

Нарушение когерентности радиоизлучения, вызванного каскадным ливнем в лунном реголите

А. Д. Филоненко¹⁾

Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, 91034 Луганск, Украина

Поступила в редакцию 1 апреля 2010 г.

Показано, что незначительные флуктуации показателя преломления лунного реголита вследствие, например, неоднородного распределения плотности приводит к потере когерентности черенковского радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем от частицы сверхвысокой энергии, и сильному падению спектральной плотности радиосигнала. Это может быть одной из причин, вследствие которой до настоящего момента не зарегистрированы события от космических частиц сверхвысокой энергии на поверхности Луны.

Введение. Одной из ключевых задач астрофизики высоких энергий является измерение потоков космических частиц сверхвысокой энергии ($> 10^{21}$ эВ). Для этой цели необходим детектор с большой рабочей площадью ($> 10^6$ км²) или с большим объемом вещества. Сейчас нет каких-либо идей относительно реализации такого большого сооружения на поверхности Земли. Единственный и относительно легкодоступный метод, с помощью которого можно, по-видимому, решить такую задачу, связан с использованием Луны в качестве мишени для космических частиц сверхвысокой энергии. Как показывают расчеты, каскадный ливень в однородном плотном веществе от космической частицы является источником мощного радиоимпульса короткой длительности (несколько наносекунд) с широким спектром излучения. Такой метод измерения потока частиц сверхвысокой энергии известен как радиоастрономический [1], и к настоящему времени проведено несколько попыток его реализации [2–8]. Однако ни в одной из них пока не обнаружены события, близкие по характеру к ожидаемым. В каждой из этих работ установлены новые пределы на потоки, однако отсутствие прямых фактов регистрации частиц сверхвысокой энергии несколько настораживает и стимулирует поиски возможных причин.

Скорость распространения каскадного ливня в плотной среде (для реголита $n_0 = 1.7$) существенно выше скорости электромагнитной волны. Этот факт обуславливает черенковскую природу радиоизлучения избыточными электронами. Известно, что черенковский угол и угол полного внутреннего отражения являются дополнительными и это сильно ограничивает возможности радиоастрономического метода. Достаточно высокая интенсивность радиоизлу-

чения за пределами поверхности Луны будет только в том случае, если частица движется из реголита в вакуум. Для этого ей нужно пройти сквозь толщу лунного вещества и инициировать каскад в непосредственной близости от поверхности. Такой частицей может быть только нейтрино. Необходимо, чтобы это взаимодействие произошло на глубине не более 10–15 м, так как в противном случае радиоизлучение от каскадного ливня будет сильно ослаблено вследствие поглощения в веществе. В таком слое лунного реголита могут содержаться крупные и мелкие неоднородности, например, вследствие флуктуации плотности вещества. На высоких частотах порядка 2–3 ГГц, которые используются в радиоастрономическом методе, это может привести к сильному нарушению когерентности черенковского радиоимпульса даже при относительно слабой неоднородности реголита. С этой целью в настоящей работе сделаны оценки величины дифференциальной плотности потока электромагнитного импульса, прошедшего через слабо неоднородный слой толщиной 10–15 м. Полученные данные имеют принципиальный характер, так как указывают на возможную причину отсутствия событий в проведенных ранее экспериментах.

Теоретические оценки. Рассмотрим каскадный ливень, распространяющийся со скоростью v в среде с показателем преломления n_0 . Ось Z направим вдоль движения диска. Тогда величина избыточного заряда ливня для энергий $\sim 10^{21}–10^{23}$ эВ с достаточной степенью точности определяется выражением (см., например, [9])

$$N(t) = \frac{0.31}{\sqrt{\alpha}} \eta q_0 \exp\left(\alpha - \frac{(vt - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2}\right), \quad (1)$$

где $\alpha = \ln W_0/W_{cr}$, $\eta = 0.1 \div 0.2$ – доля избыточных электронов в ливне, $q_0 = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, $z_0 \approx 0.14$ м и $W_{cr} \approx 40$ МэВ – соответствен-

