечно малым. Посредством стандартной процедуры разложения тока ионизационных электронов по фурье-компонентам автор [24] нашел спектральные компоненты напряженности поля излучения. В настоящей работе нет места для иллюстрации громоздких формул и выражений, выводимых в [24], поэтому ограничимся только кратким рассмотрением результатов. В таблице 1 представлены абсолютные значения векторов Пойнтинга для некоторых частот.

Напряженность поля излучения, вызванного ускорением ионизационных электронов, может быть значительной только в геоэлектрическом поле напряженностью  $\sim 10^6$  В м<sup>-1</sup>. Такой вывод сделан и в работах [23, 25], где получены оценки поля для этого механизма в спектральном интервале 10 кГц–10 МГц. В [25] проведен сравнительный анализ рассчитанной напряженности поля и экспериментально полученной для частотного диапазона 100 кГц–6 МГц, при этом автор приходит к

Таблица 1

| $E_p/p$ ,<br>(В м <sup>-1</sup> ) мм <sup>-1</sup> | $\beta$ | Вектор Пойнтинга для частот |                       |                       |                       |
|----------------------------------------------------|---------|-----------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
|                                                    |         | 100 кГц                     | 500 кГц               | 2,5 МГц               | 12,5 МГц              |
| $0,4 \times 10^2$                                  | 0,01    | $3,7 \times 10^{-26}$       | $8,9 \times 10^{-25}$ | $9,1 \times 10^{-24}$ | $5,7 \times 10^{-25}$ |
|                                                    | 0,10    | $3,4 \times 10^{-26}$       | $2,1 \times 10^{-25}$ | $1,8 \times 10^{-26}$ | $7,5 \times 10^{-29}$ |
| $4 \times 10^2$                                    | 0,01    | $3,4 \times 10^{-23}$       | $3,8 \times 10^{-22}$ | $4,4 \times 10^{-22}$ | $1,1 \times 10^{-23}$ |
|                                                    | 0,10    | $2,9 \times 10^{-23}$       | $8,8 \times 10^{-23}$ | $8,9 \times 10^{-25}$ | $1,5 \times 10^{-27}$ |

выводу о приблизительном равенстве спектральных интенсивностей геоэлектрического и геомагнитного [7] механизмов для частотной области 100 кГц.

С этим механизмом радиоэмиссии связано экспериментально обнаруженное явление аномально высокой амплитуды радиоимпульса, сопровождающего широкий атмосферный ливень. Считается хорошо установленным тот факт, что при некоторых условиях (зависящих от состояния атмосферы) имеет место аномально высокая интенсивность радиоизлучения широкого атмосферного ливня, вызванного частицей с первоначальной энергией  $W_0 \geq 10^{16}$  эВ (см., например, [26–28]). Определенного объяснения этот феномен до настоящего времени не имеет. Однако попытки понять его природу предпринимались неоднократно. Весьма вероятно, что такая аномалия вызвана увеличением напряженности поля атмосферного электричества в нестабильных погодных условиях.

В [26, 27] отказались от попытки объяснить природу аномального радиоимпульса излучением избыточных электронов ливня и высказали предположение, согласно которому наблюдаемый феномен является следствием электрического пробоя атмосферы вдоль ионизационного трека, образованного прохождением ливневого диска. Однако с помощью простых оценок нетрудно убедиться, что напряженность электромагнитного поля в этом случае на много порядков превысит экспериментально наблюдаемые величины. Например, зафиксированная в работе [26] амплитуда электромагнитного импульса соответствовала напряженности поля  $\sim 0,05$  В м<sup>-1</sup> для выбранного диапазона частот, что намного меньше напряженности поля, вызываемого грозным разрядом даже на относительно большом расстоянии.

Автор работы [29] также считает, что происхождение аномального радиоимпульса связано с высокой напряженностью поля атмосферного электричества, но в отличие от [21, 22, 25, 26] полагает причиной интенсивной радиоэмиссии не продольный ток избыточных электронов, а поперечный ток ионизационных электронов в поле грозового облака. Кроме того в [29] показано также, что причина аномально высокой интенсивности излучения может быть связана с острой диаграммой его направленности для сильно наклонных ливней. Электроны и позитроны широкого атмосферного ливня, обладая энергией порядка  $10^8$  эВ, в конечном итоге расходуют свою энергию на ионизацию атомов атмосферы или на их возбуждение. Известно, что в среднем на акт ионизации атома затрачивается энергия, равная приблизительно 30 эВ.

Ионизационный электрон после термализации дрейфует вдоль поля в течение времени  $\tau_a$  вплоть до момента "прилипания" к нейтральной молекуле кислорода. Время

прилипания, т.е. время дрейфа термализованного электрона порядка  $10^{-7}$  с и, естественно, зависит от концентрации нейтральных молекул [31]. Такое движение электрона является элементарным актом аномальной радиоэмиссии широкого атмосферного ливня.

Возможность поперечного дрейфа электрона в поле грозового облака имеет принципиальное значение. Дело в том, что антенны, регистрирующие радиоэмиссию, в упомянутых опытах находились в непосредственной близости от оси ливня ( $\sim 0,2-1$  км). Известно также, что пространственная диаграмма излучения заряженной частицы, прошедшей некоторый путь  $R_\delta$ , имеет максимум в плоскости, перпендикулярной направлению движения  $\mathbf{R}_\delta$ , и нулевой минимум вдоль движения. Такой вывод справедлив для диапазона длин волн  $\lambda \gg R_\delta$  и для времени движения  $\omega\tau_a \leq 1$  (см. [20, 30]).

В этом случае спектральная компонента поля ( $\text{В м}^{-1} \text{ Гц}^{-1}$ ) может быть представлена простым выражением [10, 11, 20, 30]

$$E_1(\omega) = \frac{q i \omega \exp(ikR_0) R_\delta}{4\pi \varepsilon_0 c^2 R_0} \sin \alpha, \quad (2.4.1)$$

где  $q$  — заряд частицы,  $\omega$  — частоты бесконечно близких гармоник,  $R_0$  — расстояние от наблюдателя до заряда,  $R_\delta$  — длина пробега заряженной частицы до полной остановки,  $\alpha$  — угол между направлением движения частицы и направлением на наблюдателя,  $k = \omega/c$ ,  $c = 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$ ,  $(4\pi \varepsilon_0)^{-1} = 9 \times 10^9 \text{ м Ф}^{-1}$ .

Из (2.4.1) следует, что в направлении  $\alpha = 0$  излучения нет. Поэтому для наблюдателя, расположенного вблизи оси ливня (именно это сейчас важно), наиболее эффективным будет механизм излучения, связанный с поперечным дрейфом электронов, т.е. при  $\alpha = \pi/2$ . Кроме этого, согласно [6] количество избыточных электронов не превышает 10 % от их общего числа. Например, для ливня с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ число электронов в максимуме  $N_0$  приблизительно равно  $10^8$ , а избыточных, соответственно,  $10^7$ . Число ионизационных электронов для этого примера составляет  $10^{17}/30 \approx 3 \times 10^{15}$ , т.е. на восемь порядков больше, чем число избыточных. Поэтому механизм радиоэмиссии ионизационными электронами может оказаться намного эффективнее.

Для получения оценок напряженности электромагнитного поля, вызываемого поперечным дрейфом ионизационных электронов, рассмотрим следующую идеализированную модель широкого атмосферного ливня. ШАЛ — это совокупность  $N_0$  заряженных частиц (электроны и позитроны), расположенных в объеме пренебрежимо тонкого, в целом нейтрального диска радиусом  $r_0$  и движущихся со скоростью, близкой к скорости света в вакууме ( $\gamma \approx 200$ ). Активная часть пути  $L$  этого диска составляет несколько километров. Практически вся первоначальная энергия частицы  $W_0$  расходуется на ионизацию и возбуждение молекул атмосферы.

Максимальная стадия ливня (т.е. та, для которой число частиц близко к  $N_0$ ) находится на высоте нескольких километров. Очевидно, что в этой модели элементарными излучателями являются не заряженные частицы ливня, а электроны ионизованных молекул, которые до прихода ливневого диска находились в "покое". После ионизации молекул термализованные электроны дрейфуют в направлении поля.

В этом случае для наблюдателя, находящегося вблизи оси ливня (см. замечание выше), угол  $\alpha \approx \pi/2$ ,

если электростатическое поле перпендикулярно оси ливня (например, поле грозового облака). Элементарные излучатели можно считать практически неподвижными относительно диска, так как его дрейфовая скорость  $v_d = qE_\perp/mv_m$  даже в поле  $E_\perp = 10^5 \text{ В м}^{-1}$  составляет  $2 \times 10^5 \text{ м с}^{-1}$ , т.е. на три порядка меньше скорости света.

Будем считать далее, что наблюдатель находится в волновой зоне, поэтому  $\lambda \ll R_0$ . Для заданного направления наблюдения  $\theta$  (угол между осью ливня и  $R_0$ ) определим диапазон частот  $0 \leq \omega \leq \omega_0$ , для которого разность фаз  $\Delta\varphi$  дошедших до наблюдателя электромагнитных волн из любых точек диска не будет превышать  $\pi$ . В этом случае для оценки напряженности поля в точке наблюдения амплитуды элементарных гармоник (2.4.1) можно сложить арифметически.

На рисунке 1 изображено положение диска ( $AB = d = 2r_0$ ) в "начальный" момент времени. Через время  $t$  он будет занимать положение  $A'B'$ , причем  $AA' = BB' = vt$ , а  $AE = BF = ct$  — путь, проходимый волной за это время в направлении  $\theta$ . При  $t = 0$  разность фаз между сигналами, вышедшими из точек  $A$  и  $B$ , определяется только геометрией рисунка и равна  $d \sin \theta$ . По мере передвижения ливня и ионизации молекул воздуха каждый из освободившихся от атома электронов на время  $\tau_a$  становится элементарным источником электромагнитных волн с амплитудой  $E(\omega)$ , определяемой выражением (2.4.1). Для произвольного момента времени  $t$ , когда диск находится в положении  $A'B'$ , разность фаз  $\Delta\varphi$  будет максимальной между волной, вышедшей из точки  $B$  в момент  $t = 0$ , и волной, вышедшей из точки  $A'$  в произвольный момент  $t$ . Из рисунка видно, что

$$\Delta\varphi = A'D \frac{2\pi}{\lambda} = (d \sin \theta + ct - vt \cos \theta) \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Интервал частот  $\Delta\omega = \omega_0$  получим, подставив  $t = L/v$ :

$$\Delta\omega = \frac{\pi c}{\beta d \sin \theta + L(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (2.4.2)$$

Выберем для примера угол  $\theta = 10^\circ$ . В этом случае легко найти, что при изотропном распределении направлений движения космических лучей в пространстве приблизительно 2 % из них будут иметь направление, при котором наблюдатель на поверхности Земли окажется

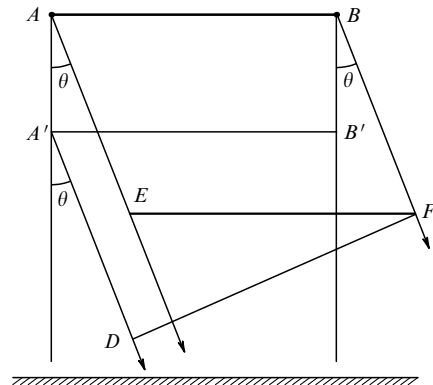


Рис. 1. Определение разности фаз в точке наблюдения:  $AB$  и  $A'B'$  — положения ливневого диска в различные моменты времени,  $A'D$  и  $AE$  — направления излучения.

внутри конуса излучения с углом  $2\theta = 20^\circ$ . Подставив в (2.4.2) характерные значения  $L = 3 \times 10^3$  м,  $\beta = 0,9998$  (для  $\gamma = 50$ ),  $d = 2r_0 = 200$  м,  $c = 3 \times 10^8$  м с<sup>-1</sup>, получим  $\Delta\omega = 10^7$  с<sup>-1</sup>. Пробег для поля грозового облака с  $E_\perp = 10^5$  В м<sup>-1</sup> имеет величину  $R_\delta = qE_\perp\tau_a/mv_m = 6 \times 10^{-2}$  м, где  $q = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл,  $\tau_a = 3 \times 10^{-7}$  с,  $m = 0,9 \times 10^{-30}$  кг,  $v_m = 0,8 \times 10^{11}$  с<sup>-1</sup> — число столкновений в единицу времени с нейтральными атомами (для высоты 5–6 км).

Суммируя (2.4.1) по  $\omega$  от 0 до  $\omega_0 = 10^7$  с<sup>-1</sup>, а также учитывая, что  $\sin \alpha = \cos \theta$  и что полное число ионизационных электронов в ливне равно  $W_0/I$ , где  $I = 30$  эВ, для модуля результирующей амплитуды (В м<sup>-1</sup>) имеем

$$E = \frac{q\omega_0^2 R_\delta W_0}{8\pi\epsilon_0 c^2 R_0 I} \cos \theta. \quad (2.4.3)$$

Подставив в (2.4.3) характерные величины и значения физических констант, приведенных выше, получим для частицы с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ и  $R_0 = 3 \times 10^3$  м величину  $E = 0,05$  В м<sup>-1</sup>, которая совпадает с напряженностью поля, измеренного в работах [26, 27].

Так как поток частиц с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ составляет приблизительно 3–4 события за 1 ч в телесном угле 1 ср для детектора с характерной площадью 10 км<sup>2</sup>, то при ширине диаграммы излучения  $2\theta = 20^\circ$  следует ожидать приблизительно одного события за 3 ч. Поэтому ясно, что в условиях грозовой облачности с большой вероятностью можно зарегистрировать гигантский радиоимпульс, сопровождающий широкий атмосферный ливень. Для рассмотренного примера из (2.4.3) следует, что интервал частот, для которого суммарную амплитуду можно оценить, складывая арифметически элементарные амплитуды (2.4.1), находится в пределах  $0 < \nu < 1,5$  МГц. Разность фаз для элементарных амплитуд из более широкого интервала частот превысит  $\Delta\varphi = \pi$  и, следовательно, внесет отрицательный вклад в результирующую амплитуду.

## 2.5. Механизм радиоэмиссии, связанный с током $\delta$ -электронов ливня

По-видимому, впервые о механизме радиоэмиссии ливня, элементарным актом которой является торможение  $\delta$ -электронов, сообщается в [32]. Однако в этой работе теоретические оценки суммарной интенсивности оказались чрезмерно завышенными вследствие пренебрежения фазой поля излучения, что более подробно обсуждалось в [22]. Дело в том, что, рассматривая акт излучения отдельным  $\delta$ -электроном в рамках классической электродинамики для длин волн  $\lambda \gg R_\delta$ , т.е. намного больших пробега в среде, следует учитывать противоположные по знаку вклады в суммарную интенсивность, соответствующие началу движения с положительным ускорением и последующим стадиям с отрицательным ускорением. Значимость этого эффекта нарастает с увеличением длины волны. Более того, необходимо учитывать и излучение тех частиц, которые передали часть энергии  $\delta$ -электрону, вследствие чего изменился характер их движения.

Оценки, полученные для поля излучения с учетом этого эффекта, показали [22, 23], что интенсивность радиоэмиссии, связанная с торможением  $\delta$ -электронов, пренебрежимо мала. И за последующие приблизительно 30 лет к этому механизму никто не возвращался.

Вновь к этому механизму обратились в связи с рассмотрением возможности детектирования ливней очень высокой энергии [10–12]. В работе [12] авторы оценили результирующее поле излучения, как сумму амплитуд тех компонентов разложения, для которых разность фаз  $\Delta\varphi = 2\pi\lambda/L$  не превышает  $\pi$  на всем пути ливня. Очевидно, что для этого необходимо, чтобы область длин волн, регистрируемых приемником, удовлетворяла неравенству  $\lambda > 2L$ , где  $L$  — путь ливня, на протяжении которого число частиц в нем отличается от максимального не более чем в  $e$  раз. Говорят, что излучение в этом случае квазикогерентно (см. выше). Другими словами, в области частот  $0 < \nu < \nu(L)$  для оценки напряженности поля достаточно просуммировать амплитуды разложения, не учитывая фазу. Кроме этого авторы [9] обнаружили, что пространственно-частотная диаграмма излучения оказалась сходной с диаграммой излучения элементарного диполя и максимум ее перпендикулярен оси ливня.

В работах [10, 11] было показано, что рассмотренный выше процесс излучения фактически сводится к движению импульса тока вдоль оси ливня. Избыточный отрицательный заряд, излучение которого обсуждалось в разделе 2.1, прямого отношения к этому механизму радиоэмиссии не имеет. Поэтому расчет поля излучения сводится к нахождению плотности тока и к ее подстановке в общеизвестные формулы классической электродинамики. Процесс излучения в таком рассмотрении имеет много общего с явлением прохождения очень короткого импульса тока через проводник.

Для упрощения физической модели и численных оценок диск ливня в [10, 11] представлен материальной точкой, а плотность тока выражена через  $\delta$ -функцию. Такое представление вполне допустимо, поскольку согласно условию квазикогерентности для выбранного диапазона длин волн ( $\lambda > 2L$ ) поперечный размер ливня  $d \ll \lambda < L$ .

Плотность электрического тока при такой аналогии можно представить в виде

$$\mathbf{J} = q\delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{0i}) \sum_{i=1}^N \mathbf{v}_i, \quad (2.5.1)$$

где  $N$  — число  $\delta$ -электронов, пересекающих условную плоскость  $S_0$  перпендикулярную оси ливня и находящуюся на расстоянии  $z_0$  от начала координат. Известно, что в этом случае выражение для фурье-компонента векторного потенциала  $\mathbf{A}(\omega)$  на достаточно большом расстоянии  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}$  от системы зарядов может быть представлено в виде (см., например, [30])

$$\mathbf{A}(\omega) = \frac{\exp(ikR_0)}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0} \int \mathbf{J}(\omega) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) dV, \quad (2.5.2)$$

где  $\mathbf{R}_0$  — радиус-вектор точки наблюдения, а  $\mathbf{r}_i$  — радиус-вектор заряда в выбранной системе. Для нахождения фурье-компонента плотности тока

$$\mathbf{J}(\omega) = \int \mathbf{J}(t) \exp(i\omega t) dt \quad (2.5.3)$$

выразим вектор  $\mathbf{J}(t)$ , являющийся суммой проекций на ось  $z$  элементарных токов, создаваемых отдельными  $\delta$ -электронами. Очевидно, что вследствие хаотического

распределения направлений скоростей  $\mathbf{v}_i$  относительно оси  $z$  сумма проекций  $\mathbf{v}_i$  на остальные оси равна нулю. Число  $\delta$ -электронов, получивших кинетическую энергию в пределах от  $W$  до  $W + dW$  при прохождении ливневого диска с числом частиц  $f(z_0)$  элемента пути  $dz$ , равно

$$dN(W) = A_1 mc^2 f(z_0) \frac{dW}{W^2} dz,$$

где  $A_1 = 2\pi Znr_0^2$ ,  $\beta = 1$  (см., например, [34]). Тогда с учетом (2.5.1) плотность тока  $d\mathbf{J}$ , создаваемая  $dN$  электронами в условном сечении  $S_0$  (рис. 2), находящемся на расстоянии  $z$  от элемента пути  $dz$ , выразится суммой

$$dJ = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) f(z_0) A_1 m c^2 dz \int_{W_{\min}(z)}^{W_1} \frac{v(z_0)}{W^2} \cos \varphi dW, \quad (2.5.4)$$

где  $W_1$  — максимальная возможная энергия, передаваемая  $\delta$ -электрону ливневой частицей,  $W_{\min}(z)$  — минимальная энергия, необходимая  $\delta$ -электрону для пробора состояния  $z/\cos\varphi$  между элементом  $dz$  и воображаемым сечением  $S_0$ . Ее значение может быть найдено из соотношения  $z = R_0(\gamma) \cos\varphi$  (см. ниже). Угол  $\varphi$  вылета  $\delta$ -

электрона относительно направления  $z$  в интересующем нас диапазоне энергий можно выразить формулой  $\cos^2 \varphi = (\gamma - 1)/\gamma$ , где  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ .

Пробег  $R_\delta(\gamma)$ , зависящий от плотности среды и первоначальной энергии  $\delta$ -электрона, описывается хорошо известной формулой для ионизационных потерь, которую здесь удобно представить в виде

$$R_\delta = -\frac{1}{A} \int_{\gamma_1}^{\gamma_0} \frac{(\gamma^2 - 1) d\gamma}{\gamma^2 \ln [m^2 c^4 (\gamma - 1)^2 (\gamma + 1) / I^2(z_1)]}, \quad (2.5.5)$$

где  $\gamma_1, \gamma_0$  — полная энергия  $\delta$ -электрона соответственно в начале и в конце пробега, выраженная в единицах  $\gamma$ . Для нахождения величины  $W_{\min}(z)$  или соответственно  $\gamma_{\min}(z)$  из условия  $z = R_\delta(\gamma) \cos \varphi$  необходимо в (2.5.5) величину  $\gamma_0$  положить равной единице. Скорость  $\delta$ -электрона  $v(z_0)$  в момент пересечения плоскости  $S_0$  будет зависеть от начальной энергии  $\gamma_1$  и расстояния от элемента  $dz$  до точки пересечения с плоскостью, т.е.  $v(z_0) = v(\gamma_1, z) = c(\gamma_0^2 - 1)/\gamma_0$ , где  $c$  — скорость света. Тогда согласно (2.5.4) получим

$$J = A_1 f(z_0) q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \int_{z_{\max}}^{z=0} \mathrm{d}z \int_{\gamma_{\min}(z)}^{\gamma_1} \frac{v(\gamma_1 z) \mathrm{d}\gamma}{(\gamma - 1)^{3/2} \gamma^{1/2}}, \quad (2.5.6)$$

причем величину  $z_{\max} = R_{\delta}(\gamma_1) \cos \varphi(\gamma_1)$  также найдем из (2.5.5).

