

Новый метод регистрации широких атмосферных ливней с энергиями $> 10^{20}$ эВ

А. Д. Филоненко, Ю. Н. Чех

*Восточноукраинский национальный университет,
Украина, 91304, г. Луганск, кв. Молодежный, 20-А*

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2001 г.

Найден метод детектирования атмосферных ливней очень высоких энергий. Предлагается использовать особенности пространственно-частотных характеристик радиоизлучения наклонных ливней в диапазоне средних волн. Показано, что интенсивность электромагнитного поля может достигать величины, достаточной для надежной регистрации полезного сигнала на значительных расстояниях от ливня. На основании модели тормозного механизма получена диаграмма излучения, оценена эффективная площадь детектирования и соответствующая ей частота регистрации событий. В частности, определено, что всего один радиодетектор за год зафиксирует около трех ливней с энергиями более 10^{20} эВ.

Знайдено метод детектування атмосферних злив дуже високих енергій. Пропонується використати особливості просторово-частотних характеристик радіовипромінювання похилих злив у діапазоні середніх хвиль. Показано, що інтенсивність електромагнітного поля може досягати величини, достатньої для надійної реєстрації корисного сигналу на значних відстанях від зливи. На основі моделі гальмівного механізму одержано діаграму випромінювання, оцінено ефективну площу детектування і відповідну їй частоту реєстрації подій. Зокрема, визначено, що всього один радіодетектор за рік зафіксує близько трьох злив з енергіями понад 10^{20} еВ.

Введение

Исследование радиоизлучения, возникающего при прохождении космических частиц через атмосферу Земли, продолжается уже несколько десятилетий. Основная цель этих исследований – использовать регистрируемое излучение для оценки параметров широких атмосферных ливней (ШАЛ). ШАЛ – это мощный поток элементарных частиц, образующийся в результате лавинных процессов при прохождении первичной частицы сверхвысокой энергии ($> 10^{15}$ эВ) в атмосфере. Вблизи поверхности земли такой поток имеет форму тонкого диска с толщиной ~ 1 м и среднеквадратичным радиусом ~ 100 м.

Как известно, изучение ШАЛ связано с рядом задач астрофизики и ядерной физики сверхвысоких энергий [1-3]. Наибольшие трудности представляет объяснение космического излучения с энергией более 10^{20} эВ. Отметим, что в настоящее время нет достоверных гипотез об астрофизических механизмах, ускоряющих частицы даже до 10^{19} эВ, тогда как уже зарегистрированы ливни с полной энергией до $3 \cdot 10^{20}$ эВ [1].

Традиционно параметры ливней определяют при помощи систем детекторов частиц (Гейгера-Мюллера, сцинтилляционных и т. д.). Плотность потока первичного космического излучения с энергией $W_0 > 10^{20}$ эВ исчезающе мала: $\sim 10^{-2}$ км⁻² · год⁻¹ · ср⁻¹ [3]. Поэтому для обеспечения удовлетворительной скорос-

ти счета событий необходимо использовать системы детекторов, охватывающие огромные площади. Самая большая из существующих установок имеет эффективную площадь ~ 100 км² и дает возможность регистрировать один-два ливня с энергией более 10^{20} эВ в год. Такого количества недостаточно для статистической наработки данных. Для увеличения скорости счета хотя бы на порядок необходимо соответственно на порядок увеличить площадь установки, которая в этом случае будет составлять ~ 1000 км². Последнее, однако, связано со значительными техническими трудностями.

Для исследования ливней таких высоких энергий более эффективными могут оказаться методы, основанные на детектировании радиоизлучения широких атмосферных ливней (см., например, [4-8]). Попытки использовать для этой цели детекторы черенковского радиоизлучения избыточных электронов ливня оказались в силу ряда причин (относительно узкая диаграмма направленности и весьма слабая интенсивность излучения) недостаточно эффективными.

Гораздо более предпочтительным может оказаться использование тормозного радиоизлучения ШАЛ. В работах [9-11] указывалось на то, что излучение, обусловленное этим механизмом, является доминирующим в диапазонах средних и длинных волн. Как будет показано ниже, в среднечастотном диапазоне тормозное излучение ливня характеризуется довольно широкой диаграммой направленности. Эта особенность, а также низкий уровень атмосферных помех в указанном диапазоне, может позволить регистрировать ШАЛ, удаленные на значительные расстояния.