¹⁾ e-mail: filonenko_ad@dsip.net

но величина лавинной единицы длины и критическая энергия электрона в лунном реголите, W_0 – первоначальная энергия каскадного ливня. Будем использовать далее одномерную модель каскада, и плотность тока выразим посредством δ -функции

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}', t) = e \cdot \mathbf{v} \cdot \eta \cdot N(t) \delta(z' - vt) \delta(y') \delta(x'). \quad (2)$$

Здесь z' – точка, в которой находится каскадный диск. Фурье-компоненту плотности тока в соответствии с выражением (2) запишем в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) &= \frac{0.31e\eta}{\sqrt{\alpha}} e^{\alpha \mathbf{v}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{(vt - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2} \right\} \times \\ &\times e^{i\omega t} \delta(z' - vt) \delta(y') \delta(x') dt = \\ &= \frac{0.31e\eta}{\sqrt{\alpha}} e^{\alpha \mathbf{n}} \exp \left\{ -\frac{(z' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2} \right\} e^{i\omega z'/v} \delta(y') \delta(x'). \quad (3) \end{aligned}$$

Векторный потенциал в точке наблюдения в однородной среде выразится теперь как

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) &= f(\alpha) \mathbf{n} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(z', \omega) \exp \{ ikn_0 \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2} \}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}} dz', \quad (4) \end{aligned}$$

где $f(\alpha) = 0.31e\eta e^{\alpha} \alpha^{1/2} \mu_0 / 4\pi$, $\mathbf{n} = \mathbf{v}/v$, $k = \omega/c$, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с и $\varphi(z', \omega) = \exp(i\omega z'/v - (z' - \alpha z_0)^2 / 3\alpha z_0^2)$. Так как поле излучения имеет осевую симметрию, то для однородной среды вектор магнитной индукции перпендикулярен плоскости, содержащей ось Z и точку наблюдения (например, плоскость X, Z)

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \text{rot } \mathbf{A} \sim \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x') [\nabla \psi \times \mathbf{n}] dz', \quad (5)$$

где $\psi = e^{ikn_0 R}/R$ и $R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}$. Причем, оператор rot действует только на координаты (x, y, z) точки наблюдения. После проведения соответствующих операций в (5) получим

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \text{rot } \mathbf{A} \sim \mathbf{j} \cdot ikn \sin \theta \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(z') \frac{e^{ikn_0 R}}{R} dz', \quad (6)$$

где \mathbf{j} – единичный вектор вдоль оси Y и θ – угол, заключенный между осью Z и направлением на наблюдателя.

Плотность спектральной энергии пропорциональна $|B(r, k, \theta)|^2$. Например, после интегрирования (6) для однородной среды при $r \rightarrow \infty$ получим (см., например, [10, 11])

$$|B(r, k, \theta)|^2 \sim$$

$$\sim \left[z_0 \sqrt{3\pi\alpha} \frac{kn_0}{r} \sin \theta \exp \left(-\frac{3}{4} \alpha k^2 z_0^2 [1 - n_0 \beta \cos \theta]^2 \right) \right]. \quad (7)$$

Здесь множитель $f(\alpha)$, как несущественный для анализа, опущен.

В реальных условиях при выходе на поверхность электромагнитный импульс испытывает преломление. Однако к поставленной здесь задаче это не имеет прямого отношения. Поэтому рассмотрим воздействие слабой неоднородности на прохождение черенковского радиоимпульса для наблюдателя, находящегося в этой же среде. Наличие слоя неоднородности толщиной d приведет к запаздыванию или опережению импульса (по сравнению со случаем однородной среды), причем, для упрощения оценок будем считать, что показатель преломления зависит от z' по закону случайной функции.