Фурье-компонент плотности тока в соответствии с (2.5.3) равен

$$\begin{aligned} J(\omega) &= A_1 q F(\gamma_1) \int_{-\infty}^{\infty} \delta(z - ct) f(ct) \delta(x) \delta(y) \exp(i\omega t) dt = \\ &= \frac{A_1}{c} q F(\gamma_1) f(z_0) \delta(x) \delta(y) \exp \frac{i\omega z}{c}, \end{aligned} \quad (2.5.7)$$

где  $F(\gamma_1)$  — значение двойного интеграла в (2.5.6).

Подставив (2.5.7) в (2.5.2), получим для векторного потенциала:

$$A(\omega) = \frac{A_1 q F(\gamma_1)}{4\pi\epsilon_0 c^3 R_0} \exp(ikR_0) \int_{-\infty}^{\infty} f(z) \times \\ \times \exp[ikz(1 - \cos\theta)] dz, \quad (2.5.8)$$

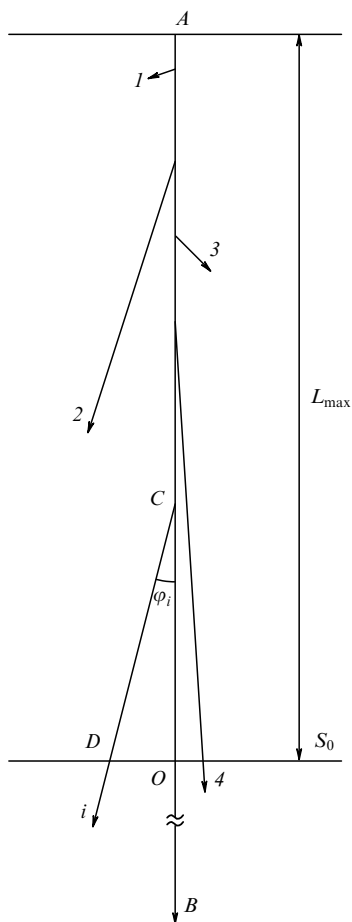
где  $\theta$  — угол между осью ливня и направлением на наблюдателя,  $k = \omega/c$ . Амплитуду напряженности поля найдем с помощью выражения

$$|\mathbf{E}(\omega)| = |\mathbf{A}(\omega)| \omega \sin \theta.$$

Чтобы оценить  $E(\omega)$ , выберем каскадную функцию в виде  $f(z) = 0,5N_0(1 - \cos Bz)$ , которая в интервале  $-z_0 \leq z \leq z_0$  вполне удовлетворительно для наших целей повторяет основные свойства каскадной функции для первоначальной частицы с энергией  $W_0 = 10^{20}$  эВ, если положить  $Bz_0 = \pi$ , а  $z_0 = 6 \times 10^3$  м. Предположим, что все стадии ШАЛ проходят в атмосфере (т.е. он не ударяется о грунт), а также учтем, что  $F(\gamma_1) \approx c/A_1$ . Тогда из (2.5.8) получим

$$|E(\omega)| = \frac{q\omega N_0 B^2 \sin k_1 z_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0 k_1 (B^2 - k_1^2)}, \quad (2.5.9)$$

где  $k_1 = k(1 - \cos \theta)$ . Из (2.5.9) следует, что при малых  $\theta$  (т.е. если  $k_1 \ll B$ ) напряженность  $E(\omega) \sim \omega$ . Для высоких



**Рис. 2.** К расчету плотности тока  $\delta$ -электронов:  $S_0$  — условная плоскость;  $AB$  — траектория ливневой частицы;  $O$  — точка пересечения плоскости  $S_0$  ливневой частицей;  $1-4, i$  — траектории некоторых  $\delta$ -электронов;  $C$  — точка расположения атома, из которого был выбит один из  $\delta$ -электронов (в этой точке энергия электрона равна  $W$ ),  $D$  — точка пересечения электроном плоскости  $S_0$ . На рисунке  $L_{\max} = z_{\max}$ .

частот ( $k_1 \gg B$ ) напряженность поля  $E(\omega) \sim \omega^{-2} \sin k_1 z_0$ , т.е. интенсивность излучения быстро падает с увеличением частоты. При условии  $k_1 = B$  напряженность поля достигает максимума и после устранения неопределенности в (2.5.9) записывается в виде  $|E(\omega)| = q\omega N_0 z_0 \sin \theta / 8\pi\epsilon_0 c^2 R_0$  для области частот, близких к  $\omega_1 = 1,5 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . После подстановки характерных величин  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$ ,  $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $N_0 = 10^{11}$ ,  $z_0 = 6 \times 10^3 \text{ м}$ ,  $\sin \theta = 1$ ,  $1/4\pi\epsilon_0 = 9 \times 10^9 \text{ м Ф}^{-1}$ ,  $c = 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$  находим, что  $E(\omega_1) \approx 70 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ , т.е. приблизительно тот же результат (для выбранной здесь энергии), что и в работе [12], где использована более простая, но физически наглядная модель.

Как уже упоминалось выше, важной для применений особенностью является тот факт, что пространственное распределение излучения (2.5.9) на низких частотах определяется множителем  $\sin \theta$ , т.е. имеет такой же вид, как и у элементарного диполя [12].

В качестве примера для ливня с энергией  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$  в работе приведена напряженность электромагнитного поля на расстоянии  $R_0 = 10 \text{ км}$  от оси. Она составляет  $100 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Так как максимум излучения лежит в диапазоне длин волн  $10 - 12 \text{ км}$ , то необходимо иметь в виду, что  $R_0 = 10 \text{ км}$  не относится к волновой зоне и такое расстояние выбрано для удобства сравнения с другими результатами.

## 2.6. Радиоэмиссия, вызванная магнитотормозным когерентным излучением

При движении в магнитном поле заряженная частица отклоняется от прямолинейного движения и вследствие этого излучает электромагнитные волны. Такое излучение называют синхротронным или магнитотормозным. Если скорость частицы близка к скорости света, то диаграмма направленности излучения имеет угловую ширину порядка  $1/\gamma$ . Например, для частицы атмосферного ливня с характерной энергией в максимуме  $\sim 70 - 80 \text{ МэВ}$  ( $\gamma \sim 150$ ) угловая ширина конуса излучения составит  $\sim 0,2^\circ$ . Интенсивность  $I$  излучения частицы пропорциональна ее заряду, т.е.  $I \sim (Ne)^2$ , и для широкого атмосферного ливня могла бы быть очень высокой. Однако имеются несколько факторов, препятствующих когерентному сложению полей отдельных частиц. Во-первых, заряженные частицы ливня интенсивно рассеиваются вследствие столкновений с нейтральными атомами среды. Во-вторых, широкий атмосферный ливень имеет конечную толщину и большой поперечный размер. Все это значительно нарушает условие когерентности излучения в диапазоне метровых волн и приводит к уменьшению интенсивности электромагнитной эмиссии.

Согласно расчетам, проведенным в [35], угол синхротронного излучения широкого атмосферного ливня с учетом перечисленных факторов не превышает нескольких градусов. Поэтому радиоэмиссия, обусловленная таким механизмом, не может быть использована для детектирования космических лучей высокой энергии. Существует, однако, и другая точка зрения на возможность использования этого механизма [36].

Если наблюдатель находится в плоскости перпендикулярной оси ливня и удален на значительное расстояние от него, то для области низких частот ( $\sim 50 - 100 \text{ кГц}$ ) разность фаз электромагнитных полей для любой из частиц не будет превышать  $\pi$ , когда излучающая его

частица находится в области ливня  $L$ , удовлетворяющей условию  $\lambda > 2L$  (см. раздел 2.5).

Волновая зона для этого механизма [36], как и в предыдущем случае (раздел 2.5), лежит в области  $R_0 > 100 \text{ км}$ . Для наблюдателя на таком удалении угол между осью вертикального ливня и направлением наблюдения близок к  $\pi/2$ . Вклад в суммарную интенсивность дают все заряженные частицы ливня (т.е. позитроны и электроны). В магнитном поле Земли эти частицы приобретают направление ускорения, зависящее от знака заряда. Поэтому направление вектора напряженности поля излучения для всех частиц в точке наблюдения будет одинаковым.

Электрон лавины со средней энергией  $W_1 \sim 50 \text{ МэВ}$  ( $\gamma \approx 100$ ) описывает дугу радиусом  $a = m\gamma v/eB \approx 1700 \text{ м}$  и длиной  $S \approx W_1/(\partial W/\partial x) \approx 200 \text{ м}$  (согласно известному выражению для потерь на ионизацию  $\partial W/\partial x \approx 2 \text{ МэВ г}^{-1} \text{ см}^{-2}$ ). Для наглядности и упрощения оценок удобно считать движение ливня вертикальным. В этом случае нас будет интересовать только та часть электромагнитной энергии, которая излучается в направлении, перпендикулярном оси ливня. Решение задачи о нахождении поля излучения точечного заряда, движущегося по дуге произвольной длины, известно [37]. Однако в данном случае результаты можно представить в более простом и удобном для анализа виде. Такое возможно, поскольку нас интересует только низкочастотная часть спектра. Расчет поля в дальней зоне упрощается, так как  $S \ll a \ll R_0$  и величина скалярного произведения  $(\mathbf{n}, \mathbf{a})$ , входящая в выражение для напряженности поля, практически не изменяется при интегрировании.

Для этого представим скорость электрона (позитрона) симметричной ступенчатой функцией  $U(t)$ :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1(t) + \mathbf{v}_2(t) = \mathbf{p}v[1 - U(t)] + \mathbf{q}vU(t),$$

где  $v$  — модуль скорости частицы, а  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{q}$  — единичные векторы для области движения  $t < 0$  и  $t > 0$  соответственно. В рамках этой модели будем считать, что в области  $-\infty < t < \infty$  (за исключением  $t = 0$ ) электрон движется равномерно и прямолинейно, т.е.  $|\mathbf{v}_1| = |\mathbf{v}_2| = v$ , а в момент  $t = 0$  электрон находится на середине бесконечно малой дуги  $S$  (рис. 3). Тогда ускорение  $\dot{\mathbf{v}} = v(\mathbf{q} - \mathbf{p})\delta(t)$ , где  $\delta(t)$  — дельта-функция. Такое идеализированное представление характеристик движения вполне допустимо в пределах точности оценок, поскольку время движения  $S/c$  при выполнении условия когерентности намного меньше периода колебательного контура радиоприемного устройства, т.е.  $S/c \ll 2L/c \leq T$ .

В этом случае фурье-компонент напряженности поля

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{n}) \approx \frac{e \exp(ikR_0)}{4\pi\epsilon_0 c R_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\mathbf{n} \times [(\mathbf{n} - \boldsymbol{\beta}) \times \dot{\boldsymbol{\beta}}]]}{(1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{n})^2} \times \\ \times \exp \left[ i\omega \left( \tau - \frac{\mathbf{n}\mathbf{a}}{c} \right) \right] d\tau, \quad (2.6.1)$$

где все величины выражены в момент времени  $\tau = t - R/c$ , кроме этого  $\dot{\boldsymbol{\beta}} = \beta\delta(t)(\mathbf{q} - \mathbf{p})$ ,  $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$ ,  $\mathbf{n} = \mathbf{R}_0/R_0$  и  $\mathbf{a}$  — радиус-вектор частиц, причем система отсчета расположена в центре окружности, частью которой является дуга  $S$ . Результат вычислений (2.6.1) можно представить с точностью до несущественного

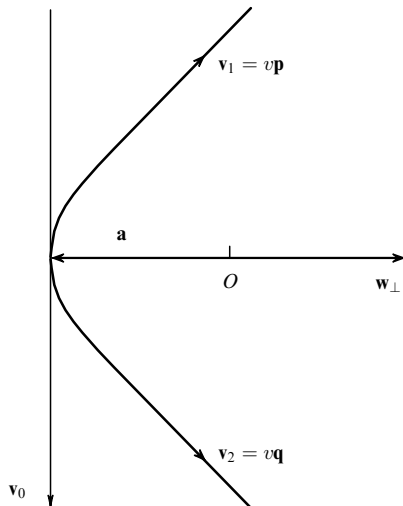


Рис. 3. Движение заряженной частицы в магнитном поле Земли. Единичные векторы  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{q}$  соответствуют направлениям траектории в начале и в конце пути.

общего фазового множителя выражением

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{n}) = \frac{e\beta}{4\pi\epsilon_0 c R_0} \frac{(\mathbf{n} - \beta\mathbf{v}_0)\mathbf{n}\mathbf{w}_\perp - \mathbf{w}_\perp[1 - \beta\mathbf{v}_0\mathbf{n}]}{[1 - \beta\mathbf{v}_0\mathbf{n}]^2}, \quad (2.6.2)$$

где, согласно определению функции  $U(t)$ ,  $\beta(0) = \beta = \beta\mathbf{v}_0$ ,  $\mathbf{v}_0$  — единичный вектор вдоль вертикали (см. рис. 3),  $\mathbf{w}_\perp = \beta(\mathbf{q} - \mathbf{p})$  перпендикулярен к  $\mathbf{v}_0$  и лежит в плоскости дуги, причем  $|\mathbf{w}_\perp| = \beta S/a$ . Для направления наблюдения  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{w}_\perp$  и  $\mathbf{n} \perp \mathbf{v}_0$  имеем

$$\mathbf{E}_\parallel = -\mathbf{v}_0 \frac{e|\mathbf{w}_\perp|\beta}{4\pi\epsilon_0 c R_0}. \quad (2.6.3)$$

Из (2.6.3) очевидно, что для позитрона вектор  $\mathbf{E}_\parallel$  изменит знак на противоположный. Поэтому суммарный вклад всех частиц ливня в этом направлении будет близок к нулю. Для направления наблюдения  $\mathbf{n} \perp \mathbf{w}_\perp$  и  $\mathbf{n} \perp \mathbf{v}_0$  имеем

$$\mathbf{E}_\perp = -\mathbf{w}_\perp \frac{e\beta}{4\pi\epsilon_0 c R_0}, \quad (2.6.4)$$

откуда следует, что эта составляющая поля не изменит направления при  $e^- \rightarrow e^+$ , так как одновременно изменится и направление вектора  $\mathbf{w}_\perp$  на противоположное. Другими словами, для направления, перпендикулярного плоскости дуги, интенсивность излучения будет максимальной.

Если  $N_0$  — полное число частиц в ливне, то на пути  $L$  в амплитуду поля (2.6.4) дадут вклад  $N_0 L/S$  частиц. Окончательно получим

$$\mathbf{E}_\perp^{\max} = \frac{N_0 L e^2 \mu_0 H}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0 m \gamma}. \quad (2.6.5)$$

Подставив в (2.6.5) характерные величины  $L = 6 \times 10^3$  м,  $N_0 = 10^{12}$  (для частицы с энергией  $W_0 = 10^{21}$  эВ),  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн м $^{-1}$ ,  $H = 40$  А м $^{-1}$ ,  $1/4\pi\epsilon_0 = 0,9 \times 10^{10}$  м Ф $^{-1}$ ,  $c = 3 \times 10^8$  м с $^{-1}$ ,  $R_0 = 10^5$  м,  $m = 0,9 \times 10^{-30}$  кг,  $\gamma = 50$ , получим

$|\mathbf{E}_\perp| = 100$  мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$ . Это высокая (по сравнению с некоторыми другими механизмами) напряженность поля для расстояния 100 км. Однако реализация этого показателя интенсивности радиоэмиссии представляет определенные трудности. Известно, что интенсивность атмосферных помех растет с уменьшением частоты, и для указанной выше области амплитуда импульса может быть сравнима с величиной исследуемого сигнала.

## 2.7. Переходное излучение избыточными электронами ливня

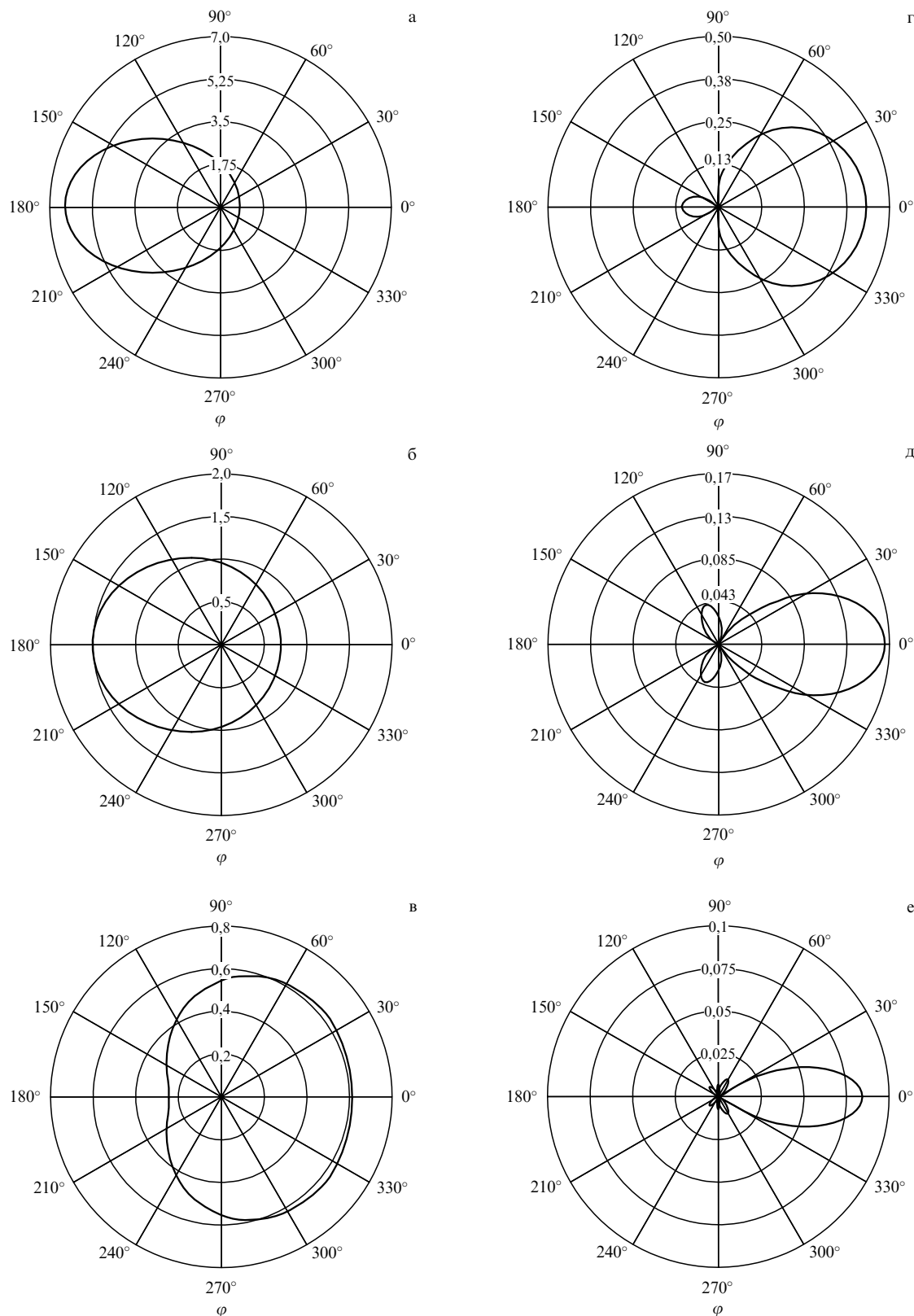
О возможности использования переходного излучения избыточными электронами ливня для детектирования космических лучей впервые упомянуто в [6]. Однако обращались к этой гипотезе в последующие годы очень редко [38–40]. Считалось, что этот механизм радиоэмиссии может быть ответствен за рост спектральной интенсивности в области низких частот. Поскольку этот диапазон полагался малоперспективным для целей радиодетектирования космических лучей, то и количество выполненных работ, связанных с этим механизмом, было незначительно. В основном это были теоретические работы.

Например, в [38] сделан теоретический анализ интенсивности излучения черенковского [6], геомагнитного [7] и переходного механизмов для частот 10 кГц, 1 МГц и выше. В частности, одним из результатов является вывод о доминирующем вкладе механизма дипольного тока на высоких частотах ( $\sim 100$  МГц). Автор [38] считает, что поскольку время столкновения  $\tau$  ливневого диска с Землей находится в пределах  $0,1 < \tau < 1$  мкс, то максимум спектральной интенсивности должен лежать в диапазоне частот 1–10 МГц. Кроме этого анализ показал, что на больших расстояниях от ливня (1–10 км) механизм переходного излучения доминирует над остальными в области частот  $\sim 1$  МГц.

В [39] сообщается об экспериментальном изучении радиоэмиссии на частоте 50 кГц. В экспериментальной установке использовалась вертикальная антенна с полосовым фильтром. Величина амплитуды, по мнению авторов, хорошо согласуется с предсказанной теоретической моделью радиоэмиссии для переходного излучения. Однако анализ этой работы показывает, что экспериментальная методика, используемая для исследования поля излучения на низких частотах, не соответствует поставленной задаче. Например, результаты [39] следует отнести к зоне кулоновского поля и сравнивать их с теоретическими результатами для дальней зоны вряд ли имеет какой-либо смысл (более подробно см. [41]).

