

02;09;10

О природе аномального электромагнитного радиоимпульса, вызванного широким атмосферным ливнем

© А.Д. Филоненко

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

Поступило в Редакцию 20 сентября 2000 г.

Теоретическими оценками обоснована гипотеза происхождения аномально больших радиоимпульсов, связанных с широкими атмосферными ливнями. Показано, что они являются следствием квазикогерентного излучения поперечного тока ионизационных электронов ливня в поле грозового облака с напряженностью $10^4 - 10^5$ V/m. Для частиц с энергией $W_0 = 10^{17}$ eV амплитуда поля аномального радиоимпульса имеет величину порядка 10^{-1} V/m на расстоянии ~ 500 m от оси ливня.

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 $W_0 \geq 10^{16}$ eV (см., например, [1–3]). Определенного объяснения этот феномен до настоящего времени не имеет. Однако попытки найти его природу предпринимались неоднократно. Совершенно очевидно, что такая аномалия вызвана увеличением напряженности поля атмосферного электричества в нестабильных погодных условиях. Более того, известно, что в основе одной из гипотез нормальной радиоэмиссии лежит механизм излучения избыточными электронами ливня в постоянном градиенте электрического потенциала Земли (так называемая геоэлектрическая гипотеза [4–6]). Поэтому попытка объяснить аномальную радиоэмиссию, естественно, была связана с рассмотрением этого механизма излучения в электростатическом поле высокой напряженности. Известно, что вертикальный градиент электрического потенциала Земли при ясной погоде имеет

величину около 100 V/m. В условиях грозообразования он может увеличиваться на два-три порядка.

Когда количество электронов в широком атмосферном ливне максимально, подавляющее число их имеет энергию не менее $\gamma \sim 100$ (см., например, [7]). Так как ускорение заряженных частиц в продольном электрическом поле пропорционально γ^{-3} , а в поперечном — γ^{-1} , то очевидно, этот механизм излучения не эффективен [4–6, 8–9].

Вероятно, поэтому, в [1] отказались от идеи излучения и высказали предположение, согласно которому наблюдаемый феномен является следствием электрического пробоя атмосферы вдоль ионизационного трека, вызванного 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 [2] амплитуда электромагнитного импульса соответствовала значению напряженности поля ~ 0.05 V/m для выбранного диапазона частот, что намного меньше поля, вызываемого грозовым разрядом даже на относительно большом расстоянии.

Автор настоящей работы также полагает, что происхождение аномального радиоимпульса связано с высокой напряженностью поля атмосферного электричества. Но в отличие от [2–6, 9] считает, что причиной интенсивной радиоэмиссии является не продольный ток избыточных электронов, а поперечный ток ионизационных электронов в поле грозового облака. Электроны и позитроны широкого атмосферного ливня, обладая энергией порядка 10^8 MeV, в конечном итоге расходуют свою энергию на ионизацию атомов атмосферы или на их возбуждение. Известно, что в среднем на акт ионизации атома затрачивается количество энергии, равное приблизительно 30 eV.

Ионизационный электрон после термализации дрейфует вдоль поля в течение времени τ_a вплоть до момента "прилипания" к нейтральной молекуле кислорода. Время прилипания, т.е. время дрейфа термализованного электрона, имеет порядок 10^{-8} – 10^{-7} s и, естественно, зависит от концентрации нейтральных молекул [10]. 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 непосред-

ственной близости к оси ливня ($\sim 0.2-1$ km). Известно также, что пространственная диаграмма излучения заряженной частицы, прошедшей некоторый путь R_δ , имеет максимум в плоскости, перпендикулярной к направлению движения \mathbf{R}_δ , 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. [11], с. 227).

