

09;12

О радиочастотном компоненте переходного излучения широкого атмосферного ливня

© А.Д. Филоненко

Восточноукраинский государственный университет,
91034 Луганск, Украина
E-mail: uni@vugu.lugansk.ua

(Поступило в Редакцию 1 июня 2000 г.)

Впервые исследован механизм радиоэмиссии, вызванной переходным излучением противоположно заряженных частиц широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли. Найдено, что для ливней с энергией около 10^{22} eV, для которых максимальная стадия достигается на уровне моря, напряженность электрического поля составляет величину $60 \mu\text{V/mMHz}$ на расстоянии 500 km от оси ливня. Максимум спектральной интенсивности лежит в области, соответствующей минимуму атмосферных помех ($\sim 1 \mu\text{Hz}$). Эти обстоятельства стимулируют, по мнению автора, постановку эксперимента по радиодетектированию космических лучей высокой энергии, схема которого предложена в настоящей работе.

Идея радиодетектирования широкого атмосферного ливня весьма привлекательна своей простотой и возможностями, недоступными для традиционных методов детектирования. Приблизительно в 80-х годах после малоэффективных попыток осуществить регистрацию космических частиц по высокочастотному компоненту радиоэмиссии интерес к исследованиям сместился в область средних и длинных волн. Причина этого связана с обнаружением роста спектральной интенсивности в этом диапазоне частот. Были предложены механизмы такого феномена, как например в работах [1–3], где авторы указывают на возможность доминирующей роли радиоэмиссии в области 50–100 kHz, обусловленной торможением δ -электронов ливня.

Продолжительную дискуссию вызвал вопрос о роли переходного излучения в формировании радиоэмиссии на низких частотах (см. более подробно в [4]). В настоящей работе представлены принципиально новые результаты теоретических исследований возможности использования переходного излучения для детектирования широкого атмосферного ливня от первоначальной частицы с энергией более 10^{21} eV. Обнаружено, что вследствие значительного разделения легких заряженных частиц в магнитном поле Земли интенсивность радиоэмиссии возрастает приблизительно на порядок по сравнению с механизмом переходного излучения избыточными электронами [5].

Для оценки напряженности электромагнитного поля, вызванного вторичным излучением от космической частицы с энергией $W_0 \geq 10^{21}$ eV, будем представлять широкий атмосферный ливень (ШАЛ) следующей моделью [6,7].

1) ШАЛ — это диск пренебрежимо малой толщины со среднеквадратичным радиусом $r_0 = 100$ m. 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

для данной модели с достаточной для нее точностью аппроксимируется зависимостью $f(z) = N_0 \exp(-\alpha^2 \cdot z^2)$, где $\alpha = 1/3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ определяется из того условия, что активная часть пути, на которой число частиц в ливне изменяется в e раз, составляет расстояние, приблизительно равное 6 km.

3) Ливневой диск движется равномерно со скоростью $c \sim 3 \cdot 10^8$ m/s по траектории с переменным радиусом кривизны. Такое движение вызвано слабым отклонением в магнитном поле Земли и потерями энергии на ионизацию. Будем считать, где вышесказанное несущественно, что траектория ливня практически не отличается от вертикали. Подавляющее число электронов (позитронов) имеет при этом начальную энергию W_1 , характеризуемую фактором $\gamma_0 = 200$. Ионизационные потери не зависят от скорости вплоть до $\gamma = 2$ и составляют величину $W = 0.25 \text{ MeV/m}$ для нормальной атмосферы. Будем считать также, что частица принадлежит ливневому диску, если ее энергия, определяемая фактором γ , будет не менее $\gamma \geq 2$.

4) Поскольку поле излучения исследуется на расстоянии $R_0 \gg \lambda$, а диапазон интересующих нас частот лежит в интервале $0 < \nu < 1 \text{ MHz}$ (так что размеры источника $2r_0 < \lambda$), то там, где это возможно, будем использовать для плотности тока выражение $j = \pm cf(z)q\delta(\mathbf{r}' \cdot \mathbf{r})$, где $c = 3 \cdot 10^8$ m/s, \mathbf{r}' — значение радиус-вектора произвольной точки пространства, $z = z(t) = ct$ — уравнение движения ливневого диска, $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C.

