

# Энергетический спектр черенковского излучения и радиоастрономический метод измерения потока космических частиц сверхвысокой энергии

А. Д. Филоненко<sup>1)</sup>

*Восточно-украинский национальный университет им. В. Даля, 91034 Луганск, Украина*

Поступила в редакцию 22 марта 2007 г.

После переработки 11 июля 2007 г.

Сделан расчет энергетического спектра радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем в лунном ре-  
голите с учетом поперечных размеров ливня и неоднородного распределения избыточных электронов по  
радиусу диска. Характер спектра принципиально отличается от ранее полученных результатов [12, 13]  
и используемых далее в работах [5–7]. Область максимальной интенсивности приходится на интервал  
500–600 МГц. В диапазоне частот 1.5–2 ГГц интенсивность излучения падает на несколько порядков. По  
мнению автора, это является одной из причин отсутствия событий в экспериментальных работах [5–7],  
закрывших модели Z-вспышек.

PACS: 95.55.Mo

**Введение.** Одна из возможностей повышения энергетического потолка детектора космического излучения сверхвысокой энергии связана с выбором нового метода регистрации частиц. Начало ему было положено около 40 лет назад в работах Аскарьяна [1, 2], в которых показана возможность регистрации радиоизлучения, сопровождающего широкий атмосферный ливень (ШАЛ) от космической частицы сверхвысокой энергии. Избыток электронов в ливне, согласно [1], вызван аннигиляцией позитронов с электронами, входящими в состав атомов среды. В последующие за этим годы было проведено множество экспериментальных исследований природы радиоизлучения атмосферных ливней, краткий обзор которых опубликован в [3].

Одна из разновидностей такой идеи была предложена в [4]. В этой работе приводятся оценки, доказывающие возможность наблюдения электромагнитного импульса, вызванного каскадом от частицы сверхвысокой энергии на поверхности Луны. Для этого необходима антенна с большой эффективной площа-  
дью, например, антенна радиотелескопа. Авторы [4] полагают, что для частиц с энергией  $\geq 10^{20}$  эВ должно наблюдаться около  $10^5$  событий в год. Очевидно, этот метод может открыть новый этап в исследовании частиц столь высокой энергии.

Первая попытка измерения потока космических лучей радиоастрономическим методом приведена в работе [5]. Для регистрации радиоимпульсов была

использована 64-метровая антенна радиотелескопа. Диапазон частот выбран авторами в пределах 1175–1675 МГц. Для предполагаемых параметров черенковского радиоимпульса, вызванного избыточными электронами ливня, и при известных характеристиках антенно-усилительного комплекса скорость счета событий должна была составлять величину около 1 частицы за 30 мин. Избегая описания подробностей эксперимента, связанных с идентификацией истинных импульсов, приведем окончательный результат. За 10 ч наблюдения не зарегистрировано ни одного импульса, который был бы засчитан, как истиинный.

В более оснащенном эксперименте [6] были использованы две антенны диаметром 70 м на диапазон радиочастот 1.6–1.7 ГГц и диаметром 34 м с диапазоном частот 2.2–2.3 ГГц, разнесенные на 22 км одна от другой. Включенные в схему совпадений с помощью оптоволоконной линии, они должны были понизить скорость счета техногенных помех на несколько порядков. Общее время наблюдения составило около 12 ч. Однако, как и в предыдущем случае, событий с признаками ожидаемых радиоимпульсов не обнаружено.

Повторный эксперимент на этом же, но усовершенствованном оборудовании описан в работе [7]. Наблюдение велось в течение 120 ч. Авторы сообщают, что за это время также не обнаружили ни одного радиоимпульса с нужными характеристиками.

В настоящей работе исследован частотно-энергетический спектр черенковского радиоизлучения от каскадного ливня в лунном грунте с характерной

<sup>1)</sup>e-mail: filonenko\_ad@dsip.net

энергией  $\sim 10^{22}$  эВ. Исследования показали сильную зависимость амплитуды радиоимпульса от выбранной частоты наблюдения.