В одной из недавних работ [42] получены пространственно-частотные диаграммы переходного излучения ливня с учетом проводимости почвы. Обнаружено, что излучение может иметь сильно выраженную направленность. Не будем приводить здесь весьма громоздкие расчеты и формулы, полученные в этой работе, а ограничимся кратким рассмотрением результатов. Продолжение проекции оси ливня на поверхность Земли совпадает с направлением максимума излучения. На рисунке 4а–е приведены некоторые пространственно-частотные диаграммы излучения для разных  $\theta$  и частот  $\omega_0$ .

Отношение интенсивностей, соответствующих максимуму и минимуму пространственной диаграммы, может быть намного больше 10. Для нахождения таких



**Рис. 4.** Характерные пространственные диаграммы излучения для различных частот и углов  $\theta$  (см. текст): (а)  $\theta = \pi/6, \omega_0 = \pi\sqrt{3}/12$ ; (б)  $\theta = \pi/6, \omega_0 = 3\pi\sqrt{3}/12$ ; (в)  $\theta = \pi/6, \omega_0 = 4\pi\sqrt{3}/12$ ; (г)  $\theta = \pi/6, \omega_0 = 6\pi\sqrt{3}/12$ ; (д)  $\theta = \pi/6, \omega_0 = 9\pi\sqrt{3}/12$ ; (е)  $\theta = \pi/4, \omega_0 = 9\pi(\sqrt{2} + 1)/12$ .

диаграмм, в зависимости от частоты и угла наклона оси ливня, в [42] поверхность Земли заменена идеальным проводником, что, как известно, вполне оправдано для низких и средних частот. В этом случае поле излучения

заряженной частицы, пересекающей поверхность Земли, эквивалентно полю тормозного излучения при "мгновенной" остановке этой частицы и ее электрического изображения на границе раздела [8]. Таким образом, в

модели переходного излучения имеется три стадии движения избыточного электрона:

1) мгновенное ускорение до скорости, близкой к  $c = 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$ . Эта стадия соответствует рождению избыточного электрона (точно так же, как и исчезновению позитрона);

2) движение, близкое к равномерному на прямолинейном отрезке;

3) мгновенная остановка на границе раздела.

Аналогичные стадии проходит и электрическое изображение электрона. Поле излучения в этой модели является результатом суперпозиции полей всех избыточных электронов ливня. Суммирование в [42] учитывает не только направленный характер поля, но и его фазу. С этим согласуется и вывод о положении максимума спектральной интенсивности в области частот  $\sim 0,75 \text{ МГц}$ . Очевидно, такой же результат следует из рассмотрения условия квазикогерентности излучения для наблюдателя, находящегося в плоскости Земли. Например, при вертикальном движении идеально тонкого ливневого диска интервал длин волн квазикогерентного излучения будет определяться условием  $2d < \lambda < \infty$ , где  $d$  — диаметр ливневого диска. В этом случае разность фаз полей, обусловленных зарядами, находящимися в диаметрально противоположных точках диска, не превышает  $\pi$ . Поэтому если  $d \approx 200 \text{ м}$ , то  $\lambda > 400 \text{ м}$ , что соответствует диапазону средних волн ( $\sim 0,7 \text{ МГц}$ ).

Абсолютные значения спектральной компоненты поля, полученные в [42], относительно невелики. Например, для энергии первоначальной частицы  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$  и расстояния до точки наблюдения  $R_0 = 10 \text{ км}$  напряженность поля составляет  $\sim 10 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Это на порядок меньше, чем для случая магнитормозного механизма радиоэмиссии.

## 2.8. Переходное излучение квазистатического диполя ШАЛ

Интенсивность радиоэмиссии этого механизма приблизительно на порядок выше, чем механизма переходного излучения избыточными электронами (см. раздел 2.7). Для оценки спектральной компоненты поля в волновой зоне широкий атмосферный ливень представим следующей моделью [9]:

1. ШАЛ — это пренебрежимо тонкий диск со среднеквадратичным радиусом  $r_0 = 100 \text{ м}$ . По его поверхности равномерно распределены позитроны и электроны, так что в целом он нейтрален.

2. Число частиц в ливне в зависимости от высоты  $z$  описывается каскадной функцией  $f(z)$ , которая в данной модели с достаточной точностью определяется зависимостью  $f(z) = N_0 \exp(-\alpha^2 z^2)$ , где  $\alpha = 0,33 \times 10^{-3} \text{ м}^{-1}$  находится из условия, что активная часть пути (на котором число частиц в ливне изменяется в  $e$  раз) составляет  $\sim 6 \text{ км}$ . Пройденный ливнем путь  $z$  отсчитывается от точки, где число частиц достигает максимума.

3. Вертикально движущийся нейтральный диск расщепляется горизонтальной составляющей магнитного поля Земли поперек своего движения на два диска с противоположными зарядами так, что электрический момент образовавшегося таким образом диполя равен  $0,5N_0 q f(z) d$ , где  $d$  — установившееся расстояние между центрами противоположно заряженных дисков, а  $0,5N_0 q f(z)$  — полный заряд диска.

4. Ливневые диски движутся равномерно со скоростью  $v \approx 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$  вдоль траектории с переменным радиусом кривизны. Такое движение вызвано слабым отклонением в магнитном поле Земли и потерями энергии на ионизацию. Около половины электронов ливня имеет начальную энергию  $\gamma \approx 200$  ( $\sim 10^8 \text{ эВ}$ ). Ионизационные потери не зависят от скорости для ультрарелятивистских частиц и составляют  $\sim 0,25 \text{ МэВ м}^{-1}$  при нормальных условиях.

5. Плотность тока, создаваемая заряженным диском одного знака, выражается через  $\delta$ -функцию

$$\mathbf{j} = \frac{1}{2} c f(z) q \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}(t)),$$

где  $\mathbf{r}'$  — радиус-вектор произвольной точки пространства,  $\mathbf{r}(t)$  — уравнение движения ливневого диска и  $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$ . Такое приближение вполне допустимо, так как для поля излучения в дальней зоне  $|\mathbf{r}| \ll \lambda \ll R_0$ , где  $R_0$  — расстояние до наблюдателя.

Рассмотрим основные этапы расчета интенсивности радиоэмиссии для вертикального ливня. Согласно принятой модели за время движения электроны (позитроны) отдают свою энергию  $W_1 = 10^8 \text{ эВ}$  на ионизацию и проходят путь, равный  $400 \text{ м}$ . На произвольном отрезке пути  $dz$  они смещаются поперек своего движения и поперек горизонтальной составляющей магнитного поля Земли на  $dy = dz \sin \psi$ , где  $\psi = \psi(z)$  — угол между мгновенным радиусом кривизны  $R(z) = mc\gamma(z)/qB$  траектории и линией горизонта. Поэтому для полного смещения  $d/2$  можно записать

$$\frac{d}{2} = \int_0^{396} \sin \left( \int_0^z \frac{dz'}{R(z')} \right) dz, \quad (2.8.1)$$

где предел интегрирования  $z = 396 \text{ м}$  выбран из условия, что перед столкновением с Землей скорость ливневого диска будет все еще близка к скорости света ( $\gamma \geq 2$ ).

Подстановка необходимых величин в (2.8.1) дает  $d = 50 \text{ м}$ . Это значит, что с поверхностью Земли столкнутся два противоположно заряженных диска с расстоянием между центрами  $d = 50 \text{ м}$ . Факт перекрытия дисков, приводящий к ослаблению интенсивности, учитывается введением фазы  $\exp[ik(R_0 \pm d \cos \varphi)]$ , где  $\varphi$  — угол между направлением наблюдения  $\mathbf{n}$  и осью диполя. Если плотность тока выразить через  $\delta$ -функцию и считать проводимость почвы высокой (что вполне оправдано на частотах  $\sim 1 \text{ МГц}$ ), то согласно [30, 8] имеем

$$E(\omega) = \frac{2i\omega q N_0 \exp(ikR_0)}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0} \int \exp\left(\frac{i\omega z}{c}\right) f(z) \times \\ \times [\exp(ikd \cos \varphi) - \exp(-ikd \cos \varphi)] dz, \quad (2.8.2)$$

где учтено, что произведение  $\mathbf{kz} = 0$  и  $|\mathbf{n} \times d\mathbf{z}| = dz$ , так как ось ливня практически вертикальна, а наблюдатель находится в волновой зоне на поверхности Земли и, следовательно, всегда выполняется условие  $\mathbf{k} \perp \mathbf{z}$ . Кроме этого интеграл по переменным  $x$  и  $y$  (от которых зависит только  $\delta$ -функция) равен единице.

Если ливень затухает, не достигнув Земли, то пределы интегрирования лежат в интервале  $-\infty < z < \infty$ . В этом случае из (2.8.2) получаем

$$E(\omega) = \frac{\omega q N_0}{\sqrt{\pi}\epsilon_0 c^2 R_0 \alpha} \exp\left(-\frac{\omega^2}{4\alpha^2 c^2}\right) \sin(kd \cos \varphi). \quad (2.8.3)$$

Максимальное значение (2.8.3) приходится на частоту  $\omega = \sqrt{2}\alpha c \times 1,4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Подставляя в (2.8.3) характерные величины  $N_0 = 10^{12}$  — число электронов в максимуме [34] для энергии первоначальной частицы  $W_0 = 10^{21} \text{ эВ}$ ,  $R_0 = 10^4 \text{ м}$  — расстояние до наблюдателя,  $d = 50 \text{ м}$ ,  $\varphi = 0$ ,  $\alpha = 1/3 \times 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ ,  $c = 3 \times 10^8 \text{ м с}^{-1}$ ,  $k = \omega/c$ ,  $\omega = 1,4 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $q = 1,6 \times 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $(4\pi\epsilon_0)^{-1} = 0,9 \times 10^{10} \text{ м Ф}^{-1}$ , получим

$$|E(\omega)| = 65 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}.$$

Пределы интегрирования в (2.8.3) нужно взять в интервале  $-\infty < z = 0$ , так как для частиц с  $W_0 \sim 10^{20} - 10^{21} \text{ эВ}$  максимум ливня находится в непосредственной близости от Земли. В этом случае для вычисления (2.8.3) удобно воспользоваться разложением интеграла по четным степеням  $1/x$  [123], где  $x = i\omega/\alpha c\sqrt{2}$ . Тогда

$$E(\omega) = \frac{2i\omega q N_0 \sqrt{\pi}}{8\epsilon_0 c^2 R_0 \alpha} \exp\left(-\frac{\omega^2}{4\alpha^2 c^2}\right) \times \left[1 - \frac{\exp(-x^2/2)}{x\sqrt{2\pi}} \left(1 - \frac{1}{x^2} + \frac{3}{x^4} - \dots\right)\right] \sin(kd \cos \varphi). \quad (2.8.4)$$

При определении главного члена в (2.8.4) нужно учесть, что выражая ток (позитронов и электронов) через  $\delta$ -функцию, мы ограничиваем диапазон длин волн, рассматриваемых в данной модели. Так как диск имеет размеры  $2r_0 = 200 \text{ м}$ , то амплитуды гармоник (2.8.2) для  $\lambda \geq 400 \text{ м}$  можно складывать без учета фазы. Это неравенство соответствует диапазону частот  $0 < \omega_0 < 4 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Для этой частоты величина  $1/x^2$  имеет порядок  $10^{-3}$ , поэтому в круглых скобках разложения (2.8.4) можно ограничиться только нулевым членом:

$$|E(\omega)| = \frac{N_0 q}{2\pi\epsilon_0 c R_0} \sin(kd \cos \varphi). \quad (2.8.5)$$

Обычные антенны типа полуволнового диполя, которые часто используют в рассматриваемых здесь публикациях, имеют рабочую полосу частот  $\Delta\omega/\omega \approx 0,1$ , следовательно, уточнение верхней и нижней границ для (2.8.5) не имеет смысла. Аргумент синуса в (2.8.5) даже при  $\cos \varphi = 1$  равен 0,66. Поэтому для частот, лежащих в интервале  $0 < \omega < \omega_0$ , пространственная диаграмма излучения имеет типичный для элементарного диполя вид. Подставив уже использованные при вычислении (2.8.3) физические величины, найдем максимальное (при  $\varphi = 0$ ) значение спектральной компоненты поля  $E(\omega) \approx 700 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  для  $R_0 = 10^4 \text{ м}$  и  $W_0 = 10^{21} \text{ эВ}$ . Эта величина приблизительно на порядок больше, чем (2.8.3).

Анализ полученных результатов позволяет надеяться, что работа [9] стимулирует экспериментальные исследования в этом направлении. Дело в том, что согласно данным по частотному распределению атмосферных помех [43, 44] минимум их интенсивности приходится на диапазон частот около 1 МГц и совпадает с положением максимума интенсивности излучения для этого механизма радиоэмиссии. Более того, атмосферные помехи уменьшаются приблизительно на 30 дБ в полярных широтах. В наиболее благоприятное время

суток и сезона напряженность поля атмосферных полей для Средней полосы Европейской части России составляет  $\sim 1 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  [43, 44]. Очевидно, это намного меньше напряженности поля сигнала для приведенного выше примера даже на расстоянии 100 км от ливня.

Такая ситуация весьма благоприятна для постановки экспериментальных исследований. Рассмотрим следующий пример. Пусть четыре радиоприемных устройства с простейшими антеннами и автономными источниками питания расположены по углам квадрата со стороной 70 км. Все это может быть вынесено за пределы действия техногенных помех, например в полярные широты акватории Тихого океана. ШАЛ, оказавшийся в круге радиусом 70 км с центром, совпадающим с центром квадрата, в самом неблагоприятном случае окажется на расстоянии не более 40 км от одной из антенн. Если энергия частицы  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$ , то, как найдено выше, напряженность поля излучения равна  $15 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Это для полярных районов на один-два порядка превышает напряженность поля атмосферных помех. Хорошо известно (см., например, [45]), что на каждый квадратный километр поверхности Земли за столетие падает в среднем одна частица с энергией  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$ . Это значит, что с помощью рассматриваемой установки можно будет регистрировать не менее 150 частиц в год. Чтобы правильно оценить значимость такого результата, следует добавить, что за всю историю науки о космических лучах было зарегистрировано около 15 событий с  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$ . Описанная здесь гипотетическая установка, очевидно, не является еще детектором. Кроме факта прибытия частицы и количества частиц в максимуме ливня, ничего другого, по-видимому, определить нельзя. Однако она принципиально отличалась бы от современных детекторов своими возможностями для диапазона энергий  $W_0 > 10^{20} \text{ эВ}$ . Еще большего эффекта можно было бы достичь, если бы эту гипотетическую установку совместить с традиционным детектором, например таким, как ШАЛ-1000. Это и должно стимулировать исследование природы такого вида радиоэмиссии.

Существует, однако, обстоятельство, которое в корне должно изменить методику исследований. Речь идет об отсутствии в данном опыте мастер-сигнала, т.е. такого импульса синхронизации, который всегда использовался в классических работах. В ранних исследованиях ввиду малой площади детектора не вызывало проблем размещение нескольких ионизационных или сцинтилляционных счетчиков или даже использование для этой цели традиционного детектора заряженных частиц, который не только производил синхроимпульс, но и определял энергию ливня. Наличие синхроимпульса в приведенной схеме эксперимента существенно упростило бы задачу распознавания полезного сигнала. Однако его отсутствие можно возместить другими средствами. Во-первых, в рассматриваемых условиях источником сигнала, который ошибочно может быть принят за истинный, является только грозовой разряд. Если в этом опыте использовать антенны в виде, например, взаимно перпендикулярных рамок, то по соотношению величин токов, наводимых радиоимпульсом, можно легко указать направление его прихода [46]. Другими словами, совокупность всех антенн будет выполнять роль пеленгационной системы. Если грозовой импульс пришел изда лека, то все четыре рамки укажут одно направление. В

случае местной грозы мощный импульс легко распознаваем не только по направлению, но и по большой величине амплитуды. Во-вторых, хорошо известно, что грозовой разряд — это прерывистый импульс тока общей длительностью в десятки и даже сотни миллисекунд. Этим он принципиально отличается от полезного сигнала, имеющего простую форму и меньшую длительность.

В заключение можно кратко упомянуть о возможностях исследования широких атмосферных ливней в ближней зоне, т.е. в области кулоновского (квазистатического) поля. Например, измеряя потенциал вблизи оси, можно найти абсолютное количество избыточных электронов, которое в [6] оценено приближенно. Избыточные электроны ливня создают ток, который можно измерять индукционным методом. С помощью специально выбранной для этого формы индуктивности можно найти направление движения ливня [47].

Приведенный обзор работ по механизмам радиоэмиссии широкого атмосферного ливня не является исчерпывающим. Здесь не рассмотрены работы, результаты которых, по мнению автора, не имеют прямого отношения к исследованию природы излучения (как, например, [48–50]). Однако и этот перечень свидетельствует о многообразии электрических процессов, сопровождающих широкий атмосферный ливень.

### 3. Экспериментальное исследование радиоэмиссии ШАЛ в диапазоне высоких частот (> 30 МГц)

Стимулирующий эффект публикаций [6, 7] оказался весьма велик. Предварительные результаты опытных исследований стали известны уже через несколько лет [51]. Это был образцово поставленный эксперимент, и структура его установки с незначительными вариациями повторялась впоследствии практически в каждой работе. Именно поэтому методику эксперимента и его результаты необходимо описать более детально. Приведем основные элементы таких установок:

- 1) антенна (одна или более) для регистрации радиоимпульсов;
- 2) сцинтилляционный или ионизационный детектор для определения энергии ливня и получения синхронизирующего импульса (мастер-сигнала);
- 3) усилитель радиоимпульсов (радиоприемник);
- 4) записывающее устройство (например, осциллограф);
- 5) схема синхронизации момента включения записывающего устройства с моментом регистрации ливня ионизационным детектором частиц.

Экспериментальная установка [51] предназначалась для исследования ливней с энергией  $10^{15} - 10^{16}$  эВ. Для получения мастер-сигнала (рис. 5) три счетчика Гейгера — Мюллера 2–4 подключались к схеме совпадений 5, которая запускала запоминающий осциллограф 7 только в том случае, если срабатывали все три счетчика 2–4. Практически одновременно с этим в антенне *A* наводился импульс тока. После предварительного усиления в блоке 10 он проходил через линию задержки 9 в радиоприемник 8. Запоминающий осциллограф 7 приводился в действие запускающим триггером.

Антенна установки состояла из 72 полуволновых вибраторов с собственной частотой 44 МГц и полосой

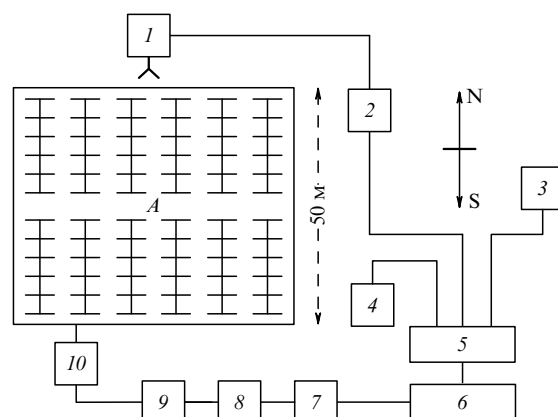


Рис. 5. Структурная схема экспериментальной установки для исследования широких атмосферных ливней с энергией  $10^{15} - 10^{16}$  эВ [51]: *A* — многоэлементная антенна, 1 — генератор импульсов для искусственных запусков установки, 2–4 — ионизационные счетчики, 5 — схема совпадений, 6 — запускающий триггер, 7 — осциллограф, 8 — линия задержки, 9 — усилитель радиоимпульсов, 10 — предварительный усилитель с автономным питанием.

пропускания  $\Delta\nu = 4$  МГц. Для формирования вертикальной диаграммы направленности антенная решетка помещалась на высоте  $\lambda/8$  над землей. Цель опыта — проверка теоретических оценок черенковского механизма излучения избыточными электронами [6, 19]. Идентификация этого механизма могла быть осуществлена по характеру поляризации поля излучения. Известно, что вектор напряженности поля в точке наблюдения лежит в плоскости, образуемой направлением движения частицы и направлением наблюдения. Кроме этого он перпендикулярен волновому вектору. Поэтому если широкий атмосферный ливень попадал в центр треугольника, образованного счетчиками 2–4, то ориентация диполей, указанная на рисунке, соответствовала максимальному значению амплитуды сигнала. Усиление такой антенны можно оценить равным 21–22 дБ, что соответствует усилению по напряжению приблизительно в 12 раз.

В опыте зарегистрировано 1799 ливней, пять из которых превосходили среднеквадратичный уровень шумов в 8, 10, 10, 11 и более 45 раз и соответствовали энергиям  $4 \times 10^{-12}$ ,  $5 \times 10^{-12}$ ,  $3 \times 10^{-12}$ ,  $3 \times 10^{-12}$  и более  $20 \times 10^{-12}$  эрг. Все они находились внутри ожидаемого интервала времени  $\tau$  5,4–5 мкс на развертке осциллографа. В остальных участках 20-микросекундной развертки не зафиксировано ни одного импульса. Из 1117 искусственных запусков с помощью генератора 1 ни один радиоимпульс не вышел за пределы интервала  $\tau$  (рис. 6а).

