

01;09

Дисперсия черенковского радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем от частицы сверхвысокой энергии на поверхности Луны

© А.Д. Филоненко, В.А. Филоненко

Восточно-Украинский национальный университет, Луганск, Украина

E-mail: filonenko ad@dsip.net

В окончательной редакции 23 июля 2007 г.

Рассмотрены эффекты, возникающие при распространении короткого биполярного радиосигнала длительностью ~ 1 ns через ионосферу Земли. Источником такого импульса является каскадный ливень на поверхности Луны, вызванный космической частицей сверхвысокой энергии. Показано, что в результате дисперсии длительность импульса увеличивается почти на два порядка. Предлагается возможный вариант для сохранения реальной чувствительности детектора. Обсуждается возможность применения эффектов дисперсии для отделения полезного сигнала от радиопомех местного происхождения. Приводится сравнение мощности радиосигнала и космических радиошумов.

PACS: 95.55.Vj

Относительно недавно был предложен метод исследования космического излучения сверхвысокой энергии, в основе которого лежит определение параметров радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем в газообразной или плотной среде [1,2]. В настоящее время он активно изучается, о чем свидетельствует масса оригинальных работ в отечественных и зарубежных журналах (см., например, обзоры [3–5]). Необходимость увеличения площади детектора до столь огромных размеров породила идею использования для этих целей астрономических объектов. Одна из разновидностей такой идеи была предложена в [6]. В этой работе приводятся оценки, показывающие возможность наблюдения электромагнитного импульса от каскада, вызванного частицей сверхвысокой энергии на поверхности Луны. Попытки его реализации были предприняты в дециметровом [7–10] диапазоне длин

волн. Ионосфера Земли оказывает значительное влияние на форму импульса даже в том случае, когда спектр радиосигнала приходится на область очень высоких частот. Ниже проведен анализ радиоимпульса, прошедшего через ионосферу Земли.

Для определения поля излучения запишем фурье-компонент $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ векторного потенциала, создаваемого током $\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)$, вызванного избыточными электронами ливня, долю которых от общего числа частиц в диске обозначим как η :

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = (\mu_0 e^{ikr} / 4\pi r) \int_{V'} \mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) e^{-ikr'} dV', \quad (1)$$

где \mathbf{r}' — радиус-вектор элемента пространства dV' , \mathbf{k} — волновой вектор и \mathbf{r} — радиус-вектор точки наблюдения, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м — магнитная постоянная. Изменение числа заряженных частиц с глубиной (каскадная функция) с достаточной степенью точности для описания поля излучения представим в виде

$$N(\chi) = N_0 \eta \exp\{ -[(\chi - \chi_{\max})/\alpha]^2 \}, \quad (2)$$

где N_0 — число частиц в максимуме ливня, χ_{\max} — глубина максимальной стадии и $\alpha = 10$ — для электромагнитного каскада с энергией первоначальной частицы $W_0 = 10^{22}$ эВ в среде с плотностью $\sim (1.7 \div 1.8) \cdot 10^3$ кг/м³, критической энергией $W_{cr} = 45$ МэВ и величиной радиационной единицы $z_0 \approx 0.14$ м. Запишем нормальный закон распределения зарядов по радиусу, нормированный на 1 в максимуме ливня:

$$\sigma(\rho) = (2\pi\rho_1^2)^{-1} e N(\chi) \exp(-\rho^2/2\rho_1^2), \quad (3)$$

где $\rho_1 = \sqrt{\langle \rho^2 \rangle} = W_{cr} z_0 / 21 \approx 0.065$ м — средний квадратичный радиус ливня.

Для учета фазы излучения разобьем весь диск на элементарные полосы, перпендикулярные к направлению излучения. На верхней части рис. 1 условно показана проекция диска (в виде прямой AB с центром в точке C) на вертикальную плоскость. OD — направление движения. Линия наблюдения EF (направление излучения) составляет угол θ с направлением скорости диска. Каждый участок диска является элементарным излучателем. Учтем далее, что наблюдатель находится

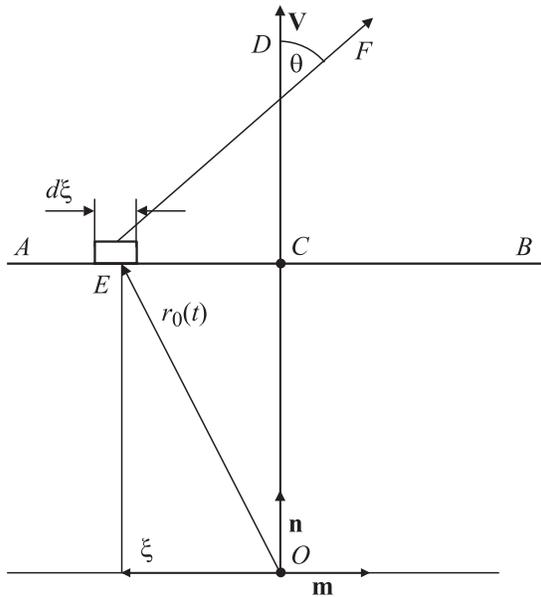


Рис. 1. Проекция диска на вертикальную плоскость в виде бесконечной прямой AB с центром в точке C .