#### Энергетический спектр радиоимпульса.

Пусть  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$  – фурье-компонента векторного потенциала поля излучения каскадного ливня, вызванного током  $\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)$  избыточных электронов, долю которых от общего числа частиц обозначим как  $\eta$ . Сюда входят избыток, являющийся следствием аннигиляции позитронов ливня с атомными электронами среды [1, 2], а также  $\delta$ -электроны, то есть электроны, выбитые из оболочек атомов частицами ливня. Такие электроны имеют энергию, достаточную для ионизации нейтральных атомов среды. Согласно [8], имеем:

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

где  $\mathbf{r}'$  – радиус-вектор элемента пространства  $dV'$ ,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор и  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения. Элементарная площадка  $dS$  каскадного диска содержит заряд  $dq(t)$ , равный  $N(t)e\eta\sigma(\rho)dS$ , где  $N(t)$  – текущее (в зависимости от времени) число частиц в ливне и  $\sigma(\rho)$  – нормированная на единицу функция распределения частиц в диске в зависимости от расстояния  $\rho$  до его центра. Плотность тока элементарного заряда  $dq$  выразим с помощью  $\delta$ -функции  $d\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)dq \cdot \mathbf{v} \cdot \delta[\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(t)]$ , где  $\mathbf{r}_0(t)$  – траектория движения элемента  $dS$ . Фурье-компонента плотности тока соответственно равна

$$d\mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v} \cdot dq \cdot \delta[\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0(t)] \cdot e^{i\omega t} dt. \quad (2)$$

Если наблюдатель расположен под углом  $\theta$  к оси ливня, то расстояние  $r$  от наблюдателя до элемента  $dS$  зависит от его положения на диске.

С достаточной степенью точности для описания поля излучения каскадную функцию представим в виде

$$N(\xi) = N_0 e^{-(\frac{\chi - \chi_{\max}}{\alpha})^2}, \quad (3)$$

где  $N_0$  – число частиц в максимуме ливня,  $\chi$  – относительная глубина проникновения ливня в среду (отношение глубины в единицах гр/см<sup>2</sup> к величине лавинной единицы  $z_0$ );  $\chi_{\max}$  – глубина максимальной стадии и  $\alpha$  – величина, связанная с характерной длиной ливня. Скорость каскадного диска в веществе близка к скорости света  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с в вакууме. Для  $\gamma = 50$  отношение  $\beta = v/c \approx 0.9998$  и практически всегда больше скорости электромагнитных волн в среде. Выражение (3) не только качественно, но и количественно отображает реальную зависимость числа частиц от времени. Далее будем рассматривать

электромагнитный каскад с энергией первонаучальной частицы  $W_0 = 10^{22}$  эВ в среде с плотностью  $\sim (1.7 \div 1.8) \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, критической энергией  $W_{\text{кр}} = 45$  МэВ, величиной радиационной единицы  $z_0 \approx 0.14$  м и  $\alpha \approx 10$ . Такие величины характерны для каскада в лунном реголите. Сравнение (3) с приближением Нишимуры–Каматы показывает отклонение не более чем на несколько процентов для различных параметров функции. Этого вполне достаточно для правдоподобного описания спектра радиоизлучения.

Далее учтем запаздывание электромагнитного поля, излучаемого каждым элементарным зарядом, а затем найдем результирующее поле в точке наблюдения. Для описания распределения плотности зарядов  $\sigma(\rho)$  в каскадном диске известно приближение Нишимуры–Каматы:

$$\sigma(\rho) \sim (x + 1)^{-3.5} x^{-1}, \quad (4)$$

где  $x = \rho/\rho_1$  и  $\rho_1$  – среднеквадратичный радиус диска. Очевидно, плотность зарядов в центре ( $\rho = 0$ ) стремится к бесконечности и эта функция не может быть использована в данном случае. По своему смыслу она должна описывать плотность на расстояниях  $x > 1$  (см., например, [9]). Учитывая случайный характер рассеяния частиц, можно предположить нормальный закон распределения, нормированный на единицу в максимуме ливня [10]:

$$\sigma(\rho) = \frac{e \cdot N(\chi)}{2\pi \cdot \rho_1^2} e^{-\rho^2/2\rho_1^2}, \quad (5)$$

где  $\rho_1 = \sqrt{\langle \rho^2 \rangle}$  – средний квадратичный радиус. При этом значении радиуса окружность охватывает приблизительно половину частиц.