Статистический анализ остальных 1794 импульсов показал, что в подавляющем большинстве случаев они попадают во временной интервал  $\tau$  (рис. 6б). Суммарная амплитуда сигналов в интервале  $\tau$  в 4 раза превосходила среднеквадратичное отклонение. На этом основании делается вывод, что зарегистрированная серия импульсов вызвана радиоэмиссией широкого атмосферного ливня.

Этот эксперимент был продолжен, и детальное обсуждение его результатов было опубликовано почти через 2 года [52]. Экспериментальная установка за 2 года

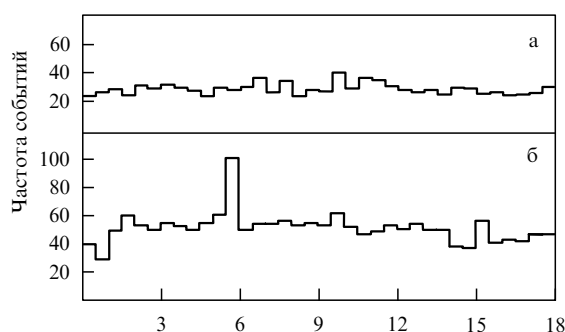


Рис. 6. (а) Гистограмма 1117 случайных событий, вызванных искусственными запусками установки. (б) Гистограмма 1794 событий, вызванных широким атмосферным ливнем. По вертикальной оси отложена частота событий.

подверглась значительной переработке. Вместо одной антенной решетки были использованы две с взаимно перпендикулярными поляризациями (N–S и W–E). Счетчик 3 размещен с противоположной стороны антенны А так, что она оказалась в центре детектора частиц (см. рис. 5). Кроме этого установка была дополнена оборудованием, с помощью которого можно было проводить исследования на частоте 150 МГц. Угловые размеры главных лепестков диаграммы направленности для обеих антенн (44 и 150 МГц) составляли соответственно  $10^\circ$  и  $12^\circ$  на уровне 3 дБ. Шумовая температура усилителя не превышала 450 К. Поэтому шумовые свойства всей системы определялись только эквивалентной температурой небесной сферы, которая для частоты 44 МГц изменялась в интервале  $6 \times 10^3$ – $2 \times 10^4$  К в зависимости от звездного времени. Порог чувствительности радиоприемника определялся шумами и находился в пределах  $(0,8$ – $2,8) \times 10^{-12}$  эрг. Эффективная площадь основной антенны (44 МГц) и высокочастотной (150 МГц) соответственно были равны 1700 и 170 м<sup>2</sup>. Все системы вместе с антеннами настраивались и калибровались по дискретному источнику радиоизлучений Кассиопея А.

В период с ноября 1964 г. по март 1965 г. были записаны 4500 событий, 11 из которых имели амплитуду, превышающую шкалу осциллографа, и приходились на ожидаемый интервал времени  $\tau$  5–6 мкс. Ни одного импульса с такой амплитудой не было зафиксировано на остальных участках развертки от 0 до 5 мкс и от 6 до 20 мкс. Из 2800 искусственных запусков также не обнаружены импульсы за пределами интервала  $\tau$ . Статистический анализ остальных событий, как и в предыдущей серии экспериментов [51], с высокой вероятностью подтвердил, что их источником является широкий атмосферный ливень.

Наблюдения в частотном диапазоне 150 МГц были проведены для проверки выполнения условия когерентности. В случае таких частот длина волны ( $\lambda = 2$  м) меньше толщины диска  $d$ , и это должно существенно нарушить когерентность излучения. Если допустить нормальный закон распределения избыточных электронов ливня в продольном направлении диска  $N(x) = N_0 \exp(-2x^2/d^2)$ , то при  $d = 1$  м для  $\lambda = 2$  м следует ожидать десятикратного ослабления сигнала. Было найдено, что вследствие уменьшения эффективной площади антенны, уменьшения полосы пропускания

( $\Delta\nu = 1$  МГц), изменения шумовых характеристик и т.д. рост спектральной интенсивности при переходе от частоты наблюдения  $\nu = 44$  МГц к  $\nu = 150$  МГц окажется в целом незначительным. Однако в течение 6-ти недель ни один импульс в диапазоне 150 МГц зарегистрирован не был. В то же время для диапазона 44 МГц установка зарегистрировала пять событий с большими амплитудами. Авторы на основании этого приходят к выводу о значительном нарушении когерентности на высоких частотах.

В теоретической работе [7], в которой исследован геомагнитный механизм радиоэмиссии, сделан вывод о поляризации излучения в направлении E–W. Для проверки этого обе антенны для диапазона 44 МГц тщательно калибровались до полной идентичности каналов. Однако последующие за этим наблюдения в течение одной недели одновременно на двух каналах с разными поляризациями (E–W и N–S) не показали сколь угодно существенного различия ни в числе импульсов, ни в их амплитуде.

Количество энергии, проходящее через единичную площадь в единичной полосе частот за все время процесса на расстоянии  $r$  от наблюдателя (эрг см<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>), было рассчитано согласно [7] для диапазона 44 МГц с использованием выражения

$$I_\nu = 2 \times 10^{-37} N_0^2 J_0^2(0,024a) |H_0^1(0,024r)|^2.$$

Если принять, что радиус кольца  $a = 17$  м, расстояние до наблюдателя  $r = 100$  м, число частиц в ливне  $N_0 = 10^6$  и время процесса приблизительно равно  $10^{-8}$  с, то спектральная интенсивность составит  $I_\nu = 2 \times 10^{-20}$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>, а полная энергия, выделившаяся на нагрузке антенны за все время процесса в полосе пропускания 2,8 МГц, будет  $3,6 \times 10^{-12}$  эрг. На том основании, что значение этой энергии соответствует наблюдаемому, авторы приходят к выводу о тесной связи реального механизма радиоэмиссии с черенковским [6, 19] или геомагнитным [7].

Большая серия экспериментов была выполнена на установке НИИЯФ МГУ и Харьковского государственного университета. Одна из первых работ ХГУ [53] преследовала цель подтвердить возможность регистрации радиоимпульсов, сопровождающих широкий атмосферный ливень. Структура экспериментальной установки во многом повторяла рассмотренную в [51], однако для исследований был выбран диапазон частот 12,7 МГц с шириной полосы 2,6 МГц. Для запуска системы регистрации использовались три счетчика Гейгера–Мюллера и два фотоумножителя, регистрирующих вспышки черенковского света от широких атмосферных ливней. На основании статистических данных о количестве совпавших по времени событий в оптическом и радиоканале или в счетчиках Гейгера–Мюллера и в радиоканале авторы делают вывод о возможности эффективной регистрации радиосигналов в случае, когда энергия ливня  $W_0 > 6 \times 10^{16}$  эВ.

Этот эксперимент был продолжен на модернизированной установке с целью определить доминирующий механизм излучения ливня [54]. Для этого частотный диапазон исследования, ранее практически непосредственно примыкавший к радиовещательному диапазону 11,7–12,1 МГц, был перенесен в область 20 МГц с шириной полосы 1,4 МГц. Используемые в установке

две системы антенн содержали по 6 полуволновых диполей каждая. Одна из них была ориентирована по направлению W–E, а другая — по N–S. Эффективный телесный угол и геометрическая площадь соответственно составляли 0,3 ср и 100 м<sup>2</sup>. Минимальный поток радиоизлучения, регистрируемый установкой, составлял  $1,7 \times 10^{-20}$  Вт м<sup>-2</sup> Гц<sup>-1</sup>. Результаты измерений оценивались по скорости счета в тройных совпадениях. Авторы считают, что радиоизлучение ливня, поляризованное в направлении E–W, свидетельствует о доминирующей роли геомагнитных механизмов.

На комплексной установке НИИЯФ МГУ была проведена серия экспериментальных работ (в основном за 1967–1972 гг.), выполненных для установления различных характеристик поля радиоэмиссии, вызванной широким атмосферным ливнем [55–60]. Детектор частиц комплексной установки подробно описан в [61]. Элементы радиодетектора [55] включали две антенны — широкополосные горизонтальные полуволновые вибраторы, расположенные на расстоянии 60 и 140 м от центра установки. Собственная частота вибратора была выбрана за пределами широкополосных диапазонов (30,2 МГц). Практически в любое время суток ионосфера прозрачна для этих частот. В качестве регистрирующего устройства использовался осциллограф ДЭСО-1, развертка которого запускалась мастер-сигналом, производимым детектором частиц.

Радиоизлучение от ливней регистрировалось в течение 1100 ч. Полностью проанализированы радиоимпульсы только за последние 400 ч. Радиоимпульсы, превышающие по мощности шумы в 25 раз, проанализированы за все 1100 ч. За 400 ч работы установки зарегистрировано 27 ливней с потоком радиоизлучения, в 5 или более раз превосходящим поток космических радиошумов, а за остальные 700 ч — 17 широких атмосферных ливней с потоком радиоизлучения, превышающим поток космических радиошумов в 25 раз. Так как предсказанное излучение в геомагнитных механизмах [7] линейно поляризовано и напряженность поля пропорциональна синусу угла между  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ , то при построении кривых пространственного распределения мощность радиоизлучения нормировалась на квадрат полного числа мюонов или электронов при учете соотношения

$$\psi^2(\theta, \varphi) = \frac{|\mathbf{E}(\theta, \varphi)|^2}{|E_{\max}|^2},$$

где  $\psi(\theta, \varphi)$  — степень поляризации,  $\mathbf{E}(\theta, \varphi)$  — напряженность электрического поля излучения и  $E_{\max}$  — максимальная напряженность электрического поля, соответствующая движению ливня перпендикулярно к магнитному полю Земли. Найдено, что разброс потока радиоизлучения (для одного произвольно выбранного расстояния от оси ливня) при нормировке к  $N_c^2$  на несколько порядков больше по сравнению с разбросом потока при нормировке его к  $N_\mu^2$ . Кроме того, нормировка потока радиоизлучения без учета  $\psi^2$  приведет к дополнительному разбросу амплитуд. Эти факты позволяют авторам [55] сделать вывод о том, что поток радиоизлучения линейно поляризован и пропорционален  $N_\mu^2$ ; другими словами, число мюонов в ливне может быть хорошей мерой энергии  $W_0$  первоначальной частицы, вызвавшей широкий атмосферный ливень.

В работе [56] исследовалась функция пространственного распределения радиоизлучения в индивидуальных

ШАЛ. Для этого количество вибраторов было увеличено до девяти, причем восемь из них были ориентированы в направлении E–W, а один имел направление N–S. Это делалось с целью получить дополнительную информацию о поляризации излучения.

Данные измерений показывают, что пространственная диаграмма излучения ШАЛ имеет остронаправленный характер. Например, при удалении от оси ливня на 100–500 м мощность излучения падает не менее чем на порядок. К этому следует добавить, что источник излучения находится на высоте нескольких километров. Установлено также, что при значительном угле между осью ШАЛ и геомагнитным полем ( $60^\circ \geq (\mathbf{vH}) \geq 20^\circ$ ) данные об интенсивности не противоречат геомагнитной гипотезе, но не соответствуют механизму черенковского излучения избыточными электронами. При  $18^\circ \leq (\mathbf{vH}) \leq 30^\circ$  данные по двум ливням удовлетворяют обоим механизмам. Один ливень при угле между  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ , примерно равном  $10^\circ$ , не противоречит "избыточному" механизму, но не соответствует геомагнитному.

Для установления поляризации излучения удобно использовать так называемые крестообразные антенны. Это два независимых полуволновых диполя, расположенных взаимно перпендикулярно так, что центры вибраторов совпадают. Несколько таких антенн были использованы для продолжения исследования механизмов излучения в [57]. Всего в установку входило девять антенн. Анализировались только те ливни, импульсы от которых были обнаружены не менее чем в трех антеннах. Ниже приводится распределение 25 ливней по числу сработавших антенн (табл. 2).

Таблица 2

| Число антенн      | 3 | 4  | 5–9 |
|-------------------|---|----|-----|
| Количество ливней | 6 | 10 | 9   |

В 20 ливнях сработала хотя бы одна из антенн, входящая в состав крестообразных. Соотношение между величинами сигналов сравнивалось с теоретическими предсказаниями для различных механизмов радиоизлучения. Оценки делались не только для механизмов, рассмотренных в [6, 19] и [7], но и для геоэлектрического [21, 22]. Результаты измерений говорят о доминирующей роли геомагнитного механизма, хотя, вероятнее всего, он не является единственным. В частности, при малых углах между  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$  преобладают другие механизмы радиоэмиссии. Кроме этого подтвердился ранее обнаруженный факт резкого падения интенсивности излучения на значительном удалении от оси ливня.

Для понимания механизма радиоэмиссии необходимо знать и распределение мощности излучения по частотам. Для этого к уже имеющимся вибраторам с собственной частотой 30 МГц комплексную установку МГУ дополнили вибратором для частот 62 МГц, расположив его на расстоянии 60 м от центра установки [58]. Восемь вибраторов (в том числе и коротковолновый) были ориентированы вдоль геомагнитной параллели, а три — вдоль геомагнитного меридиана. Критерий отбора событий был выбран так, что вероятность наблюдения хотя бы одного ложного импульса составляла менее 3 %. За период наблюдения с января по май

1970 г. было зарегистрировано 22 ливня, удовлетворяющих критерию жесткого отбора. Анализ поляризационных характеристик и пространственного распределения радиоизлучения на частоте 30 МГц не обнаружил существенного отличия этих результатов от полученных ранее [57]. Для частоты 62 МГц спад интенсивности при увеличении расстояния от ливня более значительный, чем для 30 МГц. Автор полагает, что это может быть связано с нарушением когерентности излучения на высоких частотах.

С мая по июнь 1971 г. в составе комплексной установки НИИЯФ МГУ для исследований широких атмосферных ливней функционировала система регистрации радиоизлучения, состоящая из 11 параллельных каналов, настроенных на частоту 32 МГц, и 6 каналов, настроенных на 58 МГц [60]. За указанный промежуток времени наблюдались десять ливней, для которых радиоизлучение зарегистрировано одновременно на обеих частотах, причем на частоте 58 МГц хотя бы одной антенной, а на 32 МГц — несколькими. Анализировались импульсы с амплитудой не менее 30 мкВ для диапазона 58 МГц и соответственно более 50 мкВ для 32 МГц. Полное число  $N_e$  частиц в этих ливнях составило от  $5 \times 10^6$  до  $6 \times 10^7$ , а полное число мюонов с энергиями более  $10^{10}$  эВ — от  $2 \times 10^5$  до  $10^6$ . Среди рассмотренных ливней не оказалось противоречащих геомагнитному механизму радиоэмиссии. Зависимость отношения  $E_{60}/E_{30}$  от величины  $N_\mu/N_e$ , возраста ливня  $S$  и зенитного угла  $\theta$  обнаружена не была. Анализируя связь между отношениями  $E_{60}/E_{30}$  и величиной  $\sin(\sqrt{v}H)$ , авторы [60] пришли к выводу о существовании механизмов радиоизлучения, отличающихся от геомагнитного по частотному спектру.

Изучение спектрального распределения радиоизлучения ШАЛ было продолжено на установке Харьковского государственного университета [62]. Измерение напряженности поля излучения проводилось на частотах 34, 40, 52, 135 и 162 МГц. За 1155 ч работы установки зарегистрировано пять ливней, сопровождавшихся радиоизлучением. Общая тенденция для всех событий — быстрый спад спектрального распределения на частотах 30–50 МГц и медленное его изменение на высоких частотах. Результаты этой работы противоречат данным [63, 64] и в некоторой степени совпадают с [60].

В теоретической работе этой группы [65] исследовалась зависимость спектрального распределения радиоизлучения ШАЛ от расстояния до оси вертикального ливня и от возраста, характеризующего его продольное развитие. При расчете амплитудно-частотного спектра учитывалось предположение о когерентности радиоизлучения ШАЛ в метровом и дециметровом диапазонах радиоволн [6, 19], а также то, что его форма зависит от пространственной когерентности, т.е. от разности фаз волн, приходящих в точку наблюдения. Кроме того, принималось во внимание влияние на форму спектра многократного кулоновского рассеяния электронов на нейтральных атомах среды. Рассматривались только два механизма генерации — черенковский и синхротронный.

Результаты численных расчетов спектральных функций указывают на слабое различие их формы при одинаковых положениях максимума широкого атмосферного ливня для двух различных когерентных механизмов. Характерной особенностью пространственного распределения является уменьшающийся (по мере при-

ближения максимума развития к Земле) провал вблизи оси, обусловленный угловым распределением частиц или нерегулярностями на большом расстоянии от оси, которые нарастают в процессе развития ливня. В [65] полученные результаты теоретических расчетов сравниваются с экспериментальными и указывается на качественное согласие с [62].

Обращает на себя внимание тот факт, что в приведенной выше серии работ чрезвычайно редко встречается информация о ливнях с энергий выше  $W_0 = 10^{17}$  эВ. Отчасти это объясняется ограниченными возможностями ионизационных детекторов комплексной экспериментальной установки. Но существует другое принципиально важное обстоятельство. По мере увеличения энергии ливня его максимум приближается к поверхности Земли. Например, для ливня с  $W_0 = 10^{20}$  эВ он находится на расстоянии нескольких сот метров над уровнем моря. С точки зрения теоретических разработок [6, 19, 7], напряженность поля, вызываемая радиоэмиссией широкого атмосферного ливня с энергией  $W_0 \sim 10^{19}$  эВ, должна на два-три порядка превышать напряженность, полученную в опытах [53–62] для  $W_0 \approx 10^{16} - 10^{17}$  эВ. Однако, за исключением редких случаев, такой эффект не наблюдался. И это вполне объяснимо. Как неоднократно упоминалось ранее, условие квазикогерентности излучения выполняется только для узкого конуса наблюдения. Например, по оценке [19] угол излучения не превысит  $1^\circ$ . Если учесть многократное кулоновское рассеяние, то и в этом случае главный лепесток пространственной диаграммы направленности излучения будет не слишком велик, о чем и свидетельствуют результаты опытов [53–62]. Поэтому наблюдатель, отстоящий даже на небольшом расстоянии от оси ливня с энергиями  $W_0 \sim 10^{18} - 10^{19}$  эВ, может оказаться вне конуса излучения, когда максимум развития ливня будет близок к поверхности Земли.

По-видимому, это обстоятельство и послужило причиной для обоснования возможности наблюдения радиоизлучения почти горизонтальных ливней [66]. Известно, что длинный проводник, подвешенный на расстоянии нескольких метров над Землей и нагруженный с одного конца на активное сопротивление около 600–800 Ом (антенна Бевереджа [46]), обладает узкой диаграммой направленности. В режиме бегущей волны главный лепесток направлен под углом к горизонту, величина которого зависит от длины проводника. Авторы [66] считают, что такая антенна длиной 700 м на высоте подвеса 7 м будет эффективно регистрировать почти горизонтальные ливни от частиц с большой первоначальной энергией.

Обсуждавшиеся работы МГУ и ХГУ [56–62, 65, 66] составляют лишь несколько процентов всех опубликованных после 1965 г. статей. Однако в них приведены основные результаты и направления исследований этого периода для метрового и дециметрового диапазона длин волн.

Следует также отметить наиболее интересные экспериментальные работы из цикла исследований на установке Хавера Парк, основные результаты которого опубликованы в [67–77].

С точки зрения используемой методики интересна работа [71], в которой авторы сообщают о наблюдении радиоэмиссии из широких атмосферных ливней с энергией  $W_0 \approx 10^{19}$  эВ на частотах 2 и 408 МГц. Для

высокочастотного диапазона применялась радиоастрономическая антенна, а для диапазона средних волн — антенна с емкостным импедансом. Она представляет собой вертикальный проводник длиной 1 м, к верхнему концу которого прикреплены четыре горизонтальных проводника длиной 1,5 м. В целом, эта конструкция напоминает раскрытый зонтик. Расстояние от оси ливня составляло 300 м. Опуская множество подробностей из методики измерений и расчета, приведем несколько конечных результатов.

Среднеквадратичный уровень радиопомех составлял приблизительно  $10^{-3}$  В и поднимался на 5 % при регистрации радиоэмиссии. Исходя из соотношения между среднеквадратичными амплитудами радиопомех  $A_n$ , сигнала  $A_s$  и результирующей  $A_t$ :

$$A_t^2 = A_n^2 + A_s^2,$$

авторы [71] оценили напряженность поля излучения равной  $\sim 300$  мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$ . В диапазоне 408 МГц возрастание шумов не зафиксировано и дается верхняя оценка напряженности поля радиоэмиссии — 0,2 мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$ . Главным результатом этой работы является, по-видимому, не столько установление факта отсутствия радиоэмиссии на сверхвысоких частотах, сколько обнаружение интенсивного механизма излучения на средних. Это одно из первых указаний на неизвестный ранее феномен.

В заключительной работе этого цикла приводятся данные пространственного распределения интенсивности радиоэмиссии почти вертикальных ливней с  $W_0 \geq 2 \times 10^{17}$  эВ для диапазона частот 60 МГц. Согласно результатам измерений на расстоянии от 100 до 200 м напряженность поля излучения падает приблизительно на порядок.

Кроме этого, проведен статистический анализ большого числа событий, указавший на слабую зависимость напряженности поля от энергии ливня в пределах  $2 \times 10^{17} \leq W_0 \leq 20 \times 10^{17}$  эВ для расстояния 110 и 230 м от оси. Практически для всех событий напряженность поля не превосходила 2 мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$ .