Временная задержка (или опережение) импульса в таком слое эквивалентна изменению оптического пути от элементарного источника dz' до наблюдателя (см. (6)). Привлечение методов геометрической оптики в этих оценках можно обосновать относительно короткими длинами волн, используемыми в радиоастрономическом методе. Например, для частот 2–3 ГГц длина волны в реголите составляет $\lambda \sim 6$ –9 см. Тогда поле излучения в точке наблюдения получим из (6) прибавлением к показателю экспоненты (6) добавки, например, в виде $ikdf(z')$, где $d = 10$ м – толщина неоднородного слоя, $f(z') = \text{interp}(x, y, z')$ – линейная интерполяция значений генератора случайных чисел $y := \text{runif}(100, 1.69, 1.71)$ для показателя преломления в интервале от 1.69 до 1.71 и $x = x_i := 0.1 \times i$; $i := 1 \dots 100$ – вектор для задания аргумента функции интерполяции. На рис.1 показан характерный вид случайной функции $f(z')$

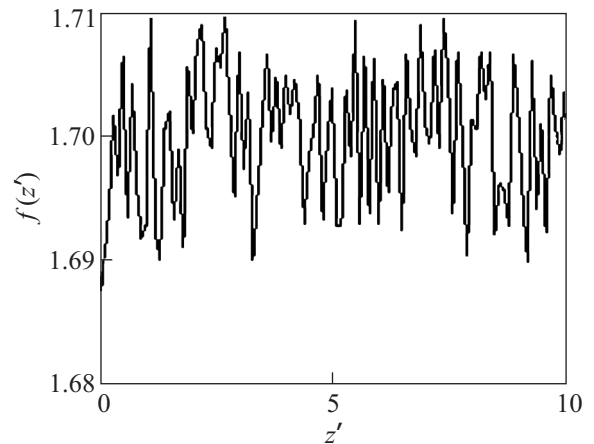


Рис.1. Характерный вид случайной функции $f(z')$ для $i = 100$

для $i = 100$. При выбранных параметрах для лунного реголита длина ливня составляет 2–3 м, максимум лежит в области $4.5 < z' < 5.5$. Поэтому интегрирование по элементарным источникам достаточно провести в пределах 0–10 м. На больших расстояниях от ливня получим окончательно

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) \sim \mathbf{j} \frac{e^{ikn_0 r}}{r} k n_0 \sin \theta \times \int_0^{10} \exp \left\{ -\frac{(z' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2} - ikz'(1 - \beta n_0 \cos \theta) + ikdf(z') \right\}, \quad (8)$$

где $\beta = v/c \approx 1$ – безразмерная скорость.

На рис.2 показаны зависимости (диаграммы) дифференциальной интенсивности $I(k, \theta)$ для различных

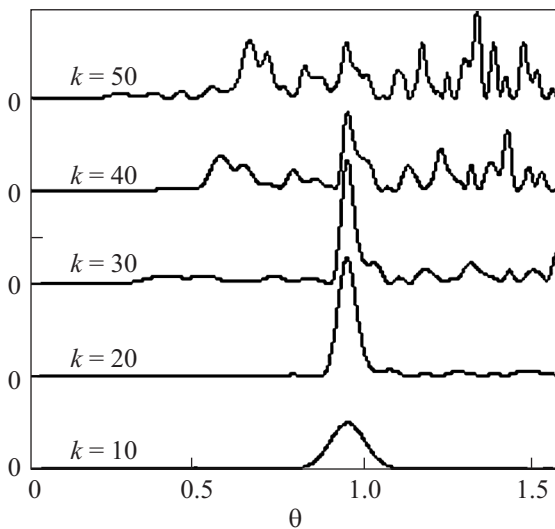


Рис.2. Диаграмма излучения в прямоугольных координатах для различных значений волновых чисел и величины $i = 100$

значений волнового числа k ($k = 1$ соответствует 50 МГц). Масштаб для всех графиков одинаковый. Для указанных значений величин k (10, 20, 30, 40, 50) при $d = 0$ (то есть в отсутствие неоднородностей) интенсивность растет практически пропорционально k^2 (см. (7)) и соответственно равна 1150, 4600, 10400, 18400, 28800. Зависимость интенсивности от угла θ (диаграмма направленности) при $d = 0$ представляет собой однополярный импульс с угловой шириной на полувысоте, равной (для соответствующих величин k) 7.1° , 3.42° , 2.54° , 1.76° , 1.41° . Из рис.2 следует, что при $d = 10$ и $i = 100$ рост интенсивности с увеличением k практически прекращается при $k = 10$ –15 и не превышает величины ~ 2000 . Форма импульса полностью разрушается, а пространственное распределение излучения расширяется до угла более 60° .