В этом случае спектральная напряженность поля может быть представлена простым выражением [12–13]:

$$E_1(\omega) = \frac{q \cdot i \cdot \omega \cdot e^{ikR_0} R_\delta}{4\pi\epsilon_0 c^2 R_0} \sin \alpha \quad (\text{V/m} \cdot \text{Hz}), \quad (1)$$

где q — заряд частицы, ω — частота соответствующей гармоники, R_0 — расстояние от наблюдателя до заряда, R_δ — длина пробега заряда, α — угол между направлением движения и направлением на наблюдателя, $k = \omega/c$, $c = 3 \cdot 10^8$ m/s, $(4\pi\epsilon_0)^{-1} = 9 \cdot 10^9$ m/F. Из (1) следует, что в направлении $\alpha = 0$ излучения нет. Поэтому для наблюдателя, расположенного вблизи оси ливня, наиболее эффективным будет механизм излучения, связанный с поперечным дрейфом электронов, т.е. при $\alpha = \pi/2$. Кроме этого, согласно [14], количество избыточных электронов не превышает 10% от общего числа. Например, для ливня с энергией $W_0 = 10^{17}$ eV число электронов в максимуме N_0 приблизительно равно 10^8 . А избыточных соответственно 10^7 . Число ионизационных электронов для этого примера составляет величину $10^{17}/30 \approx 3 \cdot 10^{15}$, т.е. на восемь порядков большую, чем число избыточных. Поэтому механизм радиоэмиссии ионизационными электронами может оказаться намного эффективнее.

Для получения оценок напряженности электромагнитного поля, вызываемого поперечным дрейфом ионизационных электронов, будем рассматривать следующую идеализированную модель широкого атмосферного ливня [15]. ШАЛ — это совокупность N_0 заряженных частиц (электроны и позитроны), расположенных в объеме пренебрежимо тонкого диска с радиусом r_0 , движущихся вертикально вниз со скоростью, близкой к скорости света ($\gamma \approx 100$). Активная часть пути L этого в целом нейтрального диска составляет величину несколько километров. Практически вся первоначальная энергия частицы W_0 расходуется в конечном итоге на ионизацию и возбуждение молекул атмосферы.

Максимальная стадия ливня (т.е. та, где 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 ионизированных молекул, которые до прихода ливневого диска находились в "покое". После ионизации молекул термализованные электроны дрейфуют в горизонтальном направлении.

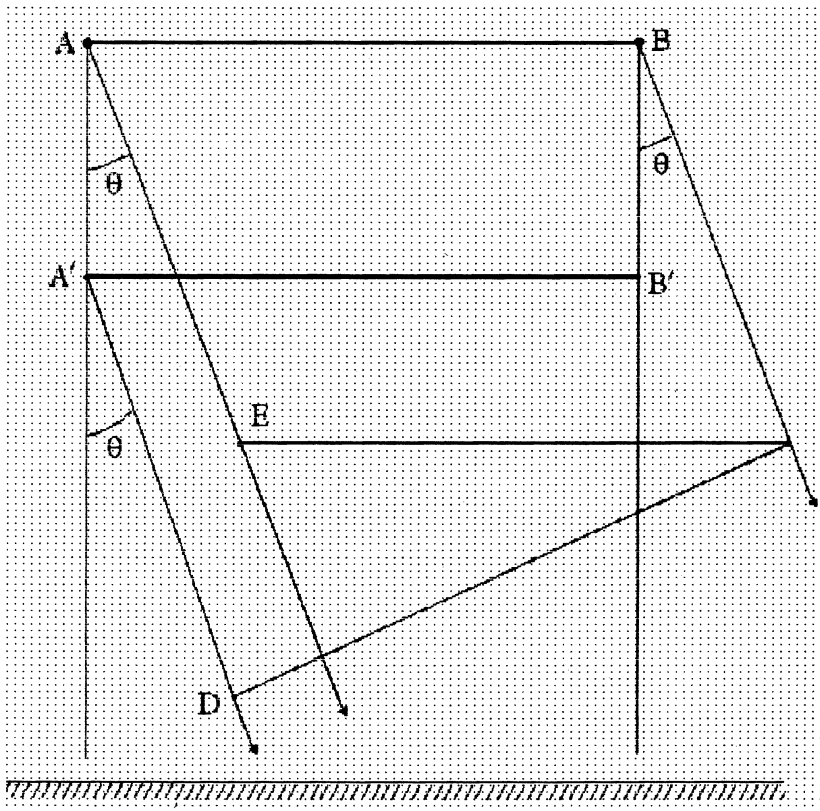
В этом случае для наблюдателя, находящегося вблизи оси ливня (см., замечание выше), угол $\alpha \approx \pi/2$. Элементарные излучатели можно считать практически неподвижными по сравнению со скоростью диска, так как дрейфовая скорость $v_d = qE_{\perp}/mv_m$ даже в поле $E_{\perp} = 10^5$ V/m имеет величину $v_d = 2 \cdot 10^5$ m/s, т.е. на три порядка меньшую, чем скорость света.