1. Тормозное излучение

Электроны и позитроны по числу частиц составляют большую часть ливня: $95 \div 98$ % [12]. В процессе развития ШАЛ заряженные частицы как ускоряются, так и теряют скорость (тормозятся), соответственно они должны излучать в довольно широком диапазоне частот. Как излучение при торможении, так и излучение при ускорении мы будем называть тормозным. Очевидно, что мощность излучения бу-

дет значительной, только если суммарный заряд частиц ливневого диска отличен от нуля.

2. Избыточный заряд

В работе [4] впервые было высказано предположение о существовании избыточного отрицательного заряда ШАЛ: электронов в ливне больше, чем позитронов. Наличие такого избытка объяснялось аннигиляцией позитронов, а также вовлечением в лавину комптоновских и δ -электронов. В этой же работе была произведена оценка доли избыточных электронов, обусловленной аннигиляцией позитронов: около 10 % от общего числа частиц. Именно эти электроны обычно подразумеваются под термином “избыточные электроны ШАЛ”. Необходимо еще раз отметить, что в [4] не был учтен вклад δ -электронов.

Такое приближение может быть оправдано только в случае рассмотрения механизмов излучения ливней, связанных с эффектом Вавилова-Черенкова. Это обусловлено тем, что подавляющее большинство δ -электронов имеют энергии гораздо ниже порога излучения упомянутого эффекта. Однако вклад δ -электронов в тормозной механизм излучения может быть весьма значителен, поскольку именно они составляют большую часть избыточных электронов.

3. Каскадная функция

Каскадной функцией называется зависимость числа частиц в ливне от глубины его развития. В качестве каскадной функции использовалось известное выражение аппроксимации Грейзена¹ функции Нишимуры и Каматы [13]:

$$N(x) = \frac{0.31}{\sqrt{\ln(W_0/W_{cr})}} \exp \left[\frac{x}{x_0} \left(1 - \frac{3}{2} \ln s \right) \right], \quad (1)$$

где x – глубина развития ливня, кг/м²; W_0 – энергия первичного гамма-кванта; $W_{cr} = 81$ МэВ –

¹ Влиянием эффекта Ландау – Померанчука – Мигдала на продольный размер ливня можно пренебречь (см., например, [14]).

критическая энергия для электронов в воздухе; $x_0 = 371 \text{ кг/м}^2$ – величина лавинной единицы; $s = 3x(x + 2x_0 \ln(W_0/W_{cr}))^{-1}$ – возрастная параметр ливня. В настоящей работе выражение (1) будет использоваться в качестве функции, модулирующей ток δ -электронов. При этом максимальное число частиц в ливне приблизительно соответствует истинному, если энергию W_0 первичного гамма-кванта формально заменить энергией первоначальной частицы.

4. Распределение заряда

Распределение заряда является существенным при учете интерференции радиоизлучения от различных участков ливня. Толщина ШАЛ намного меньше длин волн среднечастотного диапазона, поэтому ливень можно считать бесконечно тонким. Поперечный размер ливневого диска весьма значителен, и им уже нельзя пренебречь. Одна из эмпирических формул распределения избыточного заряда приведена в [5]:

$$\sigma(r) = \frac{Q}{2\pi R_d r} \exp\left(-\frac{r}{R_d}\right),$$

где r – расстояние в плоскости ливневого диска от его центра, Q – избыточный заряд, R_d – среднеквадратичный радиус ливня. В этой же работе получено выражение для интерференционного множителя, соответствующего приведенному распределению:

$$\Phi(\nu, \theta) = \left(1 + \frac{2\pi R_d \nu \sin \theta}{c}\right)^{-1/2}$$

где ν – частота колебаний, θ – угол между направлением распространения ливня и направлением на наблюдателя, c – скорость света в вакууме. При расчете диаграммы излучения ливень можно считать точечным излучателем, а разность фаз учесть формальным введением интерференционного множителя.

5. Тормозное излучение ШАЛ

Как уже было упомянуто, тормозной механизм излучения атмосферного ливня обусловлен ускоренным движением избыточных электронов. Так δ -электроны излучают при выбивании их из атома, а также когда теряют энергию в столкновениях. Излучение, возникающее при аннигиляции позитрона, эквивалентно излучению при ускорении электрона. Такова качественная картина механизма излучения ливня. Непосредственный расчет поля излучения можно произвести по току, создаваемому избыточным зарядом.