бесконечно далеко от источника излучения, а толщина диска намного меньше его поперечных размеров. Тогда электромагнитные волны, излучаемые каждым участком элементарной полосы, расположенной перпендикулярно к направлению EF (или AB), в точке наблюдения имеют равные фазы. Это позволяет рассмотреть всю такую полосу как точечный источник излучения, расположенный в некоторой точке ξ на прямой AB . Заряд всей полосы q_b легко найти, так как известно распределение плотности по радиусу (3). После вычислений найдем

$$q_b = (2\pi\rho_1^2)^{-1/2}eN(t)d\xi \exp(-\xi^2/2\rho_1^2) = eN(t)F(\xi), \quad (4)$$

где $N(t)$ — каскадная функция (2) и t — текущее время. Фактически, источником излучения теперь является не весь диск, а бесконечно тонкая и бесконечно длинная прямая, совпадающая с направлением AB , заряды на которой распределены в соответствии с (4).

Выразим векторный потенциал (1), создаваемый бесконечно малым элементом $d\xi$ (на рис. 1 в т. E) с зарядом q_0 (4) и скоростью \mathbf{v} . Для этого фурье-компонент тока, соответствующего этому элементу, запишем используя δ -функцию:

$$\begin{aligned} d\mathbf{j}(\omega) &= vq_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(t)) e^{i\omega t} dt \\ &= vq_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x' - \xi) \delta(z' - vt) \delta(y') e^{i\omega t} dt, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{r}_0(t) = \mathbf{m}\xi + vt\mathbf{n}$ — заданная траектория движения элемента, т.е. вертикальная прямая, параллельная \mathbf{v} и проходящая через точку ξ , причем $z = vt$. Начало координат находится в точке O , где ливень достигает максимума в момент времени $t = 0$. После подстановки (5) в (1) и интегрирования по всем элементам пространства $dV' = dx'dy'dz'$ получим для потенциала

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = (e\mu_0 e^{ikr} / 4\pi r) \mathbf{v} \exp(-i\xi k \sin \theta) F(\xi) \int_{-\infty}^{\infty} N(t) e^{i\omega t p} dt, \quad (6)$$

где $p = 1 - \beta n \cos \theta$, $\beta = v/c$ — безразмерная скорость, $\mathbf{k} = \mathbf{m} k \sin \theta + \mathbf{n} k \cos \theta$ — волновой вектор, \mathbf{m} — единичный вектор вдоль направления AB , \mathbf{n} — единичный вектор вдоль оси Z (т.е. вдоль направления движения диска) и e — заряд электрона. Будем далее считать среду, в которой распространяется ливень, однородной. Тогда его относительную глубину проникновения в эту среду (т.е. в лунный реголит) можно связать с текущим временем соотношением $\chi = vt/z_0 \approx ct/z_0$. При выбранной системе координат в максимуме ливня $\chi_{\max} = 0$; $t_{\max} = 0$. В выражении для заряда q_b только каскадная функция зависит от времени, и выражение (6) сведется к виду

$$\begin{aligned} d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) &= \frac{N_0 e \eta \mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \mathbf{v} (\sqrt{\pi} \alpha z_0 / c) e^{-\left(\frac{p\omega \alpha z_0}{2c}\right)^2} \\ &\times e^{-i\xi k \sin \theta} \frac{\xi d\xi}{2\rho_1^2 \sqrt{\pi}} \left(\frac{\xi^2}{2\rho_1^2} \right)^{-1/2} e^{-\frac{\xi^2}{2\rho_1^2}}, \end{aligned} \quad (7)$$

$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$ и спектральную интенсивность излучения найдем интегрированием выражения (7)

$$I(\omega) = \frac{dW(\omega)}{d\omega dS} = \frac{\mu_0}{c} \left(\frac{eN_0 z_0 \alpha \eta}{4\pi r} \right)^2 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{p\omega \alpha z_0}{c} \right)^2} \times \omega^2 e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2} \sin^2 \theta \left(\frac{J}{\text{m}^2 \cdot \text{Hz}} \right). \quad (8)$$

Спектральная напряженность поля $E(\mathbf{r}, \omega) = A(r, \omega) i \omega \sin \theta$:

$$E(\mathbf{r}, \omega) \sim i \omega e(ikr) \exp[-(p\omega \alpha z_0 / 2c)^2] \exp[-(k\rho_1 \sin \theta)^2 / 2], \quad (9)$$

где $p = (1 - \beta n_m \cos \theta)$, $n_m = 1.7$ — показатель преломления реголита. Очевидно, максимум спектра (8)–(9) приходится на частоту $\nu_{\max} \approx 540$ МГц.