Будем считать далее, что наблюдатель находится в волновой зоне, так что $\lambda \ll R_0$. Тогда для заданного направления наблюдения Θ (угол между осью ливня и $\overline{R_0}$) определим диапазон частот $0 \leq \omega \leq \omega_0$, для которого разность фаз $\Delta\varphi$ дошедших до наблюдателя колебаний из любых точек диска не будет превышать π . В этом случае для оценки напряженности поля в точке наблюдения амплитуды элементарных гармоник (1) можно сложить арифметически.

На рисунке 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 Θ . При $t = 0$ разность фаз между сигналами, вышедшими из точек A и B , определяется только геометрией рисунка и равна $d \sin \theta$. По мере продвижения ливня и ионизации молекул воздуха каждый из освободившихся от атома электронов на время τ_a становится элементарным источником электромагнитных волн с амплитудой $E(\omega)$, определяемой выражением (1). Для произвольного момента времени t , когда диск находится в положении $A'B'$, разность фаз $\Delta\varphi$ будет максимальной между волной, вышедшей из т. B в момент $t = 0$, и волной, вышедшей из т. A' в момент t . Из рисунка видно, что $\Delta\varphi = A'D2\pi/\lambda = d \sin \Theta + ct - vt \cos \Theta$. Интервал частот $\Delta\omega = \omega_0$ получим, подставив $t = L/v$:

$$\Delta\omega = \frac{\pi c}{\beta d \sin \Theta + L(1 - \beta \cos \Theta)}. \quad (2)$$

Выберем для примера угол $\Theta = 10^\circ$. Легко найти для этого случая, что при имеющем место изотропном распределении направлений движения космических лучей в пространстве приблизительно 2% из них будут



Относительное расположение ливневого диска $AB-A'B'$, направления излучения BF и вертикали AA' .

иметь направление, при котором наблюдатель на поверхности Земли окажется внутри конуса излучения с углом $2\theta = 20^\circ$. Подстановкой характерных величин $L = 3 \cdot 10^3$ м, $\beta = 0.9998$ (для $\gamma = 50$), $d = 2r_0 = 200$ м, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с получим из (2) $\Delta\omega = 10^7$ с⁻¹. Пробег R_δ для поля грозового облака $E_\perp = 10^5$ В/м имеет величину $R_\delta = qE_\perp\tau_a/mv_m = 6 \cdot 10^{-2}$ м, где $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ coul, $\tau_a = 3 \cdot 10^{-7}$ с, $m = 0.9 \cdot 10^{-30}$ kg, $v_m = 0.8 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ для высоты 5–6 км [16].