На верхней части рис.1 условно показана проекция диска в виде прямой  $AB$  с центром в точке  $O$ ,  $OD$  – направление движения. Линия наблюдения  $EF$  (направление излучения) составляет угол  $\theta$  с направлением скорости диска. Каждый его участок является элементарным излучателем. В нижней части рисунка показан вид на диск сверху. Будем считать, что наблюдатель находится бесконечно далеко (по сравнению с размерами ливня) от источника излучения. На нижней части рисунка прямая  $AB$  и все другие прямые, параллельные ей и лежащие на диске, являются проекциями направления наблюдения на плоскость этого диска. В этом случае поля, излучаемые каждым элементом полосы  $GK$ , расположенной перпендикулярно к направлению  $EF$  (или  $AB$ ), имеют в точке наблюдения одинаковые фазы. Это позволяет рассмотреть всю полосу, как

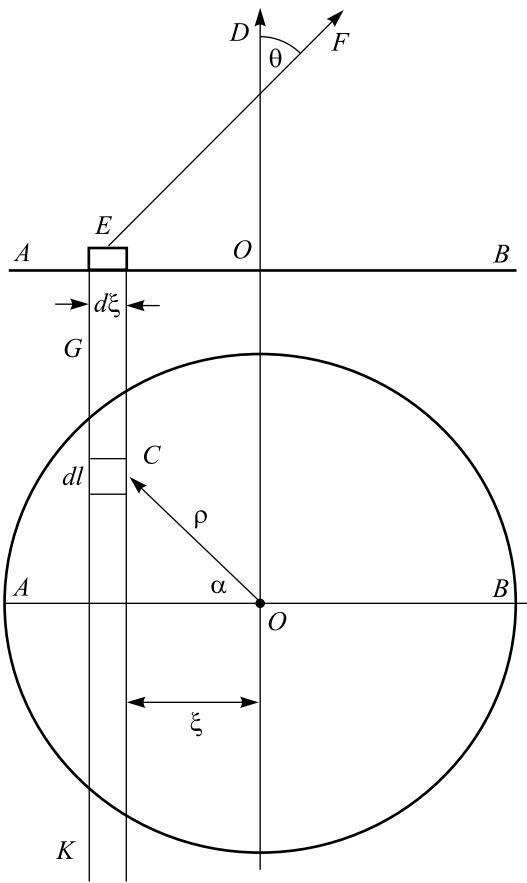


Рис.1. Каскадный диск в двух проекциях

точечный источник излучения, расположенный в некоторой точке  $\xi$  на прямой  $AB$ . Выражение для заряда всей полосы  $q_b$ , согласно заданному распределению (5), будет иметь вид

$$q_b = \frac{e \cdot N(t) \xi d\xi}{2\rho_1^2 \sqrt{\pi}} \left( \frac{\xi^2}{2\rho_1^2} \right)^{-1/2} e^{-\xi^2/2\rho_1^2} = e \cdot N(t) F(\xi), \quad (6)$$

где  $N(t)$  – каскадная функция и  $t$  – текущее время. Фактически, источником излучения теперь является не диск, а бесконечно тонкая и бесконечно длинная прямая, совпадающая с направлением  $AB$ , заряды на которой распределены в соответствии с (6).

Запишем далее векторный потенциал (1), создаваемый бесконечно малым элементом  $d\xi$ , несущим заряд  $q_b$  (6) со скоростью  $\mathbf{v}$ . Фурье-компоненту тока, соответствующего этому элементу, выразим через  $\delta$ -функцию:

$$d\mathbf{j}(\omega) = \mathbf{v} q_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) e^{i\omega t} dt =$$

$$= \mathbf{v} q_b \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x' - \xi) \delta(z' - vt) \delta(y') e^{i\omega t} dt, \quad (7)$$

где  $\mathbf{r} = \mathbf{m} \cdot \xi + ct \cdot \mathbf{n}$  – траектория движения элемента, то есть вертикальная прямая, параллельная  $\mathbf{v}$  и проходящая через точку  $\xi$ , причем  $z = vt$ . Начало координат находится в точке, где ливень достигает максимума. В этот момент  $t = 0$ . После подстановки (7) в (1) и интегрирования по объему  $dV'$  получим для потенциала выражение

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{e \cdot \mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \mathbf{v} e^{-i\xi k \sin \theta} F(\xi) \int_{-\infty}^{\infty} N(t) e^{i\omega t p} dt, \quad (8)$$

где  $p = 1 - \beta n \cos \theta$  и  $\mathbf{k} = \mathbf{m} k \sin \theta + \mathbf{n} k \cos \theta$  – волновой вектор,  $\mathbf{m}$  – единичный вектор вдоль направления  $AB$ ,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор вдоль оси  $Z$ , то есть вдоль направления движения диска, и  $e$  – заряд электрона.

