

Об интерпретации результатов экспериментальной проверки эффекта Аскарьяна

А. Д. Филоненко¹⁾

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

Поступила в редакцию 2 марта 2009 г.

Рассмотрено влияние внешних условий на результаты измерения спектра радиоизлучения, при экспериментальном моделировании каскадного ливня пучком γ -квантов высокой энергии в плотной среде. Расчет показывает, что характер измеренного в опыте энергетического спектра зависит от взаимного расположения приемной антенны и оси ливня.

PACS: 95.55.Vj

Введение. Избыток отрицательных зарядов (электронов) в каскадном ливне, возникающий вследствие аннигиляции позитронов а также вовлечения в лавину комптон- и δ -электронов, называют эффектом Аскарьяна [1]. Он лежит в основе идеи регистрации космических частиц сверхвысокой энергии посредством детектирования радиосигнала, вызванного черенковским излучением этого избытка [2]. В настоящее время известен ряд механизмов радиоэмиссии, сопровождающей распространение каскадного ливня [3]. Например, экспериментально подтверждено, что геомагнитный механизм излучения широкого атмосферного ливня доминирует над черенковским [4]. Однако в плотной среде при отсутствии магнитного поля единственным механизмом, радиоизлучение которого может быть использовано в целях детектирования частиц сверхвысокой энергии, является черенковский. В частности, в работе [5] теоретически обоснована возможность детектирования радиосигнала от каскадного ливня в лунном реголите с помощью антенны радиотелескопа. На такой метод регистрации частиц сверхвысокой энергии (так называемый радиоастрономический метод) возлагаются сейчас большие надежды в связи с актуальностью вопроса об установлении пределов на потоки нейтрино с энергией выше 10^{20} эВ.

За последние несколько лет были осуществлены несколько экспериментальных проектов [6–9], использовавших комплекс радиоастрономических антенн. Анализ полученных результатов показал, что в этих опытах не было зарегистрировано ни одного события, имеющего все характерные признаки ожидаемого сигнала. Этот факт стимулировал более тщательное исследование характеристик излучения кас-

кадного ливня в плотных средах. В частности, важным является вопрос о выборе частотного диапазона для наблюдения радиосигнала. С этой целью был поставлен модельный эксперимент в Стэнфордском ускорительном центре [10]. Пучок, содержащий около 10^{10} электронов с энергией 28.5 ГэВ на каждую частицу, падал на алюминиевый радиатор, порождал высокоэнергетические γ -кванты. Энергия ливня, вызванная этими γ -квантами в сухом песке с общей массой 3.5 т, составляла 10^{18} – 10^{19} эВ. В непосредственной близости от оси ливня размещались несколько рупорных антенн так, чтобы каждая из них измеряла напряженность поля от соответствующего участка ливня. В работе приводятся результаты измерения некоторых характеристик радиоизлучения, которые, по мнению авторов [10], подтверждают теоретические выводы. В частности, на рис.4б этой работы приведена кривая, полученная с помощью полуэмпирической параметризации [11, 12], основанной на аналитических методах, которые детально рассматривают распределение заряженных частиц ливня. Рост интенсивности с частотой на этой кривой продолжается вплоть до 10 ГГц. Авторы отмечают полное согласие теоретических результатов [11, 12] с экспериментом [10].

В соответствии с такими выводами последующие за этим измерения на радиоастрономических комплексах [6–9] проводились на очень высоких частотах ($2 \div 6$ ГГц). Хотя отсутствие ожидаемых радиоимпульсов тоже является результатом, однако отрицательный результат эксперимента настораживал и стимулировал дальнейшие исследования характеристик излучения ливня в плотных средах. Вопрос о выборе подходящей частоты для наблюдения радиосигнала от каскадного ливня в лунном реголите был рассмотрен в работе [13], в которой учтено неоднород-

¹⁾e-mail: filonenko_ad@dsip.net

ное распределение заряженных частиц по каскадному диску. Результаты теоретического расчета принципиально отличались от полученных ранее в работах [10–12]. Было найдено, что максимум излучения лежит в районе 0.5–0.6 ГГц, а на частотах 1.5–2 ГГц интенсивность излучения падает не менее чем на 3–4 порядка. Однако для надежных выводов необходимы дополнительные и не менее убедительные аргументы.

