

09;12

Низкочастотная радиоэмиссия, вызванная когерентным магнитотормозным излучением заряженных частиц широкого атмосферного ливня

© А.Д. Филоненко

Восточноукраинский государственный университет,
348034 Луганск, Украина
E-mail: uni@vugu.lugansk.ua

(Поступило в Редакцию 16 февраля 2000 г.)

Сообщается о неизвестной ранее когерентной низкочастотной ($0 < \nu < 50$ kHz) радиоэмиссии широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли. Высокая напряженность поля ($\sim 200 \mu\text{V/m}$ MHz на расстоянии 100 km от оси ливня), вызванная этим механизмом излучения, дает основания полагать, что он является причиной обнаруженной ранее высокой интенсивности радиоэмиссии ливня на низких частотах. Рассматривается возможность радиодетектирования космических лучей очень высокой энергии ($W_0 > 10^{21}$ eV).

Главная особенность метода радиодетектирования космических лучей заключается в выводе о принципиальной возможности увеличения рабочей площади детектора при относительно малом числе регистрирующих элементов. Если для традиционного метода количество сцинтилляционных счетчиков может быть оценено, например для проекта "ШАЛ-1000" [1], пятизначным числом, то для радиодетектора установка всего лишь нескольких антенн может оказаться вполне достаточной.

Опыт показал, что при относительно низких энергиях космических лучей ($W_0 > 10^{20}$ eV) преимущество традиционного метода является неоспоримым. Для диапазона энергий $10^{22} - 10^{23}$ eV рабочая площадь детектора для минимально приемлемой частоты событий ($\sim 10 \text{ year}^{-1}$) должна иметь величину порядка $10^6 - 10^7 \text{ km}^2$. Реализация такого проекта, очевидно, невозможна в ближайшем будущем.

Ранее проведенные экспериментальные исследования высокочастотной (30–100 MHz) радиоэмиссии широкого атмосферного ливня, вызванной черенковским [2] и геомагнитным [3] механизмами излучения, указали на ее слабую интенсивность. Характерная напряженность поля оценивалась величиной $5 - 10 \mu\text{V/m}$ MHz на расстоянии 100 m от оси ливня [4]. Кроме этого, в подавляющем числе событий отсутствовали следующая из теории прямая зависимость амплитуды радиосигнала от энергии ливня. Поскольку на таких частотах эквивалентная температура небесной сферы лежит в пределах $10^4 - 10^5$ K, то, значит, и величина полезного сигнала должна быть сравнима в этом случае с галактическими радишумами. Большое расхождение теоретических и экспериментальных результатов для этого диапазона частот, по-видимому, связано с идеализацией механизмов излучения. В частности, при нахождении численных оценок не учитывалось нарушение когерентности при продольном развитии ливня вследствие значительного рассеяния электронов лавины. С другой стороны, оказалось, что интенсивность радиоэмиссии на низких частотах для упомянутых ранее

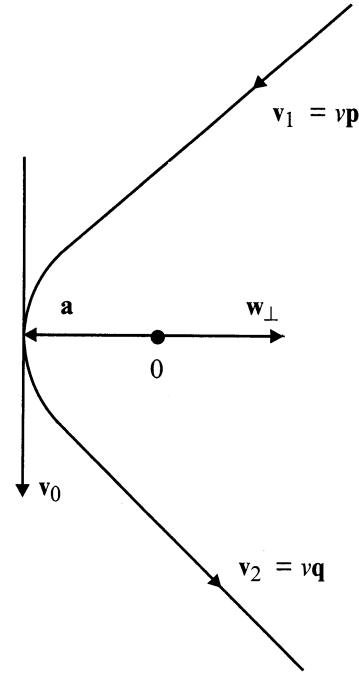
механизмов на несколько порядков выше теоретических оценок. По-видимому, с этим связан и возросший в последние годы интерес к поискам природы этой радиоэмиссии (см. литературу в [5]). Диапазон для волн такого излучения лежит в интервале $2L < \lambda < \infty$, где L — продольный размер ливня. Одним из возможных механизмов низкочастотной радиоэмиссии, не связанным с геомагнитным и геоэлектрическим полями, является тормозное излучение δ -электронов ливня [6–9]. Наиболее эффективно его возможности были использованы для обоснования метода радиодетектирования космических лучей с энергиями $10^{21} - 10^{23}$ eV за пределами околоземного пространства [10]. Предложено несколько вариантов проверки этого метода [11,12].