Будем далее считать среду, в которой распространяется ливень, однородной. Тогда его относительную глубину проникновения в среду можно связать с текущим временем соотношением  $\chi = ct/z_0$ . При выбранной системе координат  $\chi_{\max} = t_{\max} = 0$ .

В заряде  $q_b$  только каскадная функция зависит от времени, и (8) сводится к выражению

$$d\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{N_0 e \cdot \eta \cdot \mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \mathbf{v} \cdot (\sqrt{\pi} \alpha z_0 / c) \times \\ \times e^{-(p\omega \alpha z_0 / 2c)^2} e^{-i\xi k \sin \theta} \frac{\xi d\xi}{2\rho_1^2 \sqrt{\pi}} \left( \frac{\xi^2}{2\rho_1^2} \right)^{-1/2} e^{-\xi^2/2\rho_1^2}. \quad (9)$$

Потенциал  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$  найдем суммированием (9) по элементам  $d\xi$ . Для этого сначала запишем выражение (9) для диаметрально противоположного элемента в точке  $(-\xi)$  и сложим с (9). Тогда имеем:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\sqrt{2} \cdot N_0 e \cdot \eta \cdot \mu_0 e^{ikr}}{4\pi r \rho_1} \mathbf{v} \cdot (\alpha z_0 / c) \cdot e^{-(p\omega \alpha z_0 / 2c)^2} \times \\ \times \int_0^{\infty} \cos(\xi k \sin \theta) e^{-\xi^2/2\rho_1^2} d\xi$$

или окончательно (см., например, [11])

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{N_0 e \cdot \eta \cdot \mu_0 e^{ikr}}{4\pi r} \mathbf{v} \cdot (\alpha z_0 / c) \times \\ \times e^{-(p\omega \alpha z_0 / 2c)^2} \cdot \sqrt{\pi} \cdot e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2/2}. \quad (10)$$

Энергетический спектр излучения (количество энергии, проходящее через квадратный метр, в единицах

ничном интервале частот за все время излучения) запишется в виде

$$I(\omega) = \frac{dW(\omega)}{d\omega dS} = \frac{\varepsilon_0 c}{\pi} \omega^2 \sin^2 \theta |\mathbf{A}(\omega)|^2 = \frac{\mu_0}{c} \left( \frac{e N_0 z_0 \alpha \eta}{4\pi r} \right)^2 \times \\ \times e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{p\omega \alpha z_0}{c} \right)^2} \omega^2 e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2} \sin^2 \theta \text{ (Дж/Гц} \cdot \text{м}^2\text{)}. \quad (11)$$

При наблюдении под черенковским углом  $p = 1 - \beta n \cos \theta = 0$ . Тогда

$$I(\omega) \sim \omega^2 e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2}. \quad (12)$$

В приведенном выше примере  $\rho_1 = W_{\text{cr}} z_0 / 21 = 0.065 \text{ м}$  [9], где критическая энергия  $W_{\text{cr}}$  выражена в МэВ. Максимум спектра достигается при  $k\rho_1 \sin \theta = 1$ . Это соответствует частоте  $\nu \approx 500 \text{ МГц}$ . Если проводить наблюдение на частотах порядка  $1.5 - 2 \text{ ГГц}$  [5–7], то  $k\rho_1 \sin \theta = 3 \div 4$  и спектральная мощность излучения  $W(\omega)$  падает при этом на  $3 \div 6$  порядков.

**Заключение.** В заключение следует отметить, что этот факт может быть причиной отсутствия событий в экспериментах [5–7], закрывших модели Z-вспышек. На рис.2 в относительных единицах

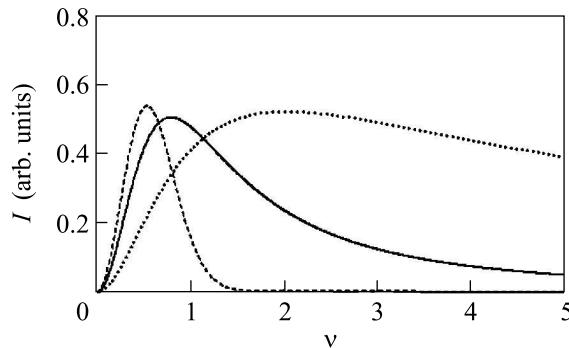


Рис.2. Энергетические спектры радиоимпульса в относительных единицах: штриховая линия – настоящая работа; сплошная линия – работы [5, 12]; пунктирная линия – работы [6, 7, 13]

приведены энергетические спектры (частота в ГГц): рассчитанный в настоящей работе – штриховая линия, эмпирически полученный в работе [12] и использованный затем в экспериментальной работе [5] – сплошная линия, модернизированный авторами [13] и использованный далее в экспериментах [6–7] – пунктирная линия. Последний спектр получен в результате уточнения эмпирического спектра [12]. Характерно совпадение спектра, полученного в настоящей работе и в работе [12] в области низких частот. В области высоких частот ( $> 0.5 \text{ ГГц}$ ) эмпирические спектры [12, 13] радикально отличаются от теоретического спектра плавным спадом вплоть до десятка ГГц.