5) В горизонтальной составляющей магнитного поля Земли нейтральный диск расщепляется поперек своего движения на два так, что величина момента, образовавшегося таким образом диполя, равна $0.5 \cdot N_0 q f(z) d$, где d — установившееся расстояние между центрами противоположно заряженных дисков, $0.5 N_0 q f(z)$ — число частиц в каждом из них.

За время движения электроны (позитроны) отдают свою энергию W_1 ($\sim 10^8$ eV) на ионизацию и проходят путь, равный $W_1/W = 400$ m. 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 $R(z)$ траектории и линией горизонта. Очевидно, он находится суммированием $d(\psi) = dz/R(z)$ по всем элементам пути от нуля до значения текущей координаты z . Поэтому для полного смещения $d/2$ можно записать

$$d/2 = \int_0^{396} \sin \left(\int_0^z \frac{dz'}{R(z')} \right) dz', \quad (1)$$

где предел интегрирования $z = 396$ м выбран из того условия, что перед столкновением с Землей ливневый диск будет иметь скорость, все еще близкую к скорости света ($\gamma \geq 2$).

Мгновенный радиус кривизны для релятивистских частиц $R = mc\gamma/qB$ удобно выразить через пройденный путь z . Согласно определению, $\gamma = (W_1 - W_z)/mc^2$ или $\gamma = \gamma_0 - Az$, где $A = 0.5 \text{ м}^{-1}$. Выполнив расчеты в (1), найдем $d/2 = 25$ м. Это значит, что с поверхностью Земли столкнутся два противоположно заряженных диска с расстоянием между центрами $d = 50$ м. Поскольку среднеквадратичный радиус диска $r_0 = 100$ м, то диски будут значительно перекрываться, что приведет к падению интенсивности излучения. Этот факт в рамках модели будет учитываться фазой $\exp[ik(R_0 \pm d \cos \varphi)]$, где φ — угол между направлением наблюдения \mathbf{n} и осью диполя.

Так как проводимость почвы для средних частот (~ 1 МГц) достаточно высока, то в рамках модели поверхность Земли можно заменить металлическим полупространством. Тогда, как известно, для нахождения поля излучения, вызванного остановкой ливня на Земле, логично воспользоваться не общими формулами для переходного излучения, а выражением $E(\omega)$ для мгновенной остановки заряда и его изображения [8]. Так как плотность тока заряда (обоих знаков) выражена посредством δ -функции, то, согласно [9], запишем

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

где учтено, что произведение $\mathbf{kz} \approx 0$ и $|\mathbf{[ndz]}| = dz$, так как ось ливня практически вертикальна, а наблюдатель находится в волновой зоне на поверхности Земли и, следовательно, всегда выполняется условие $(\mathbf{kz}) \approx \pi/2$. Кроме этого, интеграл по переменным x и y (от которых зависит только δ -функция) равен единице.

Если ливень затухает, не достигнув Земли, то пределы интегрирования лежат в интервале $-\infty < z < \infty$. В этом случае получаем из (2)

$$E(\omega) = \frac{\omega q N_0}{\sqrt{\pi}\epsilon_0 c^2 R_0 \alpha} e^{-\frac{\omega^2}{4\alpha^2 c^2}} \sin(kd \cos \varphi). \quad (3)$$

Очевидно, амплитуда (3) экспоненциально падает с ростом частоты. Из условия определяем границу $\omega = 2 \cdot 10^5$. Подставляя в (3) характерные величины: $N_0 = 10^{12}$ — число электронов в максимуме [7] для энергии первоначальной частицы $W_0 = 10^{21}$ эВ, $R_0 = 10^4$ м — расстояние до наблюдателя, $d = 50$ м, $\varphi = 0$, $\alpha = 1/3 \cdot 10^{-3}$ м, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $k = \omega/c$, $\omega = 2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ С, $(4\pi\epsilon_0)^{-1} = 0.9 \cdot 10^{10}$ м/Ф, получим для модуля $|E(\omega)| = 10 \mu\text{В/м МГц}$.