Изменение числа частиц в ливне выражается каскадной функцией. Поскольку количество избыточных электронов пропорционально общему числу частиц, заряд ливневого диска также будет изменяться согласно каскадной функции. Таким образом, избыточные электроны создают вдоль оси ливня переменный во времени ток. Число таких электронов огромно, поэтому для длин волн, превышающих размеры диска, можно считать, что ливневый диск излучает как одно целое. Иными словами, ливень излучает подобно распространяющемуся со скоростью, близкой к скорости света, импульсу тока с амплитудой, промодулированной каскадной функцией.

6. Плотность тока избыточных электронов

При движении в атмосфере частицы ливня ионизируют атомы, оставляя за собой “шлейф” из δ -электронов. Расположим на пути ливня некоторую условную плоскость S_y , перпендикулярную оси ШАЛ, и определим плотность тока δ -электронов через эту плоскость.

Будем полагать, что все частицы ливня имеют одинаковую энергию 100 МэВ (средняя энергия частиц ШАЛ [15]) и параллельные траектории. Вследствие квантового эффекта тождественности максимальная энергия, которую может передать электрон ливня δ -электрону, составляет 50 МэВ. Конечно, для позитронов такое ограничение отсутствует. Однако количество выбитых δ -электронов

обратно пропорционально квадрату передаваемой им энергии (см. (4)). Поэтому вероятность того, что позитрон передаст δ -электрону энергию от 50 до 100 МэВ, пренебрежимо мала. Таким образом, мы будем полагать, что любая ливневая частица может передать δ -электрону не более 50 МэВ. Согласно этому, условную плоскость пересекут только те частицы, которые были выбиты на расстоянии, не превышающем длины пробега L_{\max} электрона с энергией $W_{\max} = 50$ МэВ.

Сначала найдем плотность тока \vec{j}_1 , который создается δ -электронами, выбитыми одной ливневой частицей (см. рис. 1). Очевидно, что δ -электроны пересекут условное сечение несколько позже ливневой частицы. Однако это запаздывание незначительно, и его можно не учитывать. Последнее утверждение эквивалентно пренебрежению толщиной ливня (см. п. 4), а следовательно, и величиной продольного разлета δ -электронов.

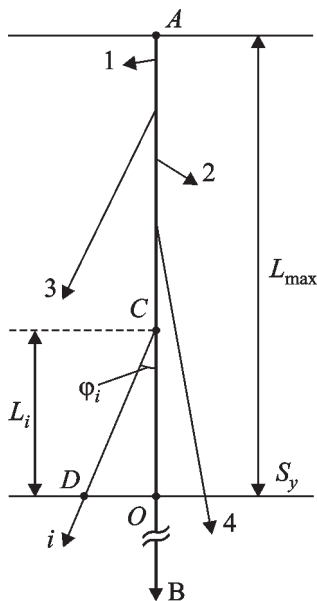


Рис. 1. К расчету плотности тока δ -электронов: S_y – условная плоскость; AB – траектория ливневой частицы; O – точка пересечения S_y ливневой частицей; 1, ..., 4, i – траектории некоторых δ -электронов; C – точка расположения атома, из которого был выбит один из δ -электронов (в этой точке энергия электрона $W_{\delta i}$); D – точка пересечения S_y электроном (его энергия $W_{\delta i}$)

Тогда распределение плотности тока можно представить в виде δ -функции:

$$\vec{j}_1(\vec{r}_0) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \sum_i e \vec{u}_i,$$

где \vec{r}_0 – радиус-вектор точки пересечения S_y ливневой частицей; \vec{u}_i – скорость i -го δ -электрона при пересечении S_y ; e – заряд электрона; суммирование проводится по всем частицам, достигшим S_y .

Векторы скорости электронов хаотически распределены вокруг направления движения ливневого диска. Поэтому вклад в плотность тока дадут лишь продольные составляющие \vec{u}_i (в среднем можно полагать, что δ -электроны имеют прямолинейные траектории), и

$$\vec{j}_1(\vec{r}_0) = e \vec{p} \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \sum_i u_i \cos \varphi_i, \quad (2)$$

где \vec{p} – единичный вектор, перпендикулярный S_y , φ_i – угол вылета δ -электрона из атома.