В настоящей работе исследована неизвестная ранее возможность детектирования космических лучей высокой энергии ($> 10^{21}$ eV) по магнитотормозному когерентному низкочастотному излучению широкого атмосферного ливня. Ниже показано, что для такой радиоэмиссии напряженность поля составляет приблизительно $200 \mu\text{V/m}$ MHz на расстоянии 100 km для частицы с первоначальной энергией $W_0 = 10^{21}$ eV. Эта величина значительно превышает оценки поля для любых из ранее известных механизмов радиоизлучения ливня. Кроме этого (и это не менее важно), такая радиоэмиссия имеет широкую пространственную диаграмму излучения.

Электрон лавины со средней энергией $W_1 \sim 25 \text{ MeV}$ ($\gamma \approx 50$) описывает дугу с радиусом $a = mV\gamma/eB \approx 1700 \text{ m}$ и длиной $S \approx W_1/(\partial W/\partial x) \approx 100 \text{ m}$ (согласно известным потерям на ионизацию $\partial W/\partial x \approx 2 \text{ MeV/g}\cdot\text{cm}^{-2}$). Для наглядности 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 [13]. Однако в данном случае результаты можно представить

в более простом и удобном для анализа виде. Такое оказалось возможным, поскольку нас интересует только низкочастотная часть спектра и, так как $S \ll a \ll R_0$, величины (\mathbf{n}, \mathbf{a}) практически не изменяются при интегрировании.

Для этого представим скорость электрона (позитрона) симметричной ступенчатой функцией $U(t)$: $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1(t) + \mathbf{v}_2(t) = \mathbf{p}v[1 - V(t)] + \mathbf{q}vU(t)$, где v — модуль скорости частицы; \mathbf{p}, \mathbf{q} — единичные векторы для области движения $t < 0$ и $t > 0$ соответственно. Будем в рамках этой модели 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 в середине бесконечно малой дуги S (см. рисунок). 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. $S/c \ll 2L/c \leq T$. Фурье-компонент напряженности поля в этом случае будет



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

где все величины выражены в момент времени $\tau = t - R/c$, $\dot{\boldsymbol{\beta}} = \beta\delta(t)(\mathbf{q} - \mathbf{p})$, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$, $\mathbf{n} = \mathbf{R}_0/R_0$, \mathbf{a} — радиус-вектор частицы, причем система отсчета расположена в центре окружности, частью которой является дуга S .

Результат вычислений (1) можно представить с точностью до несущественного общего фазового множителя выражением

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

где согласно определению $U(t)$, $\boldsymbol{\beta}(0) = \boldsymbol{\beta} = \beta\mathbf{v}_0$, \mathbf{v}_0 — единичный вектор вдоль вертикали (см. рисунок); $\mathbf{W}_\perp = \beta(\mathbf{q} - \mathbf{p})$ — 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

$$\mathbf{E}_\parallel = -\mathbf{v}_0 \frac{e|\mathbf{W}_\parallel|\beta}{4\pi\epsilon_0 c R_0}. \quad (3)$$

Из (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

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

откуда следует, что эта составляющая не изменит направления при $e^- \rightarrow e^+$, так как одновременно изменится и направление вектора \mathbf{W}_\perp на противоположное. Другими словами, в направлении, перпендикулярном плоскости дуги, интенсивность излучения максимальна.

Если N_0 — полное число частиц в ливне, то на пути L в амплитуду поля (4) дадут вклад $N_0 L/S$ частиц. Окончательно получим:

$$|\mathbf{E}_\perp^{\max}| = \frac{N_0 L e^2 \mu_0 H}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0 m \gamma} \left(\frac{V}{\text{MHz}} \right). \quad (5)$$

Подставляя в (5) характерные величины $L = 6 \cdot 10^3$ м, $N_0 = 10^{12}$ (для $W_0 = 10^{21}$ эВ), $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ с, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м, $H = 40$ А/м, $4\pi\epsilon_0 \approx 10^{-10}$ Ф/м, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $R_0 = 10^5$ м, $m = 0.9 \cdot 10^{-30}$ кг, $\gamma = 50$, получим $|\mathbf{E}_\perp| = 200 \mu\text{V/m MHz}$. Это — чрезвычайно высокая напряженность поля для расстояния 100 км. Однако реализация этого свойства 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. Условия проведения опытов радикально изменятся, если исследования проводить в приполярной зоне, где интенсивность атмосферных помех на полтора–два порядка ниже, чем для средних широт.