Для частоты 1,8 МГц использовалась многовибраторная антенна с высотой подвеса  $\lambda/10$  и  $\Delta\nu = 200$  кГц. За время наблюдения 8 недель не обнаружено существенного превышения сигналов над радиошумами. Авторы делают вывод, что напряженность поля радиоэмиссии в этом диапазоне в среднем составляет 0,6 мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$ , что значительно расходится с результатами ранних исследований.

Группа индийских ученых из университета Гувахати для изучения радиоэмиссии выбрала метод поиска амплитудно-частотной корреляции между радиоимпульсами, сопровождающими широкий атмосферный ливень. Значительная часть из указанной здесь совокупности работ [78–94] относится к низкочастотному диапазону. Такое изменение направления исследований, по-видимому, было естественным, поскольку к концу 70-х годов стала очевидной весьма ограниченная возможность использования радиометода для метрового диапазона длин волн. Структура экспериментальной установки университета Гувахати существенно не отличалась от типичной. Детектор частиц состоял из системы трех счетчиков Гейгера – Мюллера и предназначался для производства мастер-сигнала от ливней с  $W_0 \geq 2 \times 10^{16}$  эВ. В высокочастотных радиоканалах установки ( $\nu > 80$  МГц)

использовалась трехсекционная антенна типа "волновой канал" (антенна Уда – Яги). Для частот  $30 \leq \nu \leq 80$  МГц применялись простейшие антенны, состоящие из одного полуволнового вибратора [82, 84]. Отбор событий проводился по шкале развертки осциллографа. Если радиоимпульс при запуске осциллографа мастер-сигналом попадал в заранее известный интервал времен на шкале и имел крутой передний фронт, то он засчитывался как истинный.

Например, в [84] для определения степени связи между радиоимпульсами в одном событии находился коэффициент корреляции  $r$  из совокупности  $n$  событий:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}},$$

где  $x_i$  и  $y_i$  — амплитуды в диапазонах 60 и 80 МГц соответственно,  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  — среднее значение этих величин. Найденное в [84] значение  $r$  оказалось равным +0,68. На этом основании делается вывод, что одновременно регистрируемые импульсы на разных диапазонах имеют общий источник.

В [83, 85] исследована корреляция между оптическими черенковскими импульсами и радиоимпульсами для частот 60, 80 и 110 МГц. Коэффициенты корреляции оказались равными соответственно –0,08, –0,093 и –0,11. Авторы делают вывод, что вследствие незначительной степени связи между оптическими импульсами и радиоимпульсами их природа должна быть различной. Например, поскольку хорошо известно, что оптическое излучение ливня связано с черенковским механизмом, то радиоэмиссия с большой вероятностью может иметь геомагнитную природу [7].

В [81, 86] приводятся данные о средней напряженности поля для частот 44, 60 и 80 МГц, а также данные других работ [95, 76, 96] для расстояния от оси ливня не более 50 м. Согласно экспериментальным результатам с увеличением частоты когерентность уменьшается. Авторы считают, что противоречивость результатов для некоторых работ связана с большими экспериментальными погрешностями.

Корреляция между величинами амплитуд для широкого диапазона частот 60, 80, 110 и 220 МГц исследовалась в [89]. Результаты указывают на высокую степень связи между импульсами в диапазонах 60 и 80 МГц. Отсутствие корреляции было установлено для частот 60 и 110 МГц, а также для 60 и 220 МГц. Авторы полагают, что это явление можно объяснить различными механизмами радиоэмиссии на высоких и низких частотах.

Такой же вывод сделан в работе [81] для частотных пар (9; 60), (9; 220) и (60; 220) МГц, коэффициенты корреляции для которых найдены соответственно равными +0,38, –0,69 и –0,31. В [88] предпринята попытка объяснить результаты этой серии экспериментов на основе сравнения теоретических оценок полей излучения, вызванных тонким диском ядерно-активных частиц (в основном, протонов) и диском избыточных электронов широкого атмосферного ливня. Согласно результатам расчетов, выполненных для расстояний 40 и 200 м от оси ливня, отношение напряженности полей излучения электронов и протонов, т.е.  $E_e/E_p$ , составляет не менее 10 на низких частотах (2 МГц) и уменьшается до 5 на высоких (220 МГц). Другими словами, интенсивность радиоэмиссии ядерно-активного компонента недоста-

точна для роли доминирующего механизма на высоких частотах ( $> 800$  МГц).

В работе [93] сформулированы основные итоги предшествующих исследований. Авторы полагают, что для выяснения природы радиоэмиссии необходимо более совершенное оборудование.

Можно привести несколько работ, в которых не только изучалось само явление радиоэмиссии из широкого атмосферного ливня, но и выяснялась возможность детектирования космических лучей с помощью этого излучения. По-разному видят решение этой проблемы в [97, 98] и в [99]. Техника эксперимента и условия его проведения в работах [97, 98] существенно отличались от рассмотренных ранее. Детектор частиц находился на высоте 5200 м над уровнем моря вблизи магнитного экватора (Боливия, г. Чаколтай). Он не только производил мастер-сигнал, но и определял направление оси ливня, расстояние от оси до центра установки и число частиц в ливне. Для регистрации радиоимпульсов использовались семь логопериодических антенн с полосой пропускания 55–88 МГц и поляризацией E–W. Предварительные исследования [97] показали, что именно такая поляризация поля излучения является доминирующей. Угловые размеры главного лепестка диаграммы направленности на уровне 3 дБ составляли  $75 \times 110^\circ$ . В соответствии с выводами [97] он был ориентирован под углом  $45^\circ$  к вертикали в западном направлении. Все антенны располагались на расстоянии 50 м от центра установки. Длительность фронта радиоимпульса, вызванного широким атмосферным ливнем, не превышала нескольких наносекунд. Поэтому анализ времен запаздывания сигналов для каждой из антенн позволял определять направление прихода ливня. Авторы [97, 98] по результатам эксперимента намеревались дать ответ на следующие вопросы:

1. Будут ли радиоимпульсы от широких атмосферных ливней различимы на фоне радиопомех?
2. Будет ли достаточно высокой доля ливней, детектируемых с помощью радиометода?
3. Окажется ли возможным определить направление оси ливня?
4. Можно ли таким методом определить число частиц в ливне?

В течение нескольких месяцев было зарегистрировано 97 ливней с амплитудами радиоимпульсов, более чем вдвое превышающими среднеквадратичный уровень радиопомех. Событие засчитывалось в том случае, если радиоимпульсы такой величины обнаруживались не менее чем в трех антеннах. Анализ ливней с числом частиц от  $10^7$  до  $10^9$  дал утвердительный ответ на первые три вопроса.

В работе [99] теоретическими оценками обосновывается возможность детектирования космических лучей по радиочастотному компоненту излучения широкого атмосферного ливня с энергиями  $W_0 \geq 10^{19}$  эВ посредством анализа отраженных от проводящей поверхности Земли радиоволн. По мнению авторов [99], в этом случае будут обеспечены вполне подходящие частота событий и амплитуда радиосигнала.

Детектирование космических лучей — это процесс, в котором определяются их энергия, направление движения и состав. Первые две характеристики с хорошей точностью находятся с помощью традиционных детекторов — сцинтилляционных счетчиков или счетчиков

Гейгера–Мюллера. Для определения третьей характеристики нет хорошо разработанного метода.

В [100] впервые сделана попытка по характеристикам радиоэмиссии широкого атмосферного ливня определить состав первичного космического излучения. Эта связь кажется авторам [100] вполне естественной, поскольку глубина, на которой достигается максимум ливня, зависит от массы первоначальной частицы. Это в свою очередь влияет на параметры радиоэмиссии. Очевидно, что если поле излучения сформировано протяженным источником (в данном случае — диском ливня), то поперечное распределение интенсивности излучения на поверхности Земли непосредственным образом зависит от расстояния между ними. Такая зависимость обусловлена явлением интерференции. Более того, характер поперечного распределения поля излучения зависит от выбранной для наблюдения длины волны. При заданном расстоянии между диском и Землей (что для конкретной энергии ливня зависит, по мнению авторов, только от массы ядра) и заданной длине волны распределение поля предсказывается однозначно.

В детекторе частиц использовались шесть сцинтилляционных счетчиков, каждый площадью  $1 \text{ м}^2$ . Четыре счетчика находились в вершинах квадрата с диагональю 116 м, а остальные два — в центре квадрата.

Регистрация радиоимпульсов, сопровождающих широкий атмосферный ливень, осуществлялась в четырех частотных диапазонах — 46, 60, 65 и 110 МГц с полосами пропускания радиотрактов от 1,5 до 2,5 МГц в зависимости от диапазонов. В конструкции антенн применялись скрещенные вибраторы с поляризацией N–S и W–E. Каждый из них имел отдельный фидер и усилитель. Одна антенна состояла из двух одинаково ориентированных вибраторов с высотой подвеса  $\lambda/4$ . В центре экспериментальной установки располагались три антенны на диапазоны 46, 65 и 110 МГц. Вдали от центра (но в пределах квадрата) устанавливались остальные три антенны для частоты 60 МГц. В каждом событии традиционным детектором определялись следующие характеристики:

- 1) параметры ливня, т.е. угол  $\theta$  между осью и вертикалью,  $\rho(r)$  — плотность частиц на заданном расстоянии от оси,  $\alpha$  — угол между осью ливня и вектором напряженности геомагнитного поля,  $N$  — число частиц в ливне;
- 2) кратчайшее расстояние от оси ливня до антенны (всего четыре величины);
- 3) экспериментальное отношение  $E_v(E-W)/E_v(N-S)$  для каждой из частот;
- 4) теоретическое отношение  $E_v(E-W)/E_v(N-S)$  для двух возможных механизмов излучения — геомагнитного и черенковского;
- 5) напряженность поля излучения.

На основании полученных результатов сделаны выводы:

1. Заметное расхождение между экспериментальными оценками характеристик радиоэмиссии и предсказанными теоретически не обнаружено.
2. Несмотря на отсутствие противоречия с теорией, частотный спектр и поперечное распределение не могут дать информацию о составе первичного космического излучения.
3. Причиной этого могут быть, по мнению авторов, недостаточное удаление антенн от центра установки и большие погрешности в измерениях.

В завершение обзора следует привести результаты дискуссии между группами исследователей в Москве, Хавера Парке и Болонье [101], в которой рассматривался вопрос о напряженности электрического поля радиоизлучения широких атмосферных ливней и обсуждались возможные причины разброса экспериментальных данных.

Несмотря на общее согласие относительно механизма генерации, экспериментаторы разошлись в оценке абсолютной интенсивности радиоизлучения от ливней заданной энергии. На международной конференции по космическим лучам в Мюнхене московская группа [102] и группа из Хавера Парка [76] указали на характерные значения напряженностей, различающиеся в  $6 \pm 2$  раз (соответственно 3,4 и 0,6 мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>). Частично это различие, по мнению авторов, обусловлено неопределенностью при установлении соотношения между энергиями ливней, измеренными по числу мюонов  $N_\mu$  (Москва), и энергиями, измеряемыми по параметру  $\rho_{500}$  (Хавера Парк).

Радиоимпульсы, сопровождающие широкий атмосферный ливень, заметно превышают радиофон при энергиях частиц  $W_0 \geq 10^{17}$  эВ на расстоянии  $\sim 100$  м от оси ливня. Если считать, что геомагнитный механизм радиоэмиссии доминирует в диапазоне метровых волн, то напряженность поля следует характеризовать параметром (нормированной напряженностью поля)

$$E_v^N = \frac{E_v}{E_p \sin \alpha},$$

где  $E_v$  — измеренная напряженность поля, мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>,  $E_p$  — энергия ливня,  $10^{17}$  эВ,  $\alpha$  — угол между осью ливня и геомагнитным полем, град (табл. 3). В Хавера Парке нормировка к  $E_p = 10^{17}$  эВ сделана с использованием параметра  $\rho_{500}$  (плотность частиц на расстоянии 500 м от оси). Напряженность поля 3,4 мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>, даваемая московской группой, получена в предположении, что ливень с энергией  $10^{17}$  эВ содержит  $1,7 \times 10^5$  мюонов с энергией большей, чем  $10^{10}$  эВ. Характерная напряженность поля, оцениваемая группой в Болонье [103–105], составляет 12 мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>. Но данные этой группы нельзя нормировать по методу московской группы, так как они представляют собой среднее из измеренных значений  $E_v / \sin \alpha$  для ливней, в которых содержится от  $10^6$  до  $3 \times 10^7$  электронов. Средняя энергия, соответствующая этому числу частиц, составляет величину  $\sim 10^{17}$  эВ, однако определенная так, она имеет высокую погрешность вследствие значительных флуктуаций числа электронов в ливнях с одинаковой первичной энергией  $E_p$ .

Таблица 3

| Год  | Группа исследователей | $E_v^N$ , мкВ м <sup>-1</sup> МГц <sup>-1</sup> | Литература |
|------|-----------------------|-------------------------------------------------|------------|
| 1971 | В Хавера Парке        | 5–10                                            | [64]       |
| 1973 |                       | $\sim 1$                                        | [75]       |
| 1975 |                       | $\sim 0,6$                                      | [76]       |
| 1975 | Московская            | 3,4                                             | [102]      |
| 1976 | В Болонье             | 15                                              | [105]      |

Кроме этого, авторы полагают, что возможным источником расхождения может быть также различная

методика калибровки регистрирующей аппаратуры. Например, это может быть вызвано следующими причинами:

1. Параметры антенн не измерялись, а вычислялись. Коэффициенты усиления антенн могут значительно отличаться от теоретических при некачественном выполнении конструкции.

2. Присутствие близко расположенных радиоприемных центров ослабляет коэффициент усиления радиоприемников вследствие нарушения линейного режима каскадов усиления или режима работы детектора.

3. Часто используемая калибровка антенн галактическими радиошумами будет вносить значительную погрешность, поскольку эквивалентная температура небесной сферы на частоте 60 МГц может изменяться на порядок в зависимости от звездного времени и ориентации антенн.

Таким образом, несмотря на значительный разброс экспериментальных значений нормированной напряженности поля, авторы считают, что ливень с геомагнитным излучением и с числом частиц  $10^{17}$  эВ создает поле на расстоянии  $\sim 100$  м напряженностью порядка "несколько мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>".

#### 4. Экспериментальное исследование радиоэмиссии ШАЛ в диапазоне низких и средних частот

Напряженность поля радиоэмиссии широкого атмосферного ливня для черенковского [6, 19] и геомагнитного [7] механизмов излучения пропорциональна частоте. Это значит, например, что характерная напряженность поля на частоте 1 МГц должна, согласно [101], составлять  $\sim 0,1$  мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>. Однако уже в ранних работах [71, 106–108] было установлено, что экспериментальные значения спектральной напряженности поля на низких частотах на несколько порядков выше, чем теоретически найденные из [6, 7, 19]. Диапазон низких частот очень неудобен для исследования радиоэмиссии из-за высокого уровня атмосферных помех. Поэтому в [71] регистрировались не отдельные радиоимпульсы, а суммарное среднеквадратичное значение амплитуды радиошумов (см. раздел 3).

Попытка установить природу низкочастотной эмиссии сделана в работе [109]. Автор оценил верхний предел напряженности поля излучения для частоты 5 МГц, создаваемого всеми заряженными частицами ливня, для известных механизмов радиоэмиссии без учета и с учетом магнитного поля Земли. Несмотря на неправдоподобные предположения, увеличивающие теоретическую оценку интенсивности, например, такие как удлинение треков частиц до бесконечности, пренебрежение толщиной диска и т.д., оценка спектральной напряженности поля не превысила 100 мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup> для ливней с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ. Из этого следует вывод: либо экспериментальные оценки не соответствуют действительности, либо существует механизм радиоэмиссии, природа которого неизвестна.

Следует заметить, что механизм радиоизлучения ливня (электронами и позитронами) вследствие искривления траектории в магнитном поле Земли обсуждался значительно раньше в работе [110], где рассмотрена возможность дополнения оптического детектора частиц радиодетектором. Максимум интенсивности радиоэмис-

сии по оценкам [110] приходится на частоту  $\sim 2$  МГц. Автор приходит к выводу о возможности значительного увеличения эффективности этого метода для частиц высокой энергии. Такая комбинация из двух установок позволяет регистрировать не только ливни, близкие к вертикальным, но и почти горизонтальные.

На хорошем экспериментальном уровне было проведено измерение напряженности поля на частоте 2 МГц [107]. Отличительная особенность эксперимента — применение радиоастрономической антенны с вертикальной диаграммой направленности для частоты 1,98 МГц. Она состоит из 178 полуволновых вибраторов и имеет угловой размер главного максимума около  $8^\circ$  на полувысоте. Полоса пропускания радиоприемника выбрана равной 70 кГц. Запуск установки осуществлялся импульсом, производимым черенковским оптическим детектором, состоявшим из алюминиевого сферического зеркала диаметром 112 см, в фокусе которого находились фотоумножители.

Статистическая обработка результатов показала, что источником радиосигналов, регистрируемых приемником, являются широкие атмосферные ливни. Среднее значение напряженности поля для 100 наблюдаемых ливней с энергией  $W_0 = 2 \times 10^{14}$  эВ составило  $1 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Поскольку для когерентных механизмов напряженность поля пропорциональна энергии первоначальной частицы, то экстраполяция в область высоких энергий дает  $500 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  для  $W_0 = 10^{17}$  эВ, что подтверждают результаты [71].

Из теории антенн известно, что вибратор длиной  $0,5\lambda$  может быть использован как излучатель на третьей гармонике. При этом сопротивление на его клеммах остается активным и практически не меняется по величине. Это свойство вибраторов было использовано для измерения напряженности поля радиоэмиссии в диапазоне частот 6 МГц [112] с помощью антенны с основной резонансной частотой 2 МГц [107]. Кроме этого оказалось возможным оценить характер поляризации излучения. Для этого одна половина из 178 вибраторов ориентировалась в направлении E–W, а вторая — в направлении N–S. Каждая из них работала как самостоятельная антенна.

Результаты измерений показали, что средняя амплитуда импульсов (W–E)-антенны составила 5 мкВ, а для (N–S)-антенны — 2,2 мкВ. Авторы [112] полагают, что сравнительно большая величина амплитуды (N–S)-антенны свидетельствует о значительном вкладе механизма, не связанного с магнитным полем Земли. Нормированная на  $\sin(\sqrt{v}\mathbf{H})$  и на энергию  $W_0 = 10^{17}$  эВ напряженность поля оценена величиной  $140 \pm 50 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Воспользовавшись данными [71, 106–108] и результатами своей работы, авторы сделали вывод о линейном уменьшении напряженности поля в интервале частот от 2 до 22 МГц.

О такой же падающей зависимости спектральной компоненты поля от частоты сообщается и в ранее цитируемой работе [87]. Группа ученых из университета Гувахати (Индия), в течение ряда лет исследовавшая механизм радиоэмиссии широкого атмосферного ливня в большом интервале частот, пришла к выводу об удовлетворительном согласии результатов эксперимента и теории в диапазоне метровых волн (44–220 МГц). В области декаметровых ( $\lambda > 30$  м) и более длинных волн наблюдается расхождение эксперимента с

Таблица 4

| Частота, МГц | Напряженность поля, $\text{мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ |        |
|--------------|----------------------------------------------------------|--------|
|              | Эксперимент                                              | Теория |
| 2            | $1556 \pm 621$                                           | —      |
| 9            | $525 \pm 57$                                             | —      |
| 44           | $13,3 \pm 0,7$                                           | 16,8   |
| 60           | $12,25 \pm 0,56$                                         | 12,25  |
| 80           | $7,7 \pm 0,6$                                            | 8,4    |
| 110          | $7,1 \pm 0,8$                                            | 7,35   |
| 220          | $1,14 \pm 0,34$                                          | 3,15   |

теорией (табл. 4). Приведенные в таблице экспериментально найденные этой группой ученых значения напряженности поля для разных частот приблизительно соответствуют данным других работ.

Несколько позже была предпринята попытка [94] усовершенствовать гипотезу геомагнитного механизма [7]. Однако численные расчеты не дали желаемого результата. В дальнейшем эта группа, как и ряд других, искали решение вопроса путем привлечения механизма переходного излучения [114, 115]. Однако использованные методы расчета, по мнению автора настоящей работы, не полностью соответствовали поставленной задаче.

От приведенных выше выводов может сложиться впечатление, что эффект роста спектральной компоненты поля с уменьшением частоты воспроизводим и общепризнан. Однако это не так. В упоминавшейся работе [106] группы университета г. Аделаиды и Политехнического института в Хатвилде (Англия) неоднократно исследовали интенсивность радиоэмиссии на низких [116] и средних [108] частотах. Приведенные ниже результаты для трех частот являются обобщением этого цикла работ.

Вход радиоприемника подключался к антенне, состоящей из двух скрещенных полуволновых вибраторов с резонансной частотой 3,6 МГц и с полосой пропускания 0,4 МГц. Оценка энергии ливней и производство мастер-сигнала осуществлялись сцинтилляционным детектором частиц. Средняя напряженность поля на этой частоте не превысила  $0,7 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  для ливней с числом частиц  $10^6$ .

К выходу антенны, состоящей из четырех полуволновых диполей с резонансной частотой 2 МГц, подключался радиоприемник прямого усиления с шириной полосы 700 кГц. Как и в предыдущем случае, был оценен верхний предел  $0,5 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  напряженности поля по среднеквадратичной амплитуде шумов. В явном виде сигнал в этом диапазоне частот не обнаружен.