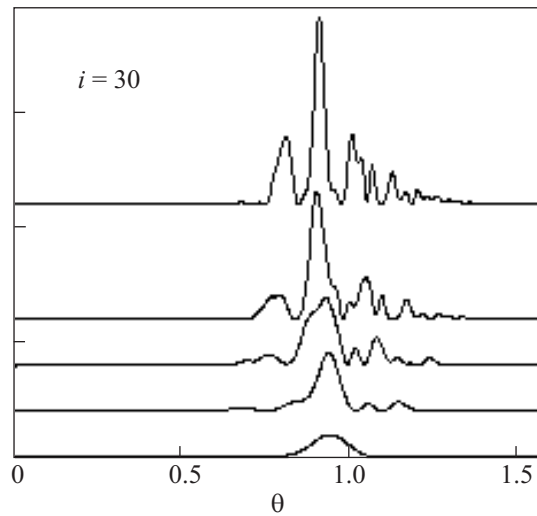


Рис.3. Диаграмма излучения в прямоугольных координатах для различных значений волновых чисел и величины $i = 30$

Естественно, что при увеличении размеров неоднородностей в том же диапазоне флуктуаций показателя преломления следует ожидать более упорядоченную структуру импульса на высоких частотах. На рис.3 показаны те же зависимости, что и на рис.2, но при значении $i = 30$.

Заключение. В более ранних работах, касающихся проблем радиоастрономического метода, молчаливо предполагалось, что с вариациями показателя преломления связано только незначительное расширение диаграммы направленности, то есть фактически слабое утолщение черенковского конуса. Однако это справедливо для некогерентного излучения, и самые элементарные оценки показывают, что учет фазы электромагнитной волны радикально сказывается на дифференциальной плотности потока.

Представленные оценки однозначно свидетельствуют о том, что эффект неоднородности может радикальным образом повлиять на формирование радиоимпульса от каскадного ливня в лунном реголите. Принятая в этой работе однородная флуктуация показателя преломления $\Delta n = \pm 0.01$, разумеется, не отвечает реальному распределению. Наверное, она может быть и больше и меньше. Известно, что лунный реголит возникает в результате дробления, перемешивания и спекания лунных пород при падениях метеоритов и микрометеоритов. Поэтому по агрегатному состоянию он неоднороден. И, как крайний случай, может оказаться, что реголит очень неоднороден. Тогда становится понятной причина, вследствие которой до настоящего момента с достаточной определенностью не зарегистрирован ни один радио-

импульс от частицы сверхвысокой энергии. Особенно эта проблема становится первоочередной в свете готовящихся проектов лунных орбитальных космических аппаратов с радиодетектором частиц на борту этих спутников. Чтобы избежать риска в подобных программах, следует предусмотреть возможность наблюдения на относительно низких частотах. Для этого вполне подходит диапазон $\sim 500\text{--}600$ МГц. В дополнение к этому можно привести данные из работы [10], которые показывают, что именно на этот диапазон приходится максимум излучения.

1. Р. Д. Дагкесаманский, И. М. Железных, Письма в ЖЭТФ **50**, 233 (1989).
2. А. Р. Березняк, Р. Д. Дагкесаманский, И. М. Железных и др., *Астрономический журнал*, **82**, 149 (2005).
3. T. H. Hankins, R. D. Ekers, and J. D. O'Sullivan, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283**, 1027 (1996).
4. P. W. Gorham, K. M. Liewer, and C. J. Naudet
5. P. W. Gorham, C. L. Hebert, K. M. Liewer et al., arXiv:astro-ph/0310232.
6. S. Buitink, J. Bacelar, R. Braun et al., arXiv 0808.1878 (astro-ph).
7. T. R. Jaeger, R. L. Mutel, and K. G. Gayley, arXiv 0910.5949 (astro-ph).
8. O. Sholten, S. Buitink, J. Bacelar et al., arXiv 0910.4745 (astro-ph).
9. А. Д. Филоненко, ЖТФ **78**, 120 (2008).
10. А. Д. Филоненко, Письма в ЖЭТФ **86**, 339 (2007).
11. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, *Интегралы и ряды*. М.: Наука, 1984, с.793.