Известно, что величина волнового вектора k связана с показателем преломления n ионосферы выражением $n(r) = \sqrt{\epsilon} \approx 1 - A N_e(r) / \omega^2$; $A \approx 1.6 \cdot 10^3 (1/\text{m}^3 \cdot \text{s}^2)$, где N_e — концентрация электронов, как функция расстояния r между Луной и произвольной точкой ионосферы. Показатель преломления входит в выражение (9) для фазы (ikr) , которая увеличивается на всем пути r в зависимости от частоты и концентрации электронов. Полную фазу за все время распространения волны найдем интегрированием

$$\begin{aligned} \varphi &= i \int_0^L k dr = i \frac{\omega}{c} \left(L - \frac{A}{S \omega^2} \int_0^L N_e(r) S dr \right) \\ &= i \frac{\omega}{c} \left(L - \frac{A N}{\omega^2 S} \right) = i \frac{\omega}{c} \left(L - \frac{A N_1}{\omega^2} \right), \end{aligned}$$

где $N_1 = N/S$ — число электронов в столбе полного слоя с поперечным сечением 1 m^2 . Экспериментально определяемая величина N_1 по данным [8] имеет характерное значение $N_1 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. Обратное преобразование Фурье при $p = 0$ (для черенковского угла) дает

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \sim \int_0^\infty e^{-1.7 \cdot 10^{-6} \nu^2} \nu \sin \left[6300 \nu \left(1 - \frac{6.75}{\nu^2} - t \right) \right] d\nu. \quad (10)$$

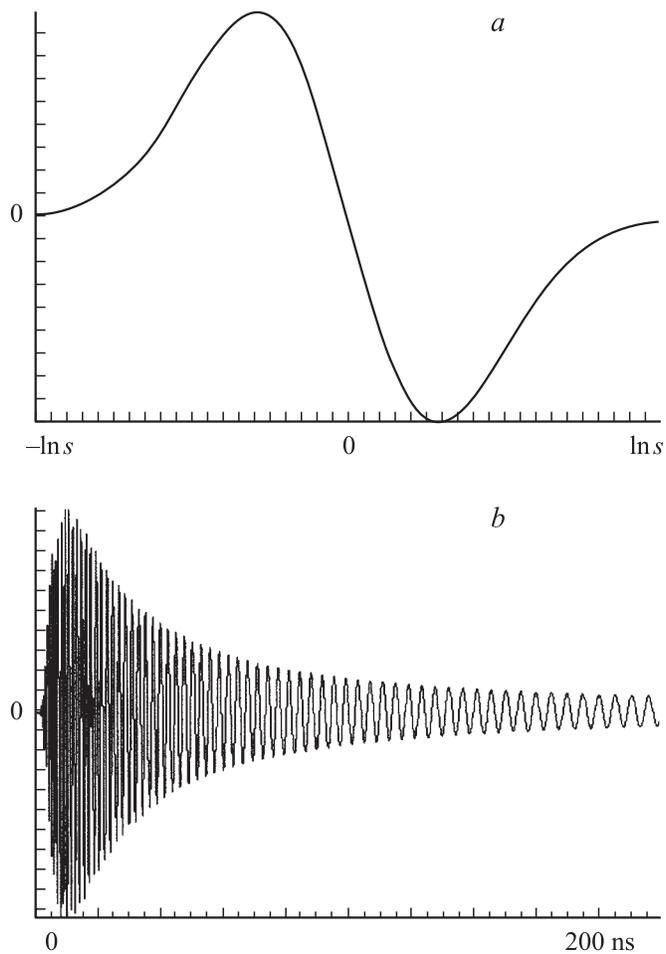


Рис. 2. Форма биполярного радиоимпульса с длительностью $\sim 1 \text{ ns}$ перед входом в ионосферу (*a*). Тот же радиоимпульс, прошедший слой ионосферы с суммарным количеством электронов в единичном столбе $N_1 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ (*b*).