Антенна для диапазона 100 кГц состояла из одного медного проводника длиной 90 м, подвешенного на высоте 3 м над Землей. Радиоприемник с автономным питанием и шириной полосы 80 кГц располагался непосредственно под антенной. Определенных результатов измерения на этом диапазоне не получено. С периодом приблизительно несколько дней отношение сигнал–шум изменялось от очень высоких значений до нуля. Авторы пришли к выводу, что данные измерений на 2 МГц и 3,6 МГц, хотя и не соответствуют ранее полученным результатам, но и не противоречат теоретическим расчетам [7]. Относи-

тельно диапазона 100 кГц никаких предположений не высказано.

Следует еще раз отметить, что проведение измерений на столь низкой частоте при описанных в работе условиях не имеет смысла. Очевидно, что проводник длиной 90 м находится в квазистатическом поле, а не в поле излучения, и функции антенны в прямом смысле этого слова он выполнять не может.

Во второй половине 80-х годов исследования радиоэмиссии, относящиеся к метровым и декаметровым волнам, практически полностью перешли в область низких и средних частот. Значительное число этих работ принадлежит японским исследователям. Одна из первых их публикаций [117] связана с дискуссией, вызванной докладом [118] на 18-й международной конференции по космическим лучам о возможности детектирования широких атмосферных ливней очень высокой энергии на большом расстоянии от его оси.

Особенность экспериментальной работы [117] заключается в значительном удалении приемных антенн от оси ливня ( $\sim 1-2$  км). Функции детектора частиц выполняла установка Акено с рабочей площадью  $20 \text{ км}^2$ . Кроме этого, здесь впервые были использованы антенны с вертикальной поляризацией. Это, по-видимому, означало, что авторы не рассчитывали на эффективность геомагнитного механизма. Одна из антенн (так называемая шаровая) представляла по сути нагруженный вертикальный вибратор. К верхнему концу проводника длиной 10 м была прикреплена металлическая полусфера диаметром 0,5 м. Емкость такой антенны составила  $\sim 100$  пФ. Вторая антенна по конструкции повторяла первую, но емкость нагрузки в виде полусферы была исключена. Предварительный усилитель, имеющий входную емкость 100 пФ и входное сопротивление 20 МОм, подключался непосредственно к нижней части проводника. Наблюдения велись на частотах 50, 170 кГц и 1 МГц радиоприемниками с полосой пропускания  $\pm 71$  кГц на уровне 50 дБ. Число частиц в ливнях, измеряемое детектором Акено, не выходило за пределы интервала  $10^7-2 \times 10^{10}$ .

Анализ результатов измерений показал, что напряженность поля радиоимпульсов по меньшей мере в 10–100 раз больше, чем ожидаемая от геоэлектрических механизмов. Авторы [117] полагают, что наиболее правдоподобным кажется механизм излучения, связанный с ускорением ионизационных электронов в поле атмосферного электричества. Абсолютные напряженности поля на расстоянии  $\sim 2$  км составляют величину порядка нескольких милливольт на метр. Следует заметить, что имеется совершенно иное толкование результатов опыта, о чем более подробные сведения можно найти в [41].

Откликом на дискуссию [118] является также и теоретическая работа [119], в которой автор сравнивает напряженности полей, вызванных геомагнитным механизмом для частот 10 кГц, 100 кГц, 1 МГц и механизм переходного излучения. Автор этой работы не сообщает о методике своих расчетов. Поэтому ограничимся кратким примером — рассчитанная приведенная напряженность поля равна  $100 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  на расстоянии 1 км от оси на частоте 1 МГц для ливня с энергией  $W_0 = 10^{20}$  эВ. Этот результат полностью совпадает с данными о напряженности поля в работе [42]. Максимум спектральной интенсивности, по оценкам автора, должен

находиться в диапазоне частот от 1 до 10 МГц. Следует обратить внимание на тот факт, что если учитывать реальные условия наблюдения переходного излучения, т.е. нахождение наблюдателя не над ливнем, а в плоскости Земли, то эта оценка максимума спектральной интенсивности требует уточнения. Более подробно это обсуждается в [42].

Дальнейшее развитие исследований этого направления представлено в [26]. На детекторе Акено отбирались ливни с числом частиц от  $10^9$  до  $1,5 \times 10^{10}$ . Регистрация радиоимпульсов осуществлялась вертикальной антенной высотой 10 м, подключенной к высокоомному усилителю (см. выше). После записи радиосигналы подвергались амплитудно-частотному анализу в интервале от 26 до 300 кГц с целью исключения составляющих, не принадлежащих спектру полезного сигнала. Обнаружено, что наблюдаемые сигналы являются однополярными и имеют длительность около 5 мкс. Напряженность поля изменяется обратно пропорционально расстоянию от оси ливня до антенны. Ее значение на расстоянии 2–2,5 км составляет  $40 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$  для ливня с числом частиц  $10^9$ . Авторы [26] пришли к выводу, что излучение, вызванное столкновением избыточных электронов с поверхностью Земли, является наиболее правдоподобной причиной радиоэмиссии.

Знание зависимости напряженности поля от расстояния между осью ливня и антенной облегчает задачу установления природы электромагнитного импульса. Исследование этой связи было проведено в работе [121]. Техническое оборудование ничем принципиальным не отличалось от описанного в предыдущих работах (см. выше). Полезный сигнал выделялся из шумов с помощью компьютерной техники. Для этого сигнал, записанный с радиошумами, представляли амплитудно-частотной характеристикой. В этом спектре шумовой компонент легко различался по острым пикам диаграммы. После его удаления осуществлялось обратное преобразование. Чтобы получить напряженность поля как функцию расстояния, результаты измерения нормировались на ливень с числом частиц  $10^8$ , т.е. напряженность умножалась на отношение  $10^8/N_e$ , где  $N_e$  — число частиц в ливне. Такая зависимость имеет вид

$$E = 10^{4 \pm 0,4} R^{-(0,7 \pm 0,33)} \text{ мкВ м}^{-1} \text{ Гц}^{-1}.$$

Из полученных данных авторы делают вывод, что природу наблюдаемой ими эмиссии нельзя связать с механизмом переходного излучения избыточными электронами ливня, так как измеренная напряженность поля на два порядка выше, чем это следует из теоретических оценок.

На этом же экспериментальном оборудовании группа [27] наблюдала гигантские электромагнитные импульсы от ливней с числом частиц, большим, чем  $10^5$ . Длительность таких импульсов находилась в интервале 10–15 мкс, а напряженность поля составляла около  $50 \text{ мВ м}^{-1}$ . Авторы считают, что они могли быть вызваны внутриоблачным разрядом. В области критической напряженности поля  $\sim 10^6 \text{ В м}^{-1}$  треки заряженных частиц широкого атмосферного ливня могли инициировать электрический разряд или мощную электронную лавину — предвестник электрического пробоя [122]. И в том, и в другом случаях возможны сильные электромагнитные наводки.

Группа Токийского политехнического института оценила напряженность поля, вызываемого торможением избыточных электронов ливня вследствие потерь энергии на ионизацию. Напряженность в этой модели является функцией  $R$  — расстояния до точки наблюдения,  $\theta$  — зенитного угла и  $\psi$  — угла между прямыми, одна из которых соединяет антенну с центром ливня, а вторая является проекцией оси ливня на плоскость Земли. Результаты расчетов проверялись на детекторе Акено. Для регистрации радиоимпульсов использовалась антенна с вертикальной поляризацией. Авторы полагают, что данные измерений напряженности поля подтверждают предсказания эмиссионной модели.

Якутский детектор частиц, как и детектор Акено, один из самых больших в мире. В условиях повышенной нестабильности атмосферы группы ученых из Якутского института космофизических исследований, Московского и Грозненского государственных университетов исследовали низкочастотную (1–100 кГц) радиоэмиссию широких атмосферных ливней [28]. Электрический сигнал, наведенный в двухметровой вертикальной антенне, через катодный повторитель, полосовой фильтр и линию задержки поступал на вход осциллографа. Запуск блока развертки осуществлялся мастер-сигналом детектора частиц. Серия экспериментов состояла из 5000 записей, сделанных в Якутске, и 800 — в Грозном. Вероятность регистрации не связанного с ливнем события авторы оценили равной  $\sim 10^{-3}$ . Средняя энергия ливня по данным грозненского эксперимента составляет  $W_0 = 10^{16}$  эВ, якутского —  $W_0 = 10^{17}$  эВ. Авторы [28] отмечают очень высокую напряженность поля ( $\sim 300$  мВ м $^{-1}$ ) в исследуемом интервале частот и считают, что радиоэмиссия имеет геоэлектрическую природу.

Таким образом, из приведенного выше краткого обзора результатов исследования природы радиоэмиссии в диапазоне средних и низких частот следует, что к 85–90 годам ясно обозначился круг проблем, стимулирующих дальнейшие поиски механизма радиоэмиссии. Кроме того, эти исследования дали некоторую надежду на возможность развития метода радиодетектирования космических лучей высокой энергии.

## 5. О перспективах метода радиодетектирования космических лучей

Приведенный обзор экспериментальных работ хотя и не является исчерпывающим, но охватывает основные результаты исследования природы радиоэмиссии в широком диапазоне длин волн. Сделаем краткие выводы из представленных выше работ.

### Диапазон метровых волн:

- а) механизм излучения определенно назвать нельзя, однако связь с магнитным полем Земли очевидна;
- б) малое отношение сигнал – шум;
- в) узкая пространственная диаграмма направленно-сти излучения ( $\sim 2-3^\circ$ );
- г) отсутствует однозначная зависимость амплитуды сигнала от числа частиц в ливне.

Как упоминалось ранее, традиционная методика детектирования космических лучей с энергиями  $W_0 \leq 10^{19}$  эВ практически полностью отвечает поставленным задачам. И если она имеет какое-либо ограничение в указанной области энергий, то сейчас не видно,

каким образом метод радиодетектирования мог бы восполнить этот недостаток. Другими словами, возможность развития этого направления не кажется перспективной, по крайней мере, сейчас.

### Диапазон средних и длинных волн:

- а) механизм радиоэмиссии определенно неизвестен;
- б) спектральная напряженность поля на два-три порядка выше, чем для диапазона метровых волн;
- в) высокий уровень атмосферных и промышленных помех практически не дает возможности для реализации метода;
- г) максимальное удаление наблюдателя от оси ливня в этих экспериментах (2–3 км) на порядок больше, чем для диапазона метровых волн.

По-видимому, в тех случаях, когда наблюдение проводилось в волновой, а не в кулоновской зоне, природа радиоэмиссии была связана с переходным излучением поляризованного в магнитном поле Земли ливневого диска (см. раздел 2.8). В этом случае, как это найдено, например, в [9], на расстоянии 10 км напряженность поля составляет  $E_\omega = 60$  мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$  для частицы с  $W_0 = 10^{20}$  эВ. Поскольку  $E_\omega \sim W_0/R_0$ , то легко найти, что на расстоянии 2 км для  $W_0 = 10^{19}$  эВ напряженность поля равна 30 мкВ м $^{-1}$  МГц $^{-1}$ . Вероятно, этого вполне достаточно для объяснения результатов наблюдений (см. [26, 118–122, 124]).

Необходимость исследования космических лучей сверхвысоких энергий привела к идее регистрации радиосигналов, вызванных каскадным ливнем от космической частицы на поверхности Луны. Так как плотность грунта Луны на три порядка превышает плотность земной атмосферы, то, как отмечалось ранее [6, 125], и интенсивность радиоизлучения в такой среде намного выше, чем в нормальной атмосфере. Эта идея привлекательна еще и тем, что площадь видимой поверхности Луны ( $\sim 10^7$  км $^2$ ) на 5–6 порядков превышает рабочую площадь традиционных детекторов. Это значит, что на столько же порядков повышается и вероятность регистрации космической частицы.

Зарегистрировать радиосигнал с поверхности Земли от каскада в лунном грунте можно с помощью искусственного спутника Луны или радиотелескопа, т.е. радиоастрономическим методом. Впервые более детально такая возможность была обоснована в работе [126], авторы которой использовали полученную ранее оценку [50] для энергии  $W$  когерентного черенковского радиоизлучения от каскадного ливня в плотной среде. Во всем диапазоне длин волн  $W \approx 10^{-10} (W_0/10^{14})^2$  эрг, где  $W_0$  — энергия каскада, выраженная в электронвольтах. Авторы полагают на этом основании, что современные радиотелескопы смогут регистрировать каскады, вызванные взаимодействием нейтрино высокой энергии ( $10^{20} - 10^{22}$  эВ) с веществом обращенного к нам приповерхностного слоя Луны.

Спектр излучения на частотах  $\nu \leq \nu_{\max} \approx 1$  ГГц пропорционален частоте. Поэтому энергия радиоимпульса, излучаемая за время  $\Delta t = 10^{-8}$  с в пределах конуса с телесным углом  $\Omega = 0,5$  ср, создаст поток для земного наблюдателя, равный

$$S_{\text{pls}} = 2\nu W (\nu_{\max}^2 \Omega R_{\text{me}} \Delta t)^{-1} = 3 \times 10^{23} \nu_0 W_{20} \text{ (Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}\text{)},$$

где  $R_{\text{me}}$  — расстояние от Луны до Земли,  $\nu_0 = \nu/10^9$  и  $W_{20} = W_0 \text{ (эВ)}/10^{20}$ . Сравнение этого потока с чувстви-

тельностью  $S_{\text{eff}} = 2kT/A_{\text{eff}} \Delta t$  радиотелескопов, у которых эффективная площадь антенны  $A_{\text{eff}} \sim 10^4 \text{ м}^2$ , показывает, что при определенных режимах приема (см. более подробно в [126]) существует принципиальная возможность регистрировать на Земле каскады от частиц с энергиями  $W_0 \geq 10^{20} \text{ эВ}$ .

Кроме этого авторы [126] нашли, что в обращении к нам слое лунной поверхности толщиной  $\sim 5 \text{ м}$  должно происходить около  $10^5$  наблюдаемых нейтринных событий в год, что позволит проверить некоторые модели Вселенной. Радиоизлучение каскадов, вызываемых протонами (ядрами), может выходить из лунного грунта в результате процессов рассеяния. Особый интерес может представить взаимодействие с лунной поверхностью космических адронов (или  $\gamma$ -квантов) с энергиями  $W_0 \geq 10^{20} \text{ эВ}$ . В этом случае, в отличие от нейтринных процессов, радиоимпульсы будут наблюдаться от каскадов только на краю лунного диска.

Идея радиокосмического метода очень привлекательна. В работе [128] сделан расчет пороговой чувствительности радиодетектора в зависимости от характеристик радиотелескопа. Найдено, что минимальная энергия электромагнитного каскада дается выражением

$$E_0 \cong 2,7 \times 10^{11} \sqrt{\frac{T(s/n)}{A_{\text{eff}}}} \frac{1 + 2,36 \times 10^{-7} \nu}{\nu \sqrt{\Delta \nu}},$$

где  $E_0$  выражается в тераэлектронвольтах,  $\nu$  — частота, МГц,  $A_{\text{eff}}$  — эффективная площадь антенны,  $\text{м}^2$ ,  $s/n$  — отношение среднеквадратичных амплитуд сигнала и шума,  $T$  — шумовая температура антенны. Этот результат учитывает изменение угловой ширины диаграммы направленности излучения вследствие эффекта ЛПМ (Ландау–Померанчука–Мигдала), обусловленного коллективным взаимодействием атомов и молекул среды с частицами электромагнитного каскада, вследствие которого уменьшаются эффективные сечения тормозного излучения и рождения электрон-позитронных пар. Для лунного грунта этот эффект становится значительным при энергиях выше  $0,5 \times 10^{15} \text{ эВ}$ .

В расчетах использованы следующие данные: плотность грунта Луны —  $3 \text{ г см}^{-3}$ , показатель преломления  $n = 1,8$ , радиационная единица длины  $t_0 = 22,6 \text{ г см}^{-2}$ , критическая энергия —  $40 \text{ МэВ}$ , мольтеровский радиус —  $11,8 \text{ г см}^{-2}$  и черенковский угол —  $56^\circ$ . Найдено, что когерентность излучения сохраняется вплоть до частот  $\sim 3 \text{ ГГц}$ . Если ливень вызван тяжелой частицей, то наблюдать сопровождающий его радиоимпульс можно только в узком кольцевом слое на поверхности Луны, размеры которого определяются показателем преломления грунта. Вследствие этого центральная часть видимой поверхности Луны является источником радиоимпульсов, вызванных только нейтринными событиями. В работе [128] приводятся также результаты расчетов частоты нейтринных событий в зависимости от параметров радиотелескопа.

По мнению автора, один из возможных путей развития методики радиодетектирования космических лучей должен быть связан с особенностями пространственной диаграммы излучения ливня в области длин волн, значительно превосходящих его продольные размеры. Известно, что не существует направленных излучателей, размеры которых были бы во много раз меньше длины

волны. И это дает возможность сравнительно просто установить ориентацию оси ливня относительно вибраторов взаимно перпендикулярных антенн, о чем более подробно будет сказано ниже.

Автор считает, что значительный прогресс в методе радиодетектирования может быть достигнут, если [131]:

- 1) диапазон исследуемых энергий выбрать выше, чем  $W_0 = 10^{20} \text{ эВ}$ ;
- 2) в качестве рабочей площади детектора использовать поверхность Луны;
- 3) приемники электромагнитных импульсов вместе с антеннами расположить на искусственном спутнике Луны.

По-видимому, существуют и другие точки зрения на возможные пути развития принципов детектирования космических лучей высокой энергии. Однако автор настоящей работы полагает, что именно такое направление является наиболее перспективным, и оно будет далее обосновано. Следует отметить, что для этих целей, по мнению автора, наиболее подходит механизм радиоэмиссии, вызванной током  $\delta$ -электронов ливня (см. раздел 2.5). В этом случае нет необходимости ни в магнитном поле, ни в атмосфере. Электрон-фотонный каскад, вызванный частицей высокой энергии, будет проходить под поверхностью Луны. Из-за отсутствия влаги электропроводность грунта Луны близка к нулю, следовательно, он практически не будет поглощать электромагнитные волны на пути порядка длины волны.

Поскольку техногенные и атмосферные помехи отсутствуют на Луне по вполне естественным причинам, то в отношении помехозащищенности электромагнитная обстановка на ее поверхности очень благоприятна для поставленной цели.

Известно, что интенсивность потока космических лучей уменьшается с увеличением энергии по степенному закону:

$$J(> W_0) = A W_0^{-\gamma}.$$

Если эта связь не изменится с ростом энергии ( $\gamma \approx 2,7$  для  $W_0 = 10^{19} - 10^{23} \text{ эВ}$ ), то можно надеяться, что частота событий будет вполне приемлемой для проведения исследований.

Весьма существен для развития метода радиодетектирования, основное содержание которого будет изложено ниже, вопрос о степени воздействия эффекта Ландау–Померанчука–Мигдала [120] на продольный размер электромагнитного каскада. Расчет каскадной функции для частицы с энергией  $W_0 = 10^{21} \text{ эВ}$ , вызвавшей ливень в среде с плотностью  $\sim 10^3 \text{ кг м}^{-3}$ , показал [129, 130], что продольный размер такого ливня приблизительно на полтора порядка больше, чем атмосферного. Если это действительно окажется так, то спектральное распределение радиоэмиссии значительно изменится: из области коротких волн максимум спектральной плотности энергии переместится в диапазон средних волн. Однако на сегодняшний день этот эффект является гипотетическим, так как экспериментально он еще не подтвержден. Более того, он не внесет принципиальных изменений в рассматриваемый метод, и поэтому эффект ЛПМ учитывать пока не будем. В любом случае основные положения останутся прежними. Изменится только техника достижения цели.

Согласно [10–12] квазикогерентный радиоприем возможен в диапазоне длин волн  $2L < \lambda < \infty$ , где  $L$  — продольный размер ливня. Для грунта Луны  $L = 5–10$  м, поэтому в области частот  $\nu \sim 30$  МГц следует ожидать максимальную напряженность поля. В этом же диапазоне частот напряженность поля космических радиопомех не превышает  $3–4$  мкВ м<sup>–1</sup> МГц<sup>–1</sup> [43, 44].

Необходимо сейчас показать, что напряженность поля излучения, вызванного электрон-фотонным каскадом от частицы с энергией  $10^{21}–10^{23}$  эВ на поверхности Луны, будет достаточной для надежной регистрации радиоимпульса, сопровождающего этот каскад. В этой связи можно сослаться на ранее опубликованные работы [10–12], в которых найдено, что спектральная компонента поля, соответствующий току  $\delta$ -электронов для частицы с энергией  $W_0 = 10^{20}$  эВ, на расстоянии 10 км от оси ливня составляет  $E > 50$  мкВ м<sup>–1</sup> МГц<sup>–1</sup>. Так как напряженность поля пропорциональна  $W_0/R$ , то для орбиты с высотой  $\sim 2000$  км она будет больше  $250$  мкВ м<sup>–1</sup> МГц<sup>–1</sup>. При отсутствии атмосферных и промышленных помех это более чем достаточно для надежной регистрации радиоимпульса [15]. Кроме этого на такой высокой орбите будет обеспечен обзор около 1/3 поверхности Луны. Для регистрации частиц с меньшей энергией, например с  $W_0 = 10^{21}$  эВ, высоту орбиты достаточно уменьшить до 100 км. При этом напряженность поля  $E > 50$  мкВ м<sup>–1</sup> МГц<sup>–1</sup> и площадь обзора будет приблизительно составлять  $10^6$  км<sup>2</sup>.