Значение $\cos \varphi$ зависит от энергии, передаваемой δ -электрону, следующим образом [16]:

$$\cos \varphi = \cos \varphi(W_\delta) \approx \left(\frac{W_\delta}{2W_e + W_\delta} \right)^{1/2},$$

где W_e – энергия покоя электрона; W_δ – энергия, передаваемая ливневой частицей δ -электрону. Для того чтобы вычислить скорость электрона u_i при пересечении условной плоскости, необходимо определить потери на ионизацию. Согласно [17] ионизационные потери электрона на единице длины пути выражаются следующим соотношением:

$$-\frac{dW_{ion}}{dx} \approx \frac{B_0}{\beta^2} \left[\ln \frac{W_e^2 \beta^2 (1 - \sqrt{1 - \beta^2})}{2I^2 (1 - \beta^2)^{3/2}} - (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 - \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 \right],$$

где $B_0 = 2\pi n Z r_e^2 W_e$ – постоянная, зависящая от свойств среды, n – концентрация атомов в среде, Z – среднее число электронов в атомах, r_e – классический радиус электрона; β – отношение текущей скорости электрона к скорости света; $I = I_0 Z$ – средний ионизационный потенциал среды, $I_0 = 12.8$ эВ [12] (для воздуха). Тогда остаточную кинетическую энергию W_r , которую будет иметь δ -электрон при пересечении S_y , можно найти из следующего интегрального уравнения (см. рис. 1):

$$\frac{L}{\cos \varphi(W_\delta)} = - \int_{W_r}^{W_\delta} \left(\frac{dW_{ion}}{dx} \right)^{-1} dW, \quad (3)$$

где L – расстояние от атома, из которого был выбит δ -электрон, до S_y . Решение (3) будем искать в виде $W_r = W_r(W_\delta, L)$. Скорость электрона, соответствующая этой энергии, равна

$$u = u(W_r) = u(W_\delta, L) = c \left(1 - \frac{W_e}{W_r(W_\delta, L) + W_e} \right)^{1/2}.$$

Число выбитых δ -электронов можно получить используя формулу из [15]:

$$B(W_\delta) dW_\delta \approx B_0 \frac{dW_\delta}{W_\delta^2}, \quad (4)$$

где $B(W_\delta) dW_\delta$ – отнесенная к 1 м слоя вещества вероятность того, что ультрарелятивистский электрон (или позитрон) передаст свободному электрону энергию в интервале $(W_\delta, W_\delta + dW_\delta)$.

Чтобы определить минимальную кинетическую энергию W_{min} , необходимую частице для достижения условной плоскости, необходимо решить уравнение подобное (3):

$$\frac{L}{\cos \varphi(W_{min})} = - \int_0^{W_{min}} \left(\frac{dW_{ion}}{dx} \right)^{-1} dW.$$

Из этого же уравнения, подставляя вместо W_{min} значение $W_{max} = 50$ МэВ, можно найти L_{max} .

Используя приведенные выражения и заменяя суммирование в (2) двойным интегралом, найдем искомую плотность тока, который создается δ -электронами, выбитыми одной ливневой частицей на участке L_{max} :

$$\vec{j}_1(\vec{r}_0) = e\vec{p}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \times \int_0^{L_{max}} \int_{W_{min}(L)}^{W_{max}} B(W_\delta) u(W_\delta, L) \cos \varphi(W_\delta) dW_\delta dL.$$

Посредством численного интегрирования был получен следующий результат:

$$\vec{j}_1(\vec{r}_0) \approx 0.13ec\vec{p}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0).$$

С учетом избыточных электронов, которые возникают вследствие аннигиляции позитронов, имеем:

$$\vec{j}_1(\vec{r}_0) \approx 0.23ec\vec{p}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0). \quad (5)$$

Плотность тока всего ШАЛ \vec{j}_s представляет собой сумму токов, создаваемых отдельными частицами, (5):

$$\vec{j}_s(\vec{r}_0) = N(t) \vec{j}_1(\vec{r}_0),$$

где t – момент времени, соответствующий пересечению ливнем плоскости S_y ; $N(t)$ – каскадная функция (см. ниже). Так как условная плоскость выбиралась произвольно, то приведенные рассуждения справедливы для любого другого момента времени. Тогда $\vec{r}_0 = \vec{r}_0(t)$ – это просто радиус-вектор ливня и

$$\vec{j}_s(\vec{r}_0(t)) = \vec{j}_s(t) = N(t) aec\vec{p}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0(t)). \quad (6)$$

Здесь $a \approx 0.23$ – числовой множитель из (5). Отметим, что полученный результат практически не зависит от плотности слоя атмосферы, в котором развивается ливень.

7. Зависимость каскадной функции от времени

Для расчета диаграммы радиоизлучения необходимо выразить зависимость каскадной функции от времени в явном виде.