Для энергии первоначальных частиц максимум ливня находится в непосредственной близости к поверхности Земли. Поэтому пределы интегрирования в (2) нужно взять в интервале $-\infty < z = 0$. В этом случае для вычисления (2) удобно воспользоваться разложением интеграла по четным степеням $1/x$ [10], где $x = i\omega/\alpha c\sqrt{2}$. Тогда получим

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

При определении главного члена в (4) нужно учесть, что выражение тока (позитронов и электронов) посредством δ -функции требует ограничения на диапазон длин волн, рассматриваемых в данной модели. Так как размеры диска имеют величину $2r_0 = 200$ м, то амплитуды гармоник (2) для $\lambda \leq 400$ м можно складывать без учета фазы. Это неравенство соответствует частоте $\omega_0 \leq 4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. Для $\omega_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ величина $1/x^2$ имеет порядок 10^{-3} , поэтому в круглых скобках разложения (4) можно ограничиться только нулевым членом. Для этой же частоты экспоненциальный множитель $\exp(-\omega^2/4\alpha^2 c^2)$ чрезвычайно мал, и тогда для $|E(\omega)|$ окончательно имеем выражение, пригодное для частот вблизи ω_0 ,

$$|E(\omega)| = \frac{N_0 q}{2\pi\epsilon_0 c R_0} \sin(kd \cos \varphi). \quad (5)$$

Обычные антенны типа полупроводникового диполя имеют рабочую полосу частот $\Delta\omega/\omega \approx 0.1$, следовательно, уточнение верхней и нижней границ для (5) не имеет смысла. Аргумент синуса в (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. Подставляя уже использованные при вычислении (3) физические величины, получим для максимального (при $\varphi = 0$) значения спектральной напряженности поля $E(\omega) \approx 630 \mu\text{В/м МГц}$ при $R_0 = 10^4$ м. Это приблизительно на два порядка больше, чем (3).

Сравним полученную напряженность поля с известными опытными данными на настоящий момент, а также сделаем попытку оценить возможность радиодетектирования космических лучей с энергией более чем 10^{21} эВ. В работе [11] подведен итог многолетним исследованиям

геомагнитного и черенковского механизма излучения широкого атмосферного ливня. Считалось, что работа в этом направлении наиболее перспективна с точки зрения возможности детектирования космических лучей. Согласно этой работе, напряженность поля, вызванного широким атмосферным ливнем от частицы с первоначальной энергией $W_0 = 10^{17}$ eV на расстоянии 100 m от оси ливня, составляет величину около $10 \mu\text{V/m MHz}$. Так как $E(\omega)$ пропорционально отношению W_0/R_0 , то формально этот механизм обеспечивает при $W_0 = 10^{21}$ eV и $R_0 = 10^4$ m величину $E(\omega) = 10^3 \mu\text{V/m MHz}$, т.е. приблизительно такую же, как и полученную в настоящей работе. Однако геомагнитный механизм излучения имеет острую диаграмму направленности. Поэтому в результате реального, а не формального подсчета напряженности амплитуда сигнала будет в [11] на несколько порядков ниже, чем рассчитанная здесь. По этой причине такой механизм, имеющий узкую пространственную диаграмму излучения, направленную практически вертикально вниз, принципиально не может быть использован для самостоятельного детектирования космических лучей.

Механизм радиоэмиссии, описанный в настоящей работе, рассматривается впервые и, по мнению автора, может быть использован для регистрации частиц с энергией более 10^{21} eV без помощи мастер-сигнала. Это оказалось возможным благодаря двум обстоятельствам. Во-первых, вследствие высокой напряженности поля радиоимпульса даже на очень большом расстоянии от источника, во-вторых (и это тоже не менее важно), вследствие минимального уровня атмосферных помех в диапазоне частот ~ 1 MHz. Например, для средней полосы Европейской части СССР он составляет величину, меньшую, чем $10^{-3} \mu\text{V/kHz}$ [12], а в приполярных районах уменьшается еще на 20–30 dB.