Настоящая работа преследует именно такую цель. Ниже показано, что результаты эксперимента [10] не соответствуют реальным условиям, то есть тем, которые имеют место при радиоастрономических измерениях [6–9]. Оказалось, что в модельных измерениях спектра принципиальную роль играет угол наблюдения и расстояние от измерительной антенны до оси каскадного ливня, то есть результат измерения зависит от этих параметров и не отражает реального спектра источника. Поэтому выводы работы [13] о необходимости перехода к относительно низким частотам для наблюдения радиоимпульса из лунного реголита получают в связи с этими исследованиями дополнительные аргументы.

Теоретические оценки. Рассмотрим модель ливня в виде точечного заряда, движущегося в среде со сверхсветовой скоростью \mathbf{v}_0 . Пусть его заряд задан функцией времени, повторяющей каскадную функцию $N(t) = \eta N_0 q_0 \exp(t^2/\tau^2)$, где τ – характерное время развития ливня, N_0 – число частиц в максимуме ливня, $q_0 = 1.6 \cdot 10^{-19}$ С – заряд электрона и η – доля избыточного заряда. Такой вид каскадной функции достаточно точно отображает приближение Каматы–Нишимуры–Грейзена (см., например, оценки в [14]). Тогда плотность тока запишем в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \eta q_0 \mathbf{v}_0 N_0 \exp(t^2/\tau^2) \delta(z - vt) \delta(x) \delta(y), \quad (1)$$

а фурье-составляющая плотности тока в соответствии с выражением (1) будет иметь вид

$$\begin{aligned} \mathbf{j}(\mathbf{r}', \omega) &= N_0 \eta q_0 \mathbf{v}_0 \int_{-\infty}^{\infty} \delta(z' - vt) \delta(x') \delta(y') e^{-t^2/\tau^2} e^{i\omega t} dt = \\ &= N_0 q_0 \mathbf{n}_0 \eta e^{-\frac{z'^2}{c^2 \tau^2} + i \frac{\omega}{v} z'} \delta(x') \delta(y'). \end{aligned} \quad (2)$$

Векторный потенциал, согласно [15], выразим в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega) &= \frac{\mu_0 \eta q_0 \mathbf{n}_0}{4\pi} \int \frac{e^{-\frac{z'^2}{c^2 \tau^2} + i \frac{\omega}{v} z'} \delta(x') \delta(y')}{R} e^{i \frac{\omega n R}{c}} dV' = \\ &= \frac{\mu_0}{4\pi} q_0 \mathbf{n}_0 \eta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{z'^2}{c^2 \tau^2} + i \frac{\omega}{v} z'}}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2}} \times \end{aligned}$$

$$\times e^{i \omega n \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2} / c} dz' \quad (3)$$

где $R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}$, причем величинами x', y', z' обозначены координаты элемента пространства dV' , а x, y, z – координаты точки наблюдения P (см. рис.1). Индукцию поля найдем как

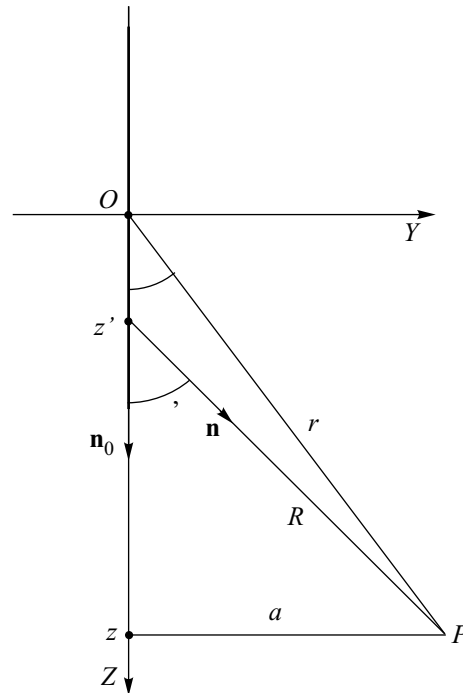


Рис.1. Каскадный ливень достигает максимума в точке O на оси Z ; P – точка расположения наблюдателя