Глубина развития ШАЛ при движении под зенитным углом ψ зависит от расстояния y до поверхности земли следующим образом [18]:

$$x = \rho_0 y_0(\psi) \exp\left(-\frac{y}{y_0(\psi)}\right). \quad (7)$$

Здесь y измеряется вдоль оси ливня; $\rho_0 = 1.225 \text{ кг/м}^3$ – плотность атмосферы на уровне моря; $y_0(\psi) = R_\oplus \left(\sqrt{\cos^2 \psi + 2y_0/R_\oplus} - \cos \psi\right)$ – релаксационная длина изменения плотности воздуха в случае движения под углом ψ в стандартной изотермической атмосфере, R_\oplus – средний радиус Земли; $y_0 = 8.41 \cdot 10^3 \text{ м}$ – релаксационная длина изменения плотности в вертикальном направлении.

ШАЛ любой энергии имеют практически равные скорости, мало отличающиеся от скорости света, поэтому (7) можно представить в следующем виде:

$$x(t) = \rho_0 y_0(\psi) \exp\left(\frac{ct - y_m(\psi)}{y_0(\psi)}\right), \quad (8)$$

где $y_m(\psi)$ – расстояние от поверхности земли (вдоль оси ШАЛ) до той точки, где ливень достигает своего максимума. Из (1) следует, что это происходит при глубине развития ливня $x_m = x_0 \ln(W_0/W_{cr})$. Полагая, что ливень достигает ее в момент $t = 0$, выразим $y_m(\psi)$ из (8):

$$y_m(\psi) = y_0(\psi) \ln\left[\frac{\rho_0 y_0(\psi)}{x_0 \ln(W_0/W_{cr})}\right].$$

После подстановки (8) в (1) мы получим искомую зависимость $N(t)$.

8. Расчет диаграммы излучения

Расчет поля излучения ШАЛ будем производить считая, что расстояние от ливня до точки наблюдения много больше длины его продольного развития. Все векторные величины будем выражать в некоторой фиксированной системе координат, центр которой расположим на оси ливня, вблизи той точки, где он достигает своего максимума. Напомним, что мы считаем ливень материальной точкой (см. п. 4).

Спектральную составляющую напряженности электрического поля E_ω выразим через фурье-компоненту векторного потенциала (см., например, [19]) для системы зарядов на далеких расстояниях, которая записывается следующим образом:

$$\vec{A}_\omega = \frac{\exp(ikR_0)}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0} \int \vec{j}_\omega \exp(-ik\vec{r}) dV,$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная; R_0 – расстояние от начала координат до точки наблюдения; \vec{r} – радиус-вектор элемента пространства dV ; \vec{j}_ω – спектральная составляющая вектора плотности тока ШАЛ; $\vec{k} = \vec{l}\omega/c$ – волновой вектор, ω – циклическая частота, \vec{l} – единичный вектор, направленный вдоль оси ливня к наблюдателю. Как известно,

$$|\vec{E}_\omega| = |\vec{A}_\omega| \omega \sin \theta,$$

где θ – угол между векторами \vec{k} и \vec{r} . Отсюда

$$|\vec{E}_\omega| = \frac{\omega \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0} \left| \int \vec{j}_\omega \exp(-ik\vec{r}) dV \right|, \quad (9)$$

где

$$\vec{j}_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{j}_s(t) \exp(i\omega t) dt.$$

Радиус-вектор ливня представим в виде $\vec{r}_0(t) = \vec{v}t$, где $v \approx c$ – скорость ливня.

С учетом формулы (6), подставим выражение для \vec{j}_ω в (9) и, изменив порядок интегрирования, получим:

$$E_\omega = \frac{ae\omega \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 c R_0} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} N(t) \exp(i\omega t(1 - \cos \theta)) dt \right|.$$

Здесь достаточно провести интегрирование в некотором эффективном временном интервале τ , в котором число частиц ливня составляет не менее 10 % от максимального. Наконец, введя интерференционный множитель, получим пространственно-частотное распределение напряженности поля излучения ШАЛ:

$$E(v, \theta) = \Phi(v, \theta) \frac{ae v \sin \theta}{2\epsilon_0 c R_0} \times \left| \int_{-\tau/2}^{+\tau/2} N(t) \exp(i\omega t(1 - \cos \theta)) dt \right|. \quad (10)$$

В формуле для интерференционного множителя $\Phi(v, \theta)$ в качестве R_d использовался радиус ливня в максимуме развития: $R_d \approx 70 \exp(h_m/y_0)$ [12], где h_m – высота максимума ШАЛ над уровнем моря. Из геометрических соображений

$$h_m = R_\oplus \left[\left(1 + 2 \left(\frac{y_m(\psi)}{R_\oplus} \right) \cos \psi + \left(\frac{y_m(\psi)}{R_\oplus} \right)^2 \right)^{1/2} - 1 \right].$$

На рис. 2 приведен общий вид диаграмм излучения ливня, рассчитанных по формуле (10) для частот 1 и 2 МГц.