На основании сказанного выше можно представить основные составляющие детектора следующего поколения: на искусственном спутнике Луны с радиусом орбиты  $(1–2)R_m$  находится радиоприемник и простейшая антенна — полуволновый вибратор. С такой высоты обозрима практически половина Луны, что обеспечивает частоту регистрации около 10 событий в год с  $W_0 = 10^{23}$  эВ (см. замечание выше), если показатель энергетического спектра в интервале  $10^{19}–10^{23}$  эВ останется неизменным (т.е.  $\gamma \approx 2,7$ ). Вывод детектора на орбиту Луны — дорогостоящее мероприятие для экономики государства. Поэтому было бы естественным ожидать от этого метода большей информации, чем только один факт регистрации частиц. Измерение амплитуды радиоимпульса одной антенной практически не дает никаких сведений об энергии частицы (так как расстояние до каскада, вызванного этой частицей, неизвестно) и тем более о направлении ее движения. Но эти данные можно получить, если на лунной орбите будут находиться два модуля с радиодетекторами на борту.

Вследствие отсутствия электрической проводимости грунта Луны поляризация излучения каскадного ливня зависит, в основном, от положения его оси. Если на орбите находятся два модуля и каждый несет антенну, состоящую из трех взаимно перпендикулярных вибраторов, то полярность импульса и амплитуда в каждом из шести вибраторов зависят от относительной ориентации оси ливня. Этих данных достаточно для установления координатных углов ливня, расстояния до его оси и для определения энергии электромагнитного каскада. Рассмотрим это более подробно [132].

Определение направления оси каскадного ливня осуществляется с помощью трех взаимно перпендикулярных вибраторов. Известно, что пространственная диаграмма излучения изолированного вибратора дли-

ной  $2a$  выражается в виде

$$F(\alpha) = \frac{\cos(ma \cos \alpha) - \cos ma}{(1 - \cos ma) \sin \alpha}, \quad (5.1)$$

где  $m = 2\pi/\lambda$  и  $\alpha$  — угол между осью диполя и направлением наблюдения  $\mathbf{n}$  (см., например, [46]). Обычно в качестве простых антенн (и как элементы более сложных) используются полуволновые вибраторы. Однако если рассматривать реальную конструкцию детектора на орбите искусственного спутника Луны, то применение полуволнового вибратора ( $a = \lambda/4$ ) длиной около  $2a = 5$  м ( $\nu = 30$  МГц) может вызвать определенные технические трудности. В таких случаях используют укороченные вибраторы, в цепь которых включают последовательно индуктивности для сохранения резонансной частоты. Известно, что такая замена не будет заметно ухудшать отношение сигнал–шум, если чувствительность радиоприемника определяется уровнем внешних шумов. В данной ситуации именно такой случай и имеет место, поскольку эквивалентная температура небесной сферы ( $\sim 10000$  К) не менее чем на порядок превышает шумовую температуру входных цепей радиоприемника ( $600–800$  К) для таких частот.

Легко убедиться, что выражение (5.1) с достаточной для практических целей точностью можно заменить простейшей функцией  $F_1(\alpha) = \sin \alpha$ . Например, при укорочении полуволнового вибратора в 2 раза ( $a = \lambda/8$ ) отличие между этими диаграммами не превышает 2 %. Поэтому будем использовать далее нормированную функцию  $F_1(\alpha) = \sin \alpha$  в качестве пространственной диаграммы направленности приемной антенны детектора. Кроме этого будем учитывать, согласно [10–12], что пространственная диаграмма излучения ливня в диапазоне длин волн  $\lambda > L$  (где  $L$  — продольный размер ливня) приблизительно выражается также с помощью функции  $F_1(\alpha)$ , т.е. напряженность поля излучения в произвольной точке  $E = E_0 \sin \alpha$ , где  $\alpha$  — угол между направлением излучения  $\mathbf{n}$  и осью каскада. Известно также, что вектор напряженности  $\mathbf{E}$  лежит в плоскости, составленной осью ливня (или диполя, если излучает антенна) и направлением наблюдения  $\mathbf{n}$ , кроме этого в дальней зоне для напряженности поля всегда выполняется соотношение  $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}$ .

Для определения положения оси каскадного ливня, а следовательно, и направления прибытия космической частицы на орбите Луны, согласно представлениям автора, должны находиться два модуля, каждый из которых должен иметь три одинаковых взаимно перпендикулярных вибратора, усилители сигналов (для каждого вибратора) и измерители амплитуды э.д.с., наводимой в каждой антенне, а также комплекс приборов для определения положения модуля относительно системы координат, связанной с Луной. Модули должны быть расположены на расстоянии прямой видимости, но не слишком близко один от другого для уменьшения ошибки измерений.

Каскадный ливень в грунте Луны, вызванный прохождением заряженной частицы сверхвысокой энергии через ее поверхность, наведет э.д.с.  $u_{1x}, u_{1y}, u_{1z}$  и  $u_{2x}, u_{2y}, u_{2z}$  на клеммах соответствующих антенн первого и второго модулей. Очевидно (см., например, [46]), она может быть выражена через напряженность поля  $E$  и косинусы ее направляющих углов  $\phi, \xi, \eta$ . Это дает восемь

уравнений для полей  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  в системе координат каждого из модулей:

$$\begin{aligned} u_{ix} &= \frac{LE_i}{R_i} \sin \alpha_i \cos \phi_i, \\ u_{iy} &= \frac{LE_i}{R_i} \sin \alpha_i \cos \xi_i, \quad i = 1, 2, \\ u_{iz} &= \frac{LE_i}{R_i} \sin \alpha_i \cos \eta_i, \\ \cos^2 \phi_i + \cos^2 \xi_i + \cos^2 \eta_i &= 1, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где  $L$  — эффективная длина антенны,  $i = 1, 2$  — номер модуля,  $R_i$  — расстояние от модуля с номером  $i$  до оси ливня,  $\alpha_i$  — угол между направлением оси ливня и вектором  $\mathbf{R}_i$ .

Рассмотрим прямую, определяемую пересечением плоскостей  $A_1$  и  $A_2$ , проведенных через начало координат каждого модуля. Направляющим вектором для каждой плоскости выберем соответственно  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ , составляющие которых пропорциональны э.д.с., наводимой в соответствующих антеннах:

$$\begin{aligned} u_{1x}x_1 + u_{1y}y_1 + u_{1z}z_1 &= 0, \\ u_{2x}x_2 + u_{2y}y_2 + u_{2z}z_2 &= 0. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Если в произвольной точке прямой (5.3) поместить источник, то направление излучения на каждый из модулей будет перпендикулярно соответственно к  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$  для произвольно выбранных углов  $\alpha$ . Другими словами, каскадный ливень (как точка) для данного набора величин  $u_{1x}$ ,  $u_{1y}$ ,  $u_{1z}$  и  $u_{2x}$ ,  $u_{2y}$ ,  $u_{2z}$  может находиться только на прямой (5.3). Если учесть, что каскадный ливень находится одновременно с этим и на поверхности Луны, то пересечение (5.3) со сферой  $x^2 + y^2 + z^2 = R_m$ , где  $R_m$  — радиус Луны, однозначно определяет его координаты  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  (рис. 7). Ось ливня, согласно сказанному, должна лежать одновременно в плоскости векторов  $\mathbf{R}_1$ ,  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{R}_2$ ,  $\mathbf{E}_2$ . Поэтому, чтобы найти ее направление, необходимо провести плоскость  $A_3$  через начало координат  $O_1(x_1, y_1, z_1)$  первого модуля, точку  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  и направление  $\mathbf{E}_1$  и плоскость  $A_4$  через начало координат  $O_2(x_2, y_2, z_2)$  второго модуля, точку  $x_0$ ,  $y_0$ ,  $z_0$  и направление  $\mathbf{E}_2$ :

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} x - x_1 & y - y_1 & z - z_1 \\ x_1 - x_0 & y_1 - y_0 & z_1 - z_0 \\ E_{1x} & E_{1y} & E_{1z} \end{vmatrix} &= 0, \\ \begin{vmatrix} x - x_2 & y - y_2 & z - z_2 \\ x_2 - x_0 & y_2 - y_0 & z_2 - z_0 \\ E_{2x} & E_{2y} & E_{2z} \end{vmatrix} &= 0. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Прямая (5.4), по которой пересекаются эти плоскости, и есть направление оси каскадного ливня.

Такая методика расчета направления движения космической частицы позволяет решить вопрос и о количестве  $N_0$  электронов в максимуме каскадного ливня. Согласно [10–12] амплитуда напряженности поля радиопульса выражается как

$$E = BN_0 \frac{\sin \alpha}{R},$$

где  $B$  зависит только от физических констант и является известной. Поэтому определение направляющих косинусов из (5.3), а также отношения  $\sin \alpha/R$ , согласно описы-

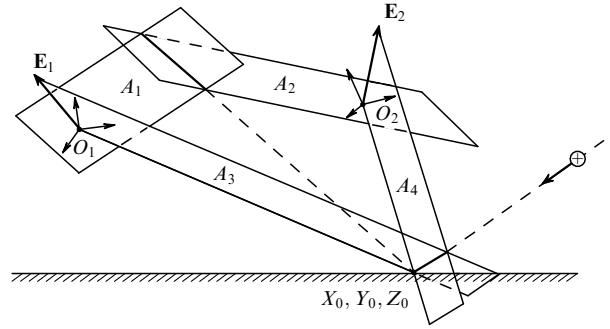


Рис. 7. К определению направления оси каскада. Прерывистая линия — направление движения первичной частицы.  $O_1$  и  $O_2$  — системы координат, связанные с первым и вторым модулями (остальные пояснения в тексте).

ваемой здесь методике, однозначно решает вопрос о количестве  $N_0$  электронов в ливне, а следовательно, и о величине энергии  $W_0$  космической частицы.

К схеме нахождения направления движения космической частицы нужно добавить следующее. Уравнения (5.2) для  $i = 1, 2$  определяют координаты  $E'_{ix}$ ,  $E'_{iy}$  и  $E'_{iz}$  вектора  $\mathbf{E}_i$  в системе первого ( $i = 1$ ) или второго ( $i = 2$ ) модулей. Для решения уравнений (5.3), (5.4) необходимо выразить проекции  $E'_{ix}$ ,  $E'_{iy}$  и  $E'_{iz}$  через соответствующие проекции  $E_{ix}$ ,  $E_{iy}$  и  $E_{iz}$  этих векторов в системе координат, связанной с Луной. Это можно сделать с помощью матрицы преобразования векторов при повороте декартовой системы координат. Ее компоненты в любой момент времени могут быть получены системой определения ориентации модулей, и эта операция в космической технике является давно решенной задачей.

Таким образом, представленные выше результаты ставят метод радиодетектирования космических лучей высокой энергии на уровень, сопоставимый с традиционными детекторами. Он позволяет определять число частиц в ливне и направление прибытия первоначальной частицы. Более того, сейчас можно обсуждать и возможность определения состава ядер, так как каскадная функция зависит от количества нуклонов в ядре и эта зависимость окажет влияние на распределение спектральной плотности энергии.

Проверка основных положений всегда предшествует реализации проекта. Есть ли такая возможность в данном случае? На этот вопрос можно ответить утвердительно. Можно провести опыт с незначительными материальными затратами без выхода в космическое пространство [14]. Используя полученную выше напряженность поля  $E > 50$  мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>, вызванную каскадом с энергией  $W_0 = 10^{20}$  эВ, на расстоянии  $R_0 = 10$  км от источника излучения (т.е. от ливня), легко пересчитать, что напряженность поля на Земле, обусловленная ливнем с  $W_0 = 10^{23}$  эВ на поверхности Луны, будет составлять  $E_w = 50(R_0/R_{me}) \times 10^3 \approx 1$  мкВ м<sup>-1</sup> МГц<sup>-1</sup>, где  $R_{me} = 0,4 \times 10^6$  км — расстояние от Луны до Земли.

Интересно отметить, что в рамках модели тока  $\delta$ -электронов легко оценить спектральную компоненту поля, не прибегая к сложным вычислениям. В этом случае распространение ливня в среде эквивалентно движению короткого импульса тока по проводнику. Оценивая среднюю силу тока, воспользуемся данными для избыточного количества электронов в ливне с

энергией большей, чем 20 МэВ, т.е.  $N_e = kN_0$ , где  $k = 0,1$ , согласно [6], и  $N_0$  — полное число частиц. Очевидно, в этом случае получим несколько заниженную оценку напряженности поля. Далее находим:

- а) время  $\tau$  продольного движения ливня:  $\tau = L/c = 3 \times 10^{-8}$  с, где  $L \sim 10$  м — продольный размер ливня;  
б) среднюю силу тока на пути  $L$  за время  $\tau$ :

$$I = \frac{kN_0 e c}{L} = 50 \text{ А},$$

где  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  Кл — заряд электрона,

в) амплитуду тока, считая, что распределение продольного тока ливня  $I$  в соответствии с каскадной функцией очень сходно с распределением тока в полуволновом вибраторе, т.е. когда в начале и в конце пути  $I = 0$  (как на краях вибратора), а в середине — максимум, равный

$$I_{\max} = 2I = 100 \text{ А}.$$

Тогда напряженность поля во всей полосе частот (см., например, [46])

$$E = 60 \frac{I_{\max}}{R_{\text{ме}}} = 0,75 \times 10^{-5} \text{ В м}^{-1},$$

а спектральная компонента поля равна  $E_\omega = E/\Delta\omega = E\tau = 0,5 \text{ мкВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Эта грубая оценка весьма близка к величине напряженности поля, полученной в более последовательных расчетах (см. выше). Очевидно, она намного меньше напряженности поля космических радиошумов.

Существует простая возможность увеличить отношение сигнал–шум на несколько порядков. Для этого нужно воспользоваться остроуправленной антенной. Например, антенна радиотелескопа УТР-2 (г. Харьков) имеет эффективную площадь  $A = 10^5 \text{ м}^2$  в области частот 30–32 МГц. Угловой размер главного максимума диаграммы направленности не превышает  $0,5^\circ$  и в заданном режиме изменяет положение на любой угол в пределах  $\pm 70^\circ$  от вертикали. Все эти параметры практически полностью отвечают экспериментальной задаче.

Электромагнитная волна, достигнув поверхности Земли, переносит через  $1 \text{ м}^2$  за  $1 \text{ с}$  в единичном интервале частот энергию, равную  $I_s = \varepsilon_0 c \pi E_\omega^2 / \tau$ . Зная интенсивность космических радиошумов  $I_n = 3 \times 10^{-40} \text{ Вт}^2 \Delta\Omega$  ( $\text{Вт м}^{-2} \text{ Гц}^{-1}$ ) [18], получим отношение сигнал – шум:

$$\frac{I_s}{I_n} = \frac{\varepsilon_0 c E_\omega^2}{3 \times 10^{-40} \text{ Тв}^2 \tau \Delta\Omega} \approx 10^5,$$

где эквивалентная температура небесной сферы  $T$  меняется в зависимости от звездного времени и для частоты  $\nu = 30 \text{ МГц}$  в среднем равна  $2 \times 10^4 \text{ К}$ ,  $\tau = 3 \times 10^{-8} \text{ с}$  — длительность процесса излучения,  $\Delta\Omega = 0,8 \times 10^{-4} \text{ ср}$  — телесный угол главного лепестка диаграммы направленности антенны радиотелескопа. Эта оценка с большим запасом гарантирует превышение амплитуды полезного сигнала над радиошумами.

В таком эксперименте будет отсутствовать мастер-сигнал для синхронизации регистрирующей техники. Поскольку его просто нет по вполне понятным причинам, то это значит, что особое внимание в этом опыте нужно уделить проблеме помехозащищенности экспериментальной установки. Известно, что для области частот выше 30 МГц ионосфера практически полностью прозрачна в ночное время, особенно в зимний период.

Поэтому дальние грозовые разряды опасности не представляют. Остается учесть радиопомехи, вызванные местными грозами, и помехи индустриального происхождения. Местные грозы представляют опасность только на расстояниях, больших, чем 150–200 км, так как для частот  $\nu \sim 30 \text{ МГц}$  дифракция волн на изогнутой поверхности Земли незначительна. В зимнее время они отсутствуют, и это наиболее благоприятное время для наблюдения. Следует отметить также, что по форме зарегистрированного сигнала всегда можно распознать грозовой разряд, импульсы которого с перерывами длятся сотни микросекунд. От такого рода помех имеется еще один способ защиты, о чем будет сказано ниже.

Наибольшую опасность представляют техногенные помехи. Произвольное прерывание тока создает электромагнитное поле, наводящее в окружающих проводниках электрический импульс, распространяющийся по проводам, как по фидерным линиям электромагнитная волна. Есть два пути проникновения помехи в регистрирующий блок: 1) электромагнитная наводка на антенные цепи и первые каскады усиления, 2) непосредственно от промышленной сети через цепи питания экспериментальной установки и далее на первые каскады усиления.

Для блокировки помех, проникающих через антенну радиотелескопа, отдельным радиоприемником с ненаправленной вспомогательной антенной формируется на его выходе импульс, закрывающий вход в регистрирующий блок. Точно также блокируется импульс, прошедший по цепям питания в предварительные каскады усилителя. Для этого от сети переменного тока через небольшую емкость (такую, что  $RC \sim 10^{-6} \text{ с}$ ) сигнал помехи поступает на вход отдельного усилителя. Сформированный на его выходе прямоугольный импульс блокирует канал регистрации. Для эффективной работы обеих систем защиты сигналы, наведенные в антенне радиотелескопа, поступают в радиоприемник через линию задержки ( $\sim 10^{-6} \text{ с}$ ).

Структурная схема одного из прошедших апробирование в естественных условиях вариантов экспериментальной установки представлена на рис. 8 [133]. Антенна  $A_1$  радиотелескопа (РИ НАНУ УТР-2, г. Харьков) подключена к полосовому шестизвенному фильтру BF ( $\nu = 30 \text{ МГц}$ ,  $\Delta\nu = 2 \text{ МГц}$ ). Усиленный в каскаде HFA сигнал детектируется, и на усилитель IA приходит

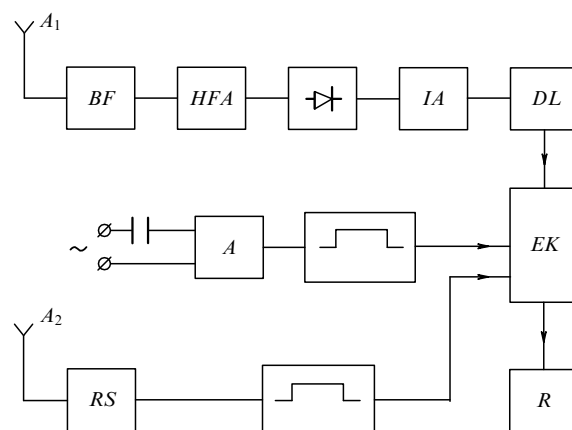


Рис. 8. Блок-схема экспериментальной установки для регистрации радиоимпульса, вызванного каскадом от космической частицы на поверхности Луны.

гибающая высокочастотного сигнала. Задержанный на несколько микросекунд элементом  $DL$ , он поступает на вход электронного ключа  $EK$ , управляемого сформированным прямоугольным импульсом регулируемой длительности. Он может быть вызван электромагнитной наводкой на антенну  $A_2$  или импульсом, пришедшем из силовой сети переменного тока.

Из данного эксперимента можно получить следующую информацию:

а) оценку интенсивности потока космических лучей с  $W_0 = 10^{23}$  эВ;

б) указания для корректировки расчетов напряженности поля излучения, вызванного  $\delta$ -электронами ливня (например, учет эффекта ЛПМ);

в) некоторое представление об анизотропии космических лучей с  $W_0 = 10^{23}$  эВ. Для этого необходимо, чтобы непрерывное время наблюдения равнялось времени полного оборота Земли вокруг Солнца;

г) основания для доказательства возможности (или невозможности) реализации радиодетектора на окололунной орбите.

Приведенный здесь вариант проверки основных положений метода радиодетектирования космических лучей очень высокой энергии не является единственным. В [134] предложена схема проведения опыта в условиях Антарктиды. Дело в том, что основная часть ее поверхности покрыта льдом, высота которого на 3–4 км выше уровня океана. Это и является решающим обстоятельством. На этой высоте широкий атмосферный ливень достигает только начальной стадии, когда число частиц его почти на порядок меньше максимального значения. Основная стадия развития ливня приходится на глубину 10–15 м ниже поверхности льда. Радиоэмиссия, сопровождающая каскадный процесс, имеет практически такую же мощность, как и в случае, рассмотренном выше (т.е. для Луны). Однако зарегистрировать сигнал на расстоянии, большем, чем 10–20 км, невозможно вследствие конечной кривизны поверхности Земли. Приблизительно половина излученной энергии достигнет ионосферы и отражится обратно, поскольку максимум спектральной интенсивности в этом случае приходится на область декаметровых волн (50–100 м) и, следовательно, находится ниже максимально применимой частоты [111].

Например, можно представить, что на площади материка на значительном удалении один от другого размещены несколько пунктов с простейшими антеннами и с радиоприемниками. Между ними и главным пунктом регистрации (с простейшим компьютером для анализа поступающей информации) должна быть обеспечена радиосвязь (например, через спутник Земли). В этом опыте возможно применение программ для отбора полезных событий по ряду характерных признаков ожидаемого радиосигнала. Нетрудно убедиться, исходя из ранее сделанных оценок, что на расстоянии 1000 км от источника напряженность поля будет около  $1 \text{ мВ м}^{-1} \text{ МГц}^{-1}$ . Это более чем достаточно, для того чтобы диапазон доступных для исследования энергий начинался с  $W_0 = 10^{22}$  эВ.