Рабочая площадь детектора, осуществляемого сейчас в США оже-проекта, будет иметь величину $5 \cdot 10^3$ км². В связи с этим здесь имеет смысл обсудить возможность радиодетектирования частиц с энергией 10^{22} эВ и выше. По имеющимся на сегодня данным, энергетический спектр космических лучей имеет второй излом в районе

$W_0 = 10^{19}$ eV, так что показатель спектра γ понижается до $\gamma = 2.7$ [14,15]. Тогда интенсивность потока частиц

$$J = \langle W_0 \rangle = 0.2 \cdot 10^4 W_0^{-1.7} \quad (\text{m}^2 \text{s} \cdot \text{sr})^{-1},$$

где W_0 выражена в GeV и дает на площади 10^6 km^2 частоту ливней приблизительно $20 (\text{year} \cdot \text{sr})^{-1}$ для энергии $W_0 > 10^{22}$ eV.

В этом случае, например, 4 антенны можно так разместить на этой площади, что любая точка на ней будет отстоять от ближайшей антенны на более чем на 350 km. Учитывая, что $W_0 \sim N_0$ и $E(\omega) \sim N_0$, а также полученные ранее оценки, найдем величину $E(\omega)$ для такого участка поверхности $E(\omega) \geq 0.57 \text{ mV/m MHz}$. Это — очень высокая напряженность поля, она дает надежду на то, что такой вариант радиодетектора имеет для своей реализации необходимые основания.

Исследования радиоимпульсов, сопровождающих широкий атмосферный ливень, проводятся с помощью высокоскоростной электронной техники. Синхронизация в этом случае достигается использованием мастер-сигнала. Одна из слабых сторон рассматриваемого эксперимента связана с отсутствием импульса синхронизации, который в традиционных установках производился сцинтиляционными счетчиками. Его наличие существенно упрощает задачу опознавания истинного сигнала. Однако если в условиях опыта отсутствуют техногенные радиопомехи, то единственным источником мощных сигналов является грозовой разряд. Это — прерывистый импульс тока, общая длительность которого составляет десятки и даже сотни миллисекунд. Сигнал, наводимый широким атмосферным ливнем — единственный импульс простой формы, и согласно вышеприведенным оценкам, имеет длительность $10\text{--}20 \mu\text{s}$. Это не единственный признак ожидаемого радиосигнала. Известно, кроме этого, что система разнесенных крестообразных антенн обладает свойством определить местонахождение источника или направление луча, пересекающего источник. Все эти признаки и свойства, а также тот факт, что рассмотренный выше механизм радиоэмиссии ливня обуславливает горизонтальную поляризацию волны (при вертикальном ливне), могут быть достаточными для однозначного определения радиосигнала.

Список литературы

- [1] Христиансен Г.Б., Вашкевич В.В., Веденеев О.В. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. № 2. С. 286–289.
- [2] Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 988–990.
- [3] Kahn F.D., Lerche I. // Proc. Phys. Soc. A. 1966. Vol. 289. P. 206–213.
- [4] Атрашкевич В.Б., Веденеев О.В., Аллан Х.Р. и др. // Ядерная физика. 1978. Т. 28. № 3(9). С. 712–716.
- [5] Филоненко А.Д. // Изв. РАН. Сер. физ. 1999. Т. 63. № 3. С. 565–567.
- [6] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 12. С. 57–61.

- [7] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 23. С. 59–65.
- [8] Голубничий П.И., Филоненко А.Д., Яковлев В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. № 12. С. 115–118.
- [9] Голубничий П.И., Филоненко А.Д. // Укр. физ. журн. 1996. Т. 41. № 7–8. С. 696–699.
- [10] Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 10. С. 57–62.
- [11] Филоненко А.Д. // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 3.
- [12] Филоненко А.Д. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. Вып. 1. С. 65–68.
- [13] Багров В.Г., Тернов И.М., Федосов Н.И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. Вып. 5. С. 1442–1448.
- [14] Гинзбург В.И. // УФН. 1966. Т. 166. № 2. С. 169–183.
- [15] Мурзин В.С. Введение в физику космических лучей. М.: МГУ, 1988. 319 с.