Рассмотрим следующий пример. Пусть четыре антенны с вертикальной поляризацией расположены по углам квадрата со стороной 1000 km, например на поверхности океана. Тогда ливень с энергией $W_0 \geq 10^{22}$ eV в пределах окружности и радиусом 1000 km почти всегда окажется на расстоянии около 500 km от одной или нескольких антенн. В этом случае напряженность поля в месте расположения антенны будет не менее $120 \mu\text{V/m MHz}$. Учет ослабления поля в зоне дифракции на сферической поверхности Земли, сделанный, например, по таблицам [12], дает окончательную величину $E(\omega) \approx 60 \mu\text{V/m MHz}$ для $R_0 = 500$ km. По ряду данных об интенсивности потока частиц в области 10^{19} eV имеется второй излом в энергетическом спектре, так что показатель спектра понижается до $\gamma = 2.7$ [13,7]. В этом случае интенсивность потока

$$J(> W_0) \approx 0.2 \cdot 10^4 W_0^{-1.7} (m^2 \cdot s \cdot sr)^{-1},$$

где энергия W_0 , выраженная в GeV, дает для круга с радиусом 1000 km частоту ливней порядка 20 в год. Это вполне приемлемая частота событий для экспе-

риментальных наблюдений. Однако существует обстоятельство, которое нужно учитывать при самостоятельной регистрации космических лучей. Имеется в виду отсутствие в приведенной системе эксперимента мастер-сигнала, всегда сопутствующего регистрации частиц по традиционной методике с помощью сцинтиляционных счетчиков. Его наличие в приведенной схеме существенно упростило бы задачу опознавания. Однако отсутствие такого синхроимпульса кажется вполне возместимым недостатком. Во-первых, источником сигнала, который можно ошибочно принять за полезный, может быть только грозовой разряд местного происхождения. Если используемые в эксперименте антенны являются, например, скрещенными рамками, то по соотношению величин токов, наводимых радиоимпульсом, можно указать направление его прихода [14]. Поэтому все четыре антенны будут представлять собой пеленгационную систему. Анализируя принятые сигналы по направлению, амплитуде и длительности, можно существенно упростить задачу распознавания. Во-вторых, хорошо известно, что грозовой разряд представляет собой прерывистый импульс тока с общей длительностью десятки и даже сотни миллисекунд. Этим он принципиально отличается от полезного сигнала, имеющего простую форму и длительность около $1 \mu\text{s}$.

Таким образом, этот пример показывает, что имеется еще одна, кроме [15–18], и вполне обоснованная возможность оценить интенсивность потока частиц сверхвысоких энергий. Очевидно, что ее нужно рассматривать не как законченную схему, а, скорее всего, как начало обсуждения реального эксперимента.

Список литературы

- [1] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 12. С. 57–61.
- [2] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 23. С. 59–62.
- [3] Голубничий П.И., Филоненко А.Д., Яковлев В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. № 12. С. 115–118.
- [4] Филоненко А.Д. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 3. С. 565–567.
- [5] Datta P., Pathak K.M. // 21th ICRC. 1990. Vol. 9. P. 218.
- [6] Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М.: Атомиздат, 1975. 246 с.
- [7] Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: МГУ, 1988. 319 с.
- [8] Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981. 503 с.
- [9] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [10] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана. М.: Наука, 1979. 830 с.
- [11] Атрашкевич В.Б., Веденев О.В., Аллан Х.Р. и др. // Ядерная физика. 1978. Т. 28. № 3(9). С. 712–716.

- [12] Справочник по теоретическим основам радиоэлектроники / Под ред. А.А. Куликовского. М.: Энергия, 1977. Т. 1. 504 с.
- [13] Гинзбург В.Л. // УФН. 1996. Т. 166. № 2. С. 169–183.
- [14] Пистолькорс А.А. Антенны. М.: Связьиздат, 1947. 479 с.
- [15] Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 24. С. 65–68.
- [16] Филоненко А.Д. // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 3. С. 543–546.
- [17] Филоненко А.Ф. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. Вып. 10. С. 639–641.
- [18] Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 10. С. 57–62.