Вполне вероятно, что полученная в настоящей работе (12) сильная зависимость мощности радиоизлучения от частоты в виде крутого спада на верхней границе спектра является характерной для каскадного ливня в любой среде при наблюдении черенковского излучения. Для подтверждения такой точки зрения следует обратить внимание на следующие факты:

1. Выражение для энергетического спектра (на рис.2 – штриховая линия)

$$I(\nu) \sim \nu^2 e^{-(k\rho_1 \sin \theta)^2}$$

содержит в себе, как частный случай, эмпирическую формулу, полученную для низких частот ( $\nu < 0.5 \text{ ГГц}$ ) авторами работы [12] и используемую далее в работах [5] для оценки спектральной напряженности поля:

$$R|\mathbf{E}(\omega, R, \theta_C)| = 1.1 \cdot 10^{-7} \frac{E_0}{1 \text{ ТэВ}} \frac{\nu}{\nu_0} \frac{1}{1 + 0.4(\nu/\nu_0)^2}. \quad (13)$$

Для принятых в настоящей работе численных значений  $\rho_1 = 0.065 \text{ м}$ ,  $n = 1.7$ ,  $\sin \theta = 0.8$  разложение (12) по малому параметру  $\nu/\nu_0$  (то есть для низких частот) переходит в выражение (13):

$$E \sim \left( \frac{dW(\omega)}{d\omega d\Omega} \right)^{1/2} \sim \omega e^{-\frac{1}{2}(k\rho_1 \sin \theta)^2} \sim \frac{\nu}{\nu_0} \frac{1}{1 + 0.43(\nu/\nu_0)^2}.$$

2. Применим полученный критерий максимума спектра  $k\rho_1 \sin \theta = 1$  для ШАЛ. Известно, что спектральный максимум приходится на область частот  $30 - 40 \text{ МГц}$  (см., например, обзор [3]). Если подставить сюда хорошо известные для ШАЛ величины  $\rho_1 = 70 \text{ м}$ ,  $n = 1.0002$  (коэффициент преломления воздуха на высоте 2–3 км над уровнем моря, в этом случае  $\sin \theta = 0.02$ ), то получим  $\nu \approx 35 \text{ МГц}$ , то есть совпадение достаточно хорошее.

К этому можно добавить, что за всю историю исследования ШАЛ не зарегистрированы радиоимпульсы в диапазоне  $> 100 \text{ МГц}$ . Это также косвенно подтверждает наличие сильного ограничения на область высоких частот. Все приведенные факты дают основания полагать, что выражения (12) и (13) правильно описывают поведение спектра в области низких частот, а выражение (12), кроме этого, справедливо и для высоких частот.

1. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ 41, 616 (1961).
2. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ 48, 988 (1965).
3. А. Д. Филоненко, УФН 172, 439 (2002).
4. Р. Д. Дагкесаманский, И. М. Железных, Письма в ЖЭТФ 50, 233 (1989).

5. T. H. Hankins, R. D. Ekers, and J. D. O'Sullivan, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283**, 1027 (1996).
6. P. W. Gorham, K. M. Liewer, and C. J. Naudet, arXiv:astro-ph/9906504.
7. P. W. Gorham, C. L. Hebert, K. M. Liewer et al., arXiv:astro-ph/0310232.
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 1967.
9. Г. Б. Христиансен, Г. В. Куликов, Ю. А. Фомин, *Космическое излучение сверхвысокой энергии*, М.: Атомиздат, 1975, с. 253.
10. С. З. Беленький, *Лавинные процессы в космических лучах*, М: Наука, 1948.
11. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, *Интегралы и ряды*, М: Наука, 1984.
12. E. Zas, F. Halzen, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **45**, 362 (1992).
13. J. Alvarez-Muñiz, R. A. Vázquez, and E. Zas, arXiv:astro-ph/0003315.