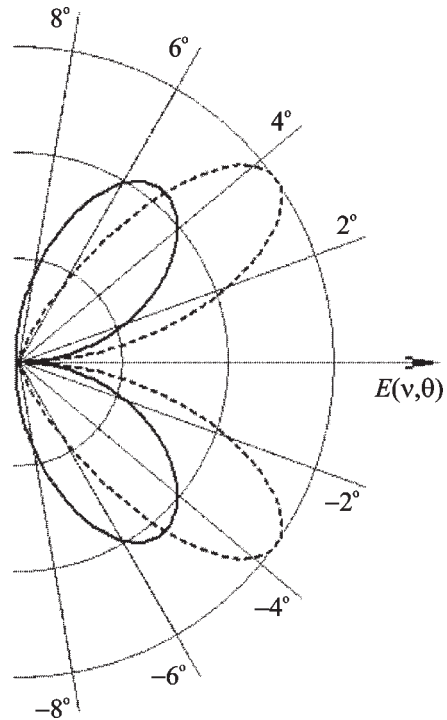


Рис. 2. Диаграммы излучения ШАЛ $E(v, \theta)$ в относительных единицах с энергией 10^{20} эВ и углом отклонения оси от вертикали $\psi = 80^\circ$: — $\nu = 1$ МГц, - - - $\nu = 2$ МГц; $\theta = 0^\circ$ – соответствует направлению распространения ливня

9. Обоснование метода регистрации

Для регистрации радиоизлучения ливня в диапазоне средних волн наиболее выгодной является область 1÷2 МГц. Как известно, днем такие волны поглощаются в ионосфере. Соответственно уровень помех на этих частотах минимален. Вдали от промышленных центров и в отсутствие естественной грозовой активности напряженность электрического поля помех соответствует величине $E_N \approx 0.5$ мкВ/(м · МГц) (при $\nu = 1$ МГц) [20]. В дальнейших расчетах будем полагать, что $E_N = 1$ мкВ/(м · МГц).

Следует отметить, что оптимальные условия для фиксирования сигнала соблюдаются при регистрации радиоизлучения сильно наклонных ливней ($75 - 85^\circ$). Это связано с тем, что максимум развития вертикальных ШАЛ с энергией $W_0 \sim 10^{20}$ эВ находится уже непос-

редственно над поверхностью земли. Основная часть излучения формируется вблизи максимума, поэтому площадь области “засветки” в этом случае довольно мала. Максимум ШАЛ, имеющих практически горизонтальную ось, находится на высоте нескольких километров, вследствие чего радиоизлучение таких ливней охватывает огромные площади. Это обстоятельство позволяет ожидать значительной скорости счета событий в радиодиапазоне при минимальном числе принимающих антенн.

Опишем одну из возможных схем радиодетектора, предназначенного для регистрации сильно наклонных ливней. Такой детектор может использовать несколько каналов, каждый из которых должен включать антенну, усилитель, анализатор и записывающее устройство. Его эффективность намного возрастает при использовании направленных антенн. Очень удобным может оказаться применение антенн бегущей волны (Бевереджа) (см., например, [21]). Будем полагать, что $6 \div 12$ антенн Бевереджа распределены на одинаковом угловом расстоянии друг от друга. Такая система позволит обеспечить угол обзора 360° в горизонтальной плоскости и $20^\circ \div 30^\circ$ в вертикальной плоскости (в зависимости от длины антенны).

Каждая из антенн имеет малый угол наклона главного лепестка диаграммы направленности над горизонтом (он также зависит от длины антенны). Такая ориентация является оптимальной для регистрации излучения сильно наклонных ливней. Одновременно значительно ослабляется воздействие атмосферных помех. Низкий коэффициент полезного действия антенны Бевереджа можно компенсировать усилением, поскольку внешние помехи значительно превышают шумы усилителя.