На рис. 2, *a* показан исходный импульс, т.е. перед входом в ионосферу. Это биполярный импульс с длительностью $\sim 1 \text{ ns}$. На рис. 2, *b* показан тот же импульс, прошедший слой ионосферы с суммарным

количеством электронов в единичном столбе $N_1 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$. На графике показана часть импульса за первые 200 ns. Пусть для определенности длительность диспергированного сигнала имеет величину порядка 50 ns. Такое изменение в длительности вследствие дисперсии должно быть учтено при разработке приемно-усилительного тракта. Речь идет о правильном выборе постоянной времени детектора. При постоянной времени ~ 1 ns амплитуда диспергированного сигнала будет в $\sqrt{50} \approx 7$ раз меньше, чем в случае отсутствия дисперсии. При увеличении постоянной времени от $t_1 = 1$ ns до $t_2 = 50$ ns амплитуда сигнала, изображенного на рис. 2, а, в 7 раз уменьшится, а амплитуда диспергированного сигнала останется прежней. При этом важно отметить, что среднеквадратичная амплитуда импульсных радиопомех уменьшится во столько же раз.

Если радиоприемник имеет достаточно далеко разнесенные радиоканалы, то интервал времени между моментами прихода импульсов будет сравним с длительностью самих импульсов. Например, расчет показал, что моменты прихода сигналов, восстановленных в пределах частот 300–400 МГц и в пределах 800–900 МГц, будут различаться во времени приблизительно на 100 ns. Длительность их такова, что они хорошо разделены во времени. Этот эффект может быть использован как признак для отделения полезного сигнала от местных импульсных радиопомех различного происхождения.

Выражение (8) позволяет оценить амплитуду радиосигнала на поверхности Земли. Например, для характерной полосы пропускания 100 МГц длительность импульса τ , определенная из (10), дает $\tau = 10$ ns. Тогда из (8) получаем

$$P_S(\theta) = A_{eff} W(\theta) / \tau = \frac{\mu_0}{\tau_c} A_{eff} \sin^2 \theta \left(\frac{e N_0 z_0 \alpha \eta}{4\pi r} \right)^2 \times \int_{500}^{600} 8\pi^3 \cdot 10^{18} \nu^2 e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2} d\nu. \quad (11)$$

Подстановка характерных величин и физических констант $N_0 = 10^{13}$, $\eta = 0.2$, $\alpha = 10$, $A_{eff} = 3000 \text{ m}^2$ — эффективная площадь антенны, $r = 0.38 \cdot 10^9 \text{ m}$, $\sin \theta \approx 0.8$ ($p = 0$), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Н/м}$, $n = 1.7$ дает мощность сигнала на нагрузке антенны, равную $P_S = 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ W}$. Эту

величину интересно сравнить с мощностью P_N источников радиопомех. Если не считать атмосферные и техногенные, то остаются космические источники. Эквивалентная температура небесной сферы на частоте ~ 500 МГц в самом „горячем“ месте (галактический центр) имеет величину не более 150 К. Температура Луны составляет ~ 250 К. Плазменный слой и близлежащие к нему слои магнитосферы Земли имеют наиболее высокую температуру $\sim 10^7$ К, однако концентрация частиц в нем настолько мала ($\sim 10^6$ м $^{-3}$), что тепловое излучение Луны или небесной сферы, несмотря на их низкую температуру, оказывается наиболее существенным. Учитывая это, получаем мощность радиосуммов $P_N \approx kT\Delta\nu = 3.5 \cdot 10^{-13}$ W, т.е. отношение P_S/P_N составляет около тридцати децибел.

Список литературы

- [1] Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. В. 2(8). С. 616–618.
- [2] Аскарьян Г.А. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. № 3. С. 988–990.
- [3] Филоненко А.Д. // УФН. 2002. Т. 172. № 4. С. 439–471.
- [4] Бедняков В.А. // ФЭЧАЯ. 2002. Т. 33. № 5. С. 1146–1176.
- [5] Царёв В.А. // ФЭЧАЯ. 2004. Т. 35. № 1. С. 187–247.
- [6] Дагкесаманский Р.Д., Железных И.М. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 5. С. 233–235.
- [7] Hankins T.H., Ekers R.D. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1996. V. 283. P. 1027–1030.
- [8] Gorham P.W., Liewer K.M., Naudet C.J. // arXiv:astro-ph/9906504.
- [9] Gorham P.W., Hebert C.L., Liewer K.M. et al. // arXiv:astro-ph/0310232.
- [10] Березняк А.Р., Дагкесаманский Р.Д. и др. // Астр. ж. 2005. Т. 82. № 2. С. 149–153.