## 6. Заключение

Многочисленные исследования природы радиоэмиссии, сопровождающей широкие атмосферные ливни в диапазоне метровых длин волн, с достаточной определен-

ностью показали, что развитие метода радиодетектирования по черенковскому или геомагнитному компонентам практически не имеет перспектив. По естественным причинам направленность поиска сместилась в длинноволновую область спектра. Последовавшее за этим обнаружение подъема энергетического спектра в области низких частот ( $< 1 \text{ МГц}$ ) оказало стимулирующее действие на интенсивность исследований. Однако о природе этого явления ничего определенного нельзя сказать даже сейчас. Более того, как следует из обзора, существуют работы, в которых такой эффект не обнаружен. Поэтому можно сделать вывод, что если все-таки имеется механизм, ответственный за рост интенсивности излучения в области низких частот, то следует ожидать повышения его эффективности в более плотных средах. Вероятно, это и является одной из причин возросшего интереса к радиоэмиссии каскадного ливня в плотных средах.

Из этого далеко не полного обзора результатов исследований радиоэмиссии, сопровождающей каскадные ливни от космических частиц высокой энергии, видно, что к настоящему моменту имеется достаточно фактов (в основном теоретических) для продолжения попыток экспериментального обоснования возможности детектирования космических лучей по радиочастотному компоненту излучения электромагнитного каскада. Причем, как следует из краткого анализа работ за последние 10–15 лет, преимущественной техникой теоретических разработок стали каскадные явления в конденсированных средах. Это — поверхность Луны, ледовое покрытие Антарктиды, диэлектрические слои природных залежей сухого песка, каменной соли и т.д.

Постановка таких опытов будет существенным образом отличаться от традиционной. Эти изменения являются прямым следствием невозможности воспользоваться мастер-сигналом для синхронизации регистрирующей аппаратуры с моментом развития каскада. Поэтому такие экспериментальные установки требуют тщательной защиты от атмосферных и промышленных помех, а также применения специальных программ для опознавания полезного сигнала. Как уже упоминалось ранее [133], первая попытка регистрации космических лучей высокой энергии с помощью радиотелескопа УТР-2 встретила труднопреодолимое препятствие в виде промышленных помех, среднеквадратичная амплитуда которых на полтора-два порядка превышала амплитуду космических радиосуммов. Описанная выше эффективная система подавления промышленных помех уменьшила частоту ложных событий на три-четыре порядка, однако и этого оказалось недостаточно для продолжения эксперимента. Поэтому высказываемая в ряде работ идея размещения радиодетектора на борту искусственного спутника Луны во многих отношениях является плодотворной. Не исключено, что именно этот метод в ближайшие годы будет исследоваться наиболее активно.

## Список литературы

1. Hayashida N et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1000 (1996)
2. Михайлов А А *Изв. РАН. Сер. физ.* **63** 556 (1999)
3. Христиансен Г Б и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **53** 286 (1989)
4. Атрашкевич В Б и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **63** 534 (1999)
5. Schwarzschild B *Phys. Today* **50** (2) 19 (1997)
6. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **41** 2 616 (1961)

7. Kahn F D, Lerche I *Proc. R. Soc. London Ser. A* **289** 206 (1966)
8. Гинзбург В Л *Теоретическая физика и астрофизика* 2-е изд. (М.: Наука, 1981)
9. Филоненко А Д *ЖТФ* **71** (3) 88 (2001)
10. Голубничий П И, Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **20** (12) 57 (1994)
11. Голубничий П И, Филоненко А Д, Яковлев В И *Изв. РАН Сер. Физ.* **58** (12) 115 (1994)
12. Голубничий П И, Филоненко А Д *УФЖ* **41** 696 (1996)
13. Филоненко А Д *Изв. РАН Сер. физ.* **61** 543 (1997)
14. Филоненко А Д *Письма в ЖЭТФ* **70** 639 (1999)
15. Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **23** (10) 57 (1997)
16. Ахиезер А И *Атомная физика*. Справочное пособие (Киев: Наукова думка, 1988)
17. Мурзин В С *Введение в физику космических лучей* (М.: Изд-во МГУ, 1988)
18. *Таблицы физических величин* (Под ред. И К Кикоина) (М.: Атомиздат, 1976)
19. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **48** 988 (1965)
20. Левич В Г *Курс теоретической физики* 2-е изд. Т. 1 (М.: Наука, 1969)
21. Charman W N *Nature* **215** 497 (1967)
22. Charman W N, Jelley J V *Can. J. Phys.* **46** 216 (1968)
23. Sivaprasad K, in *15th Cosmic Ray Conf., Plovdiv, Bulgaria, 1977: Conf. Papers* (Eds C Ya Christov et al.) Vol. 8 (Sofia: Institut for Nucl. Res. and Nucl. Energy, Bulgarian Acad. of Sci., 1978) p. 484
24. Tompkins D R (Jr) *Phys. Rev. D* **10** 136 (1974)
25. Sivaprasad K *Aust. J. Phys.* **31** 439 (1978)
26. Suga K, Nishi K, in *20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow, USSR, 1987: Conf. Papers* (Eds V A Kozyarivsky et al.) Vol. 6 (Moscow: Nauka, 1987) p. 125
27. Kusunose M, Sasaki H, Ogawa T, in *22nd Intern. Cosmic Ray Conf., Dublin, Ireland, 1991: Conf. Papers* (Eds M Cawley et al.) Vol. 4 (Dublin: The Dublin Inst. for Adv. Studies, 1991) p. 359
28. Aleksandrov A V et al., in *20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow, USSR, 1987: Conf. Papers* (Eds V A Kozyarivsky et al.) Vol. 6 (Moscow: Nauka, 1987) p. 132
29. Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **27** (10) 9 (2001)
30. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1967)
31. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987)
32. Розенталь И Л, Фильченков М Л *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **30** 1703 (1966)
33. Jelley J V *Phys. Lett. A* **25** 346 (1967)
34. Беленький С З *Лавинные процессы в космических лучах* (М.: ГИТТЛ, 1948)
35. Воловик В Д, Залюбовский И И, Шматко Е С *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **40** 1026 (1976)
36. Филоненко А Д *ЖТФ* **70** (10) 132 (2000)
37. Багров В Г, Тернов И М, Федосов Н И *ЖЭТФ* **82** 1442 (1982)
38. Nishimura J, in *19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, 1985: Conf. Papers* (NASA Conf. Publ., № 2376, Eds F C Jones et al.) Vol. 7 (Washington, D.C.: Sci. and Tech. Inform. Branch, NASA, 1985) p. 308
39. Baishya R et al., in *25th Intern. Cosmic Ray Conf., Durban, South Africa, 1997: Conf. Papers* (Eds M S Potgieter et al.) Vol. 6 (Wesprint: Potchefstroom Univ., Space Res. Unit, 1997) p. 237
40. Datta P, Pathak K M, in *21st Intern. Cosmic Ray Conf., Adelaide, Australia, 1990: Conf. Papers* (Ed. R J Protheroe) Vol. 9 (Northfield: Department of Phys. and Math. Phys., The Univ. of Adelaide, Graphic Services, 1990) p. 218
41. Филоненко А Д *Изв. РАН. Сер. физ.* **63** 565 (1999)
42. Филоненко А Д *ЖТФ* **70** (10) 127 (2000)
43. *Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники* (Под ред. А Н Куликовского) Т. 1 (М.: Энергия, 1977)
44. *Радиоприемные устройства* (Под ред. Н В Боброва) (М.: Сов. радио, 1971)
45. Гинзбург В Л *УФН* **166** 169 (1996)
46. Пистолькорс А А *Антенны* (М.: Связьиздат, 1947)
47. Голубничий П И, Филоненко А Д, Царев В А *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **55** 727 (1991)
48. Голубничий П И, Филоненко А Д *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **53** 366 (1989)
49. McDonald D M, Prescott J R, in *17th Intern. Cosmic Ray Conf., Paris, France, 1981: Conf. Papers* Vol. 6 (Gif-sur-Yvette: Sect. d'Astrophys., Service de Documentation du CEN de Saclay, 1981) p. 82
50. Гусев Г А, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **38** 505 (1983)
51. Jelley J V et al. *Nature* **205** 327 (1965)
52. Jelley J H et al. *Nuovo Cimento A* **46** 649 (1966)
53. Боржковский И А, Воловик В Д, Шматко Е С *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **30** 1705 (1966)
54. Боржковский И А и др. *Письма в ЖЭТФ* **3** (4) 186 (1966)
55. Вернов С Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **5** 157 (1967)
56. Вернов С Н и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **32** 467 (1968)
57. Вернов С Н и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **34** 1995 (1970)
58. Христиансен Г Б и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **35** 2102 (1971)
59. Атрашкевич В Б, Веденеев О В, Христиансен Г Б *Письма в ЖЭТФ* **13** (1) 76 (1971)
60. Атрашкевич В Б и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **36** 1731 (1972)
61. Вернов С Н и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **28** 2087 (1964)
62. Воловик В Д и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **38** 1013 (1974)
63. Allan H R et al., in *12th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Australia, 1971: Papers* (Eds A G Fenton, K B Fenton) Vol. 3 (Hobart: Univ. of Tasmania Press, 1971) p. 1097
64. Allan H R et al., in *12th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Australia, 1971: Papers* (Eds A G Fenton, K B Fenton) Vol. 3 (Hobart: Univ. of Tasmania Press, 1971) p. 1102
65. Воловик В Д, Залюбовский И И, Шматко Е С *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **40** 1026 (1976)
66. Бейсембаев Р У, Вавилов Ю Н, Воловик В Д *Краткие сообщения по физике* (1) 9 (1980)
67. Allan H R, Jones J K *Nature* **212** 129 (1966)
68. Allan H R et al. *Nature* **222** 635 (1969)
69. Allan H R, Neat K P, Jones J K *Nature* **215** 267 (1967)
70. Allan H R, Clay R W, Jones J K *Nature* **227** 1116 (1970)
71. Allan H R, Clay R W, Jones J K *Nature* **225** 253 (1970)
72. Allan H R *Acta Phys. Hung.* **29** (Suppl. 3) 699 (1970)
73. Allan H R, in *12th Intern. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, Australia, 1971: Papers* (Eds A G Fenton, K B Fenton) Vol. 3 (Hobart: Univ. of Tasmania Press, 1971) p. 1113
74. Allan H R, in *Progress in Elementary Particles and Cosmic Ray Physics* Vol. 10 (Eds J G Wilson, S G Wouthuysen) (Amsterdam: North-Holland, 1971) p. 171
75. Allan H R, Shutie P F, Sun M P, in *13th Intern. Cosmic Ray Conf., Denver, Colorado, USA, 1973: Conf. Papers* (Ed. R L Chasson) Vol. 4 (Boulder, C.O.: Colorado Associated Univ. Press, 1973) p. 2407
76. Allan H R, Sun M P, Jones J K, in *14th Intern. Cosmic Ray Conf., München, FRG, 1975: Conf. Papers* (Ed. K Pinkau) Vol. 8 (München: Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, 1975) p. 3082
77. Allan H R et al., in *14th Intern. Cosmic Ray Conf., München, FRG, 1975: Conf. Papers* (Ed. K Pinkau) Vol. 8 (München: Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, 1975) p. 3077
78. Pathak K M, Barthakur S K, in *15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, Bulgaria, 1977: Conf. Papers* (Eds C Ya Christov et al.) Vol. 8 (Sofia: Inst. for Nucl. Res. and Nucl. Energy, Bulgarian Acad. of Sci., 1978) p. 541
79. Goswami D C, Pathak K M *Nuovo Cimento B* **39** 55 (1977)
80. Goswami D C, Pathak K M *Nuovo Cimento B* **39** 65 (1977)
81. Barthakur S K, Barua P K, Pathak K M, in *16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979: Conf. Papers* (Ed. S Miyake) Vol. 9 (Tokyo: Inst. of Cosmic Ray Res., Univ. of Tokyo Press, 1980) p. 26
82. Barthakur S K, Barua P K, Pathak K M, in *16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979: Conf. Papers* (Ed. S Miyake) Vol. 9 (Tokyo: Inst. of Cosmic Ray Res., Univ. of Tokyo Press, 1980) p. 31
83. Barthakur S K et al., in *16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979: Conf. Papers* (Ed. S Miyake) Vol. 9 (Tokyo: Inst. of Cosmic Ray Res., Univ. of Tokyo Press, 1980) p. 36
84. Barthakur S K, Barua P K, Pathak K M *Indian. J. Pure Appl. Phys.* **17** 598 (1979)
85. Barthakur S K, Barua P K, Pathak K M *Indian. J. Pure Appl. Phys.* **19** 388 (1981)
86. Barthakur S K, Barua P K, Pathak K M *Indian. J. Pure Appl. Phys.* **17** 601 (1979)
87. Borah B, Datta P, Pathak K M, in *18th Intern. Cosmic Ray Conf., Bangalore, India, 1983: Papers and Proc.* (Eds N Durgaprasad et al.) Vol. 6 (Bombay: Tata Inst. of Fundamental Res., 1983) p. 245

88. Borah B, Datta P, Pathak K M, in *18th Intern. Cosmic Ray Conf., Bangalore, India, 1983: Papers and Proc.* (Eds N Durgaprasad et al.) Vol. 6 (Bombay: Tata Inst. of Fundamental Res., 1983) p. 253
89. Pathak K M et al., in *17th Intern. Cosmic Ray Conf., Paris, France, 1981: Conf. Papers* Vol. 6 (Gif-sur-Yvette: Sect. d'Astrophys., Service de Documentation du CEN de Saclay, 1981) p. 86
90. Borah B, Datta P, Pathak K M *Indian. J. Pure Appl. Phys.* **57** 267 (1983)
91. Borah B, in *18th Intern. Cosmic Ray Conf., Bangalore, India, 1983: Papers and Proc.* (Eds N Durgaprasad et al.) Vol. 6 (Bombay: Tata Inst. of Fundamental Res., 1983) p. 249
92. Datta P, Pathak K M, in *19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, 1985: Conf. Papers* (NASA Conf. Publ., № 2376, Eds F C Jones et al.) Vol. 7 (Washington, D.C.: Sci. and Tech. Inform. Branch, NASA, 1985) p. 272
93. Pathak K M, Mazumdar G K D, in *19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, 1985: Conf. Papers* (NASA Conf. Publ., № 2376, Eds F C Jones et al.) Vol. 7 (Washington, D.C.: Sci. and Tech. Inform. Branch, NASA, 1985) p. 276
94. Datta P, Pathak K M, in *20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow, USSR, 1987: Conf. Papers* (Eds V A Kozyarivsky et al.) Vol. 6 (Moscow: Nauka, 1987) p. 129
95. Prescott J R et al. *Can. J. Phys.* **46** 246 (1968)
96. Clay R W et al., in *14th Intern. Cosmic Ray Conf., München, FRG, 1975: Conf. Papers* (Ed. K Pinkau) Vol. 8 (München: Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, 1975) p. 3093
97. Hazen W E et al. *Phys. Rev. Lett.* **22** 35 (1969)
98. Hazen W E et al. *Phys. Rev. Lett.* **24** 476 (1970)
99. Atrashkevich V B, Khristiansen G B, in *17th Intern. Cosmic Ray Conf., Paris, France, 1981: Conf. Papers* Vol. 6 (Gif-sur-Yvette: Sect. d'Astrophys., Service de Documentation du CEN de Saclay, 1981) p. 318
100. Bagio R et al. *Nuovo Cimento B* **40** 289 (1977)
101. Атрашкевич В Б и др. *ЯФ* **28** 712 (1978)
102. Atrashkevich V B, Vedenev O V, Khristiansen G B, in *14th Intern. Cosmic Ray Conf., München, FRG, 1975: Conf. Papers* (Ed. K Pinkau) Vol. 8 (München: Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, 1975) p. 3086
103. Mandolesi N, Morigi G, Palumbo G G C *J. Atmos. Terr. Phys.* **36** 1431 (1974)
104. Mandolesi N, Morigi G, Palumbo G G, in *13th Intern. Cosmic Ray Conf., Denver, Colorado, USA, 1973: Conf. Papers* (Ed. R L Chasson) Vol. 4 (Boulder, C.O.: Colorado Associated Univ. Press, 1973) p. 2414
105. Mandolesi N, Morigi G, Palumbo G G C *J. Phys. A* **9** 815 (1976)
106. Prescott J R, Hough J H, Pidcock J K *Acta Phys. Hung.* **29** (Suppl. 3) 717 (1970)
107. Stubbs T J *Nature* **230** 172 (1971)
108. Hough J H, Prescott J R, Clay R W *Nature* **232** 14 (1971)
109. Allan H R *Nature* **237** 384 (1972)
110. Colgate S A *J. Geophys. Res.* **72** 4869 (1967)
111. Долуханов М П *Распространение радиоволн* (М.: Связь, 1972)
112. Felgate D G, Stubbs T J *Nature* **239** 151 (1972)
113. Kaneko T et al., in *18th Intern. Cosmic Ray Conf., Bangalore, India, 1983: Papers and Proc.* (Eds N Durgaprasad et al.) Vol. 11 (Bombay: Tata Inst. of Fundamentals Res., 1983) p. 428
114. Франк И М *Излучение Вавилова–Черенкова: Вопросы теории* (М.: Наука, 1988)
115. Datta P et al., in *22nd Intern. Cosmic Ray Conf., Dublin, Ireland, 1991: Conf. Papers* (Eds M Cawley et al.) Vol. 4 (Dublin: The Dublin Inst. for Adv. Studies, 1991) p. 371
116. Clay R W et al., in *13th Intern. Cosmic Ray Conf., Denver, Colorado, USA, 1973: Conf. Papers* (Ed. R L Chasson) Vol. 4 (Boulder, C.O.: Colorado Associated Univ. Press, 1973) p. 2420
117. Suga K, Kakimoto F, Nishi K, in *19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, 1985: Conf. Papers* (NASA Conf. Publ., № 2376, Eds F C Jones et al.) Vol. 7 (Washington, D.C.: Sci. and Tech. Inform. Branch, NASA, 1985) p. 268
118. Kaneko T, Suga K, in *18th Intern. Cosmic Ray Conf., Bangalore, India, 1983: Papers and Proc.* (Eds N Durgaprasad et al.) Vol. 11 (Bombay: Tata Inst. of Fundamental Res., 1983) p. 428
119. Honda K et al., in *22nd Intern. Cosmic Ray Conf., Dublin, Ireland, 1991: Conf. Papers* (Eds M Cawley et al.) Vol. 4 (Dublin: The Dublin Inst. for Adv. Studies, 1991) p. 367
120. Беляев А А и др. *Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях* (Отв. ред. А Т Абросимов) (М.: Наука, 1980)
121. Kakimoto F et al., in *21st Intern. Cosmic Ray Conf., Adelaide, Australia, 1990: Conf. Papers* (Ed. R J Protheroe) Vol. 9 (Northfield: Department of Phys. and Math. Phys., The Univ. of Adelaide, Graphic Services, 1990) p. 213
122. Райзер Ю П *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М.: Наука, 1980)
123. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* (Под ред. М Абрамовица, И Стиган) (М.: Наука, 1979)
124. Kadota et al., in *23rd Intern. Cosmic Ray Conf., Calgary, Canada, 1993: Conf. Papers* (Ed. D A Leahy) Vol. 4 (Calgary: Department of Phys. and Astron., The Univ. of Calgary, 1993) p. 262
125. Аскарьян Г А *Письма в ЖЭТФ* **39** 334 (1984)
126. Дагкесаманский Р Д, Железных И М *Письма в ЖЭТФ* **50** 233 (1989)
127. Березинский В С, Газизов А З *Письма в ЖЭТФ* **25** 276 (1977)
128. Alvarez-Muniz J, Zas E, in *25th Intern. Cosmic Ray Conf., Durban, South Africa, 1997: Conf. Papers* (Eds M S Potgier et al.) Vol. 7 (Wesprint: Potchefstroom Univ., Space Res. Unit, 1997) p. 309
129. Деденко Л Г, Коломацкий С Г *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **53** 321 (1989)
130. Деденко Л Г и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **63** 589 (1999)
131. Голубничий П И, Филоненко А Д *Космическая наука и технология* **5** (4) 87 (1999)
132. Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **28** (3) 60 (2002)
133. Абрагин Э П и др. *Изв. РАН Сер. физ.* **65** 1670 (2001)
134. Филоненко А Д *Письма в ЖТФ* **24** (24) 65 (1998)

### Superhigh-energy cosmic ray detection using shower radioemission

A.D. Filonenko

East-Ukrainian National University, Physics Department  
Block Molodezhnyi 20A, 91034 Lugansk, Ukraina  
Tel. (7-10 380 642) 46-41 54  
E-mail: uni@vugu.lugansk

It is argued that preconditions currently exist for studying more actively the possibility of detecting cosmic rays of superhigh energy ( $10^{21}$ – $10^{23}$  eV) by observing radio emission from the cascade shower. To illustrate this point, major results from the initial period of research (1961–1980) are briefly reviewed, problems unresolved at that time pointed out, and subsequent advances that have stimulated further progress in this area are described.

PACS numbers: 84.40.Be, 95.85.Bh, 96.40.Pg

Bibliography — 134 references

Received 23 August 2000, revised 17 October 2001