Оценим среднюю частоту f регистрации ливней с $W_0 > 10^{20}$ эВ таким радиодетектором. Предположим, что излучение ливня, которое описывается выражением (10), проецируется на поверхность земли. Площадь “радиопятна”, в пределах которого напряженность электрического поля излучения достаточна для надежной его регистрации, будем считать равной S . Зная плотность потока космических лучей

$J(> 10^{20} \text{ эВ}) = 10^{-2} \text{ км}^{-2} \cdot \text{год}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ [3], численно равную количеству частиц, падающих на 1 км^2 поверхности земли в течение года из единичного телесного угла, можно найти частоту регистрации событий:

$$f = \int_{\Omega} J(> 10^{20} \text{ эВ}) S \cos \psi d\Omega.$$

Здесь Ω – телесный угол, охватывающий направления прихода ливней, излучение которых позволяет регистрировать диаграммы направленности антенн радиодетектора.

Таким образом, величина $S_e = S \cos \psi$ является эффективной площадью радиодетектора. Расчет, произведенный на основании изложенной выше модели, показывает, что среднее значение S_e для ШАЛ с углами отклонения осей от вертикали $75 \div 85^\circ$ составляет около 520 км^2 . Излучение ливней проецируется на поверхность земли под зенитными углами от 4 до 25° и может быть охвачено диаграммой направленности одной антенны (см. выше). Направления прихода таких ливней заключены в пределах телесного угла $\Omega \approx 1.1 \text{ ср}$.

Используя приведенные параметры, несложно получить, что $f \approx 6 \text{ год}^{-1}$. При этом необходимо учесть, что реальное время функционирования радиодетектора, вероятно, составит ~ 0.5 от календарного, поскольку, как уже было упомянуто, уровень помех может оказаться достаточно низким лишь в светлое время суток. Согласно этому, получим окончательно: $f \approx 3 \text{ год}^{-1}$. Этот результат позволяет надеяться на создание нового метода регистрации ШАЛ. Система из нескольких радиодетекторов позволит обеспечить значительную частоту регистрации ливней.

Оценка средней эффективной площади радиодетектора производилась из того расчета, что в пределах S отношение сигнал/шум

$$E_S/E_N > 8. \tag{11}$$

Выбор этого критерия обусловлен требованием малой вероятности регистрации ложных сигналов.

Интенсивность общего фона помех носит случайный характер, поэтому следует оценить частоту появления флуктуаций с той же амплитудой, что и у полезного сигнала. Если ко входу принимающей антенны подключен колебательный контур с резонансной частотой ν , то количество таких флуктуаций на уровне U_S равно [22]:

$$N_F(U_S) \approx \nu \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{U_S}{U_N}\right)^2\right),$$

где U_S – электродвижущая сила, наводимая полезным сигналом; U_N – среднеквадратичное значение электродвижущей силы помех. Так как, согласно (11), $U_S/U_N > 8$, то при $\nu = 1$ МГц частота выбросов N_F составит около $1.3 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$. С учетом реального времени работы радиодетектора это соответствует одному ложному сигналу за пять лет наблюдения.

Заключение

В работе предложен новый метод детектирования космических лучей очень высоких энергий ($> 10^{20}$ эВ). Показано, что при использовании среднечастотного компонента радиоизлучения сильно наклонных атмосферных ливней может быть достигнута значительная скорость счета событий. Согласно произведенным оценкам, всего один радиодетектор за год зафиксирует около трех ШАЛ с энергиями более 10^{20} эВ (с учетом реального времени работы ~ 0.5 от календарного). Это примерно соответствует скорости счета событий, достигаемой на детекторе Акено – крупнейшей ($\sim 100 \text{ км}^2$) из существующих установок регистрации ШАЛ. При использовании системы из нескольких десятков радиодетекторов средняя частота регистрации превзойдет ожидаемую скорость счета событий на находящемся в стадии разработки гигантском детекторе ШАЛ-1000 [23].

Разумеется, для достижения удовлетворительной точности определения параметров ливней может потребоваться в несколько раз большее количество антенн, но для сравнения следует отметить, что согласно проекту, детектор ШАЛ-1000 должен включать десятки тысяч элементарных сцинтилляционных счетчиков.

Радиидетекторы также обладают преимуществом перед детекторами ионизационного свечения, поскольку, как известно, регистрация последнего возможна лишь в ясные безлунные ночи.

Однако ожидаемая эффективность детектора может быть достигнута только при отсутствии импульсных помех (например, промышленных) в зоне радиоприёма. Это требует проведения эксперимента вдали от промышленных установок и использования аккумуляторных батарей для питания экспериментальной установки. Импульсные помехи от грозовых разрядов, также представляющие реальную угрозу чистоте эксперимента, можно исключить применением схемы совпадений, на один из входов которой подать сигнал от оптического черенковского детектора. При этом оптическая ось сферического зеркала должна приблизительно совпадать с диаграммой направленности антенны.