Суммируя (1) по ω от 0 до $\omega_0 = 10^7 \text{ s}^{-1}$, а также учитывая, что $\sin \alpha = \cos \Theta$ и что полное число ионизационных электронов в ливне не равно W_0/I , где $I = 30 \text{ eV}$, получим для модуля результирующей амплитуды:

$$E = \frac{q\omega_0^2 R_\delta W_0}{8\pi\epsilon_0 c^2 R_0 I} \cos \Theta \quad \text{V/m.} \quad (3)$$

Подставляя в (3) характерные величины и значения физических констант, получим для частицы с энергией $W_0 = 10^{17} \text{ eV}$ на характерном расстоянии $R_0 = 3 \cdot 10^3 \text{ m}$ величину $E = 0.05 \text{ V/m}$, которая совпадает с напряженностью поля, измеренного в [1–3].

Так как поток частиц с энергией $W_0 = 10^{17} \text{ eV}$ составляет приблизительно 10 событий за 1 h в телесном угле 1 sr для детектора с характерной площадью 10 km^2 , то при ширине диаграммы излучения $2\Theta = 20^\circ$ следует ожидать приблизительно одного события в час. Поэтому ясно, что в условиях грозовой облачности с большой вероятностью можно зарегистрировать гигантский радиоимпульс, сопровождающий широкий атмосферный ливень. Для рассмотренного примера из (2) следует, что интервал частот, для которого суммарную амплитуду можно оценить, складывая арифметически элементарные амплитуды (1), находится в пределах $0 < \nu < 1.5 \text{ MHz}$. Разность фаз для элементарных амплитуд из более широкого интервала частот превысит величину $\Delta\varphi = \pi$ и, следовательно, внесет отрицательный вклад в результирующее поле.

В заключение следует заметить, что описанное здесь природное явление имеет, в определенном смысле, аналогию с ионизационным счетчиком. В обоих случаях частица образует трек, который в первом случае вызывает электромагнитный импульс (радиоволну) в поперечном электростатическом поле, а во втором случае образует лавину заряженных частиц в электростатическом поле между катодом и анодом. В обоих случаях эти процессы приводят к наведению электрического сигнала на выходе детектора. Поэтому кажущиеся вначале экзотическими способы регистрации частиц [17–19] оказываются нередко заложенными в основу принципа нового подхода к проблеме детектирования космических лучей высокой энергии [20]. Можно надеяться, что найденный механизм аномальной радиоэмиссии широкого атмосферного ливня будет иметь не только общезначимый интерес, но и сможет стимулировать поиски новых путей для решения этой проблемы.

Список литературы

- [1] *Aleksandrov A.V., Filimonov L.T.* и др. // 20-th ICRC. 1987. V. 6. P. 132–134.
- [2] *Kusunose M., Sasaki H., Ogawa T.* // 22-th ICRC. 1991. V. 4. P. 359–362.
- [3] *Suga K., Kakimoto F., Nishi K.* // 19-th ICRC. 1985. V. 7. P. 268–271.
- [4] *Wilson R.R.* // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 155–156.
- [5] *Charman W.N.* // Nature. 1967. V. 215. P. 497–498.
- [6] *Charman W.N., Jelley J.V.* // Canad. Journ. of physics. 1968. V. 46. S. 216–219.
- [7] *Беленький С.З.* // Лавинные процессы в космических лучах. М.: ОГИЗ, 1948. 243 с.
- [8] *Tompkins D.R.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 136–145.
- [9] *Sivaprasad K.* // Aust. J. Phys. 1978. V. 31. P. 439–445.
- [10] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [11] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1967. 460 с.
- [12] *Голубничий П.И., Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. № 12. С. 57–61.
- [13] *Голубничий П.И., Филоненко А.Д., Яковлев В.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. № 12. С. 115–118.
- [14] *Аскарьян Г.А.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. № 2. (8). С. 616–618.
- [15] *Христиансен Г.Б., Куликов Г.В., Фомин Ю.А.* Космическое излучение сверхвысоких энергий. М.: Атомиздат, 1975. 246 с.
- [16] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [17] *Филоненко А.Д.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. № 3.
- [18] *Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 24. С. 65–68.
- [19] *Филоненко А.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 70. В. 10.
- [20] *Филоненко А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 10. С. 57–62.