Попытки регистрации низкочастотного радиоизлучения ШАЛ предпринимались и ранее (см., например, в [24]). В работе [25] экспериментальные условия наиболее близки к рассматриваемым в настоящей статье. Оцененная в [25] спектральная напряжённость поля от ливней с энергией порядка $W_0 = 10^{16}$ эВ составляет приблизительно $50 \text{ мкВ}/(\text{м} \cdot \text{МГц})$. Авторы настоящей работы оценили для этих условий напряженность поля компонента радиоизлучения, соответствующего току δ -электронов. Полученная величина $E(\nu) = 0.8 \cdot 10^{-2} \text{ мкВ}/(\text{м} \cdot \text{МГц})$ показывает, что механизм излучения в 51 “радиоливне” из 525 зарегистрированных ливней не имеет ничего общего с током δ -электронов.

Все сказанное позволяет надеяться на то, что предлагаемый метод может оказаться эффективным. Его применение позволит определить характеристики ШАЛ с энергиями до 10^{21} эВ, уточнить данные об интенсивности

космических лучей, определить их анизотропию и, наконец, вероятный источник.

Литература

1. В. Л. Гинзбург. УФН. 1996, **166**, №2, с. 169-183.
2. Проблемы физики космических лучей. Сб. Москва, Наука, 1987, 288 с.
3. В. Л. Гинзбург. УФН. 1993, **163**, №7, с. 45-50.
4. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ. 1961, **41**, №2, с. 616-618.
5. Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ. 1965, **48**, с. 988-990.
6. Г. Б. Христиансен, Г. В. Куликов, Ю. А. Фомин. Космическое излучение сверхвысокой энергии. Москва, Атомиздат, 1975, 256 с.
7. А. Д. Филоненко. Письма в ЖТФ. 1997, **23**, №10, с. 57-62.
8. А. Д. Филоненко. Письма в ЖЭТФ. 1999, **70**, №10, с. 639-641.
9. П. И. Голубничий, А. Д. Филоненко. Письма в ЖТФ. 1994, **20**, №12, с. 57-61.
10. П. И. Голубничий, А. Д. Филоненко, В. И. Яковлев. Изв. РАН. Сер. физ. 1994, **58**, №12, с. 115-118.
11. П. И. Голубничий, А. Д. Филоненко. УФН. 1996, **41**, №7-8, с. 696-699.
12. В. С. Мурзин. Физика космических лучей. Москва, МГУ, 1970, 286 с.
13. Б. Росси, К. Грейзен. Взаимодействие космических лучей с веществом. Москва, ИЛ, 1948.
14. Л. Г. Деденко, С. Г. Коломацкий. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989, **53**, №2, с. 321-324.
15. С. З. Беленький. Лавинные процессы в космических лучах. Москва, ОГИЗ, 1948, 243 с.
16. В. Г. Левич. Курс теоретической физики. Т. 1. Москва, Наука, 1969, 910 с.
17. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра. Москва, Атомиздат, 1974, 584 с.
18. В. М. Каргашев, Е. С. Шматко. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, **2**, №2, с. 152-164.
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. Москва, Наука, 1973, 504 с.
20. Радиоприемные устройства. Под. ред. Н. В. Борова. Москва, Советское радио, 1971, 496 с.
21. Г. Н. Кочержевский. Антенно-фидерные устройства. Москва, Связь, 1972, 472 с.
22. В. И. Тихонов. Статистическая радиотехника. Москва, Советское радио, 1966, 680с.
23. Г. Б. Христиансен и др. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989, **53**, №2, с. 286-289.
24. А. Д. Филоненко. УФН, 2002, **172**, №4.
25. Г. Б. Христиансен, В. Б. Атрашкевич и др. В сб. "Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысокой энергии", Якутск, 1974, с. 126-129 (Всесоюзный симпозиум 19-23 июня 1972 года, Якутск).

New Method of Registration of Extensive Air Showers with Energies $> 10^{20}$ eV

A. D. Filonenko, Y. N. Chekh

The method of detection of air showers with very high energies is found. It is proposed to use the specific features of space-frequency characteristics of inclined shower radioemission in the range of medium waves. It is shown that the electromagnetic field intensity can reach quantity sufficient for reliable registration of useful signal at large distances from the shower. According to the bremsstrahlung model the radiation pattern and effective area of detection are obtained as well as corresponding frequency of the event registration. In particular, it is determined that only one radiodetector can fix about three showers a year with energies more than 10^{20} eV.