$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}(\mathbf{r}, \omega)$, не пренебрегая слагаемыми порядка $1/r^2$, и учтем, что спектральная интенсивность $I(\omega)$ пропорциональна $|\mathbf{B}(\mathbf{r}, k, \theta)|^2$:

$$\begin{aligned} I(r, k, \theta) &\sim |\mathbf{B}(r, k, \theta)|^2 \sim \\ &\sim \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{z'^2}{a^2} + i \frac{\omega}{v} z'} \frac{e^{i k n \rho(r, z')}}{\rho(r, z')^2} \left(i k n - \frac{1}{\rho(r, z')} \right) \sin \theta' dz' \right|^2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $r = OP = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ (см. рис.1) – расстояние от наблюдателя до начала выбранной системы отсчета, $k = \omega/c$, θ – угол между осью Z и направлением r , $\rho(r, z') = \sqrt{r^2 - 2z'r \cos \theta + z'^2}$, $\sin \theta' = \sqrt{1 - (r \cos \theta - z')^2 / \rho^2(r, z')}$, $a = c\tau$ – характерная длина каскадного ливня. Если выбрать $a = 1$ м, то продольная длина ливня приблизительно соответствует условиям эксперимента [10]. Для значений $r \gg z'$ выражение (4) с точностью до несущественных множителей переходит в выражение

$$I(k, \theta) \sim (ka \sin \theta)^2 e^{-\frac{k^2(1 - \beta n \cos \theta)^2 a^2}{2}}. \quad (5)$$

Очевидно, для произвольных значений θ , но таких, что $\theta \neq \arccos(1/\beta n)$, интенсивность $I(k=0) = I(k=\infty) = 0$. Из (5) легко определить, что в точке $k_m = \sqrt{2/a}|1 - \beta n \cos \theta|$ энергетический спектр имеет максимум, который при выборе угла наблюдения, близкого к $\theta = \arccos(1/\beta n)$, может простираться как угодно далеко. В целом, такое поведение совпадает с предсказаниями [11, 12] и экспериментом [10]. Однако результаты этих работ в реальном случае могут быть применимы лишь с большими оговорками. Дело в том, что при повышении частоты угловая ширина диаграммы направленности излучения уменьшается. Из (5) следует, что для $k \gg 1$ ($k = 1$ соответствует ~ 50 МГц) полуширина диаграммы выражается как $\theta_{1/2} = 2\sqrt{\ln 4}/ka\beta n \sin \theta_{Ch}$, где $\sin \theta_{Ch} \approx 0.8$. Например, для $k = 50$ и $k = 500$ соответствующие углы равны $3.5 \cdot 10^{-2}$ и $3.5 \cdot 10^{-3}$. Поэтому вероятность наблюдения излучения на поверхности Земли от каскадного ливня в лунном реголите при углах, очень близких к $\arccos(1/\beta n)$, незначительна вследствие случайного характера направления излучения. Например, даже в том случае, когда угловая ширина диаграммы направленности приемной антенны очень велика (например, полуволновый диполь), антенна может оказаться в стороне от поля излучения. На рис.2 показаны спектры излучения (в различных мас-

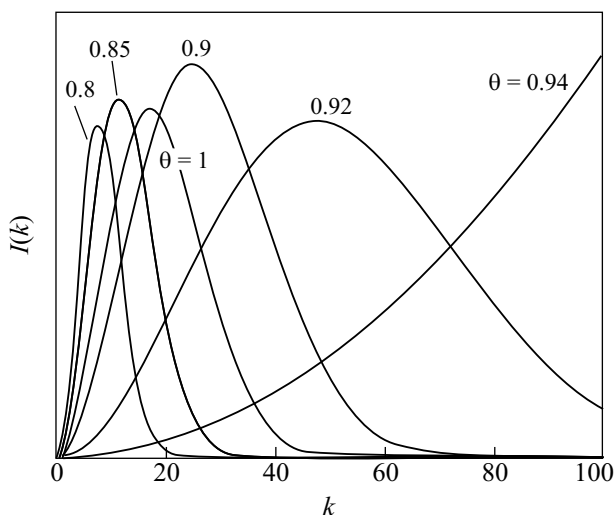


Рис.2. Спектральные интенсивности (в произвольных масштабах) для разных углов наблюдения θ , указанных около кривых

штабах) для некоторых выбранных углов θ : $\theta_1 = 0.8$; $\theta_2 = 0.85$; $\theta_3 = 0.9$; $\theta_4 = 0.92$; $\theta_5 = 0.94$; $\theta_6 = 1$.

В модельном эксперименте [10] рупорные антенны приемников устанавливались на расстоянии $1 \div 2$ м от оси ливня. На рис.3 показано как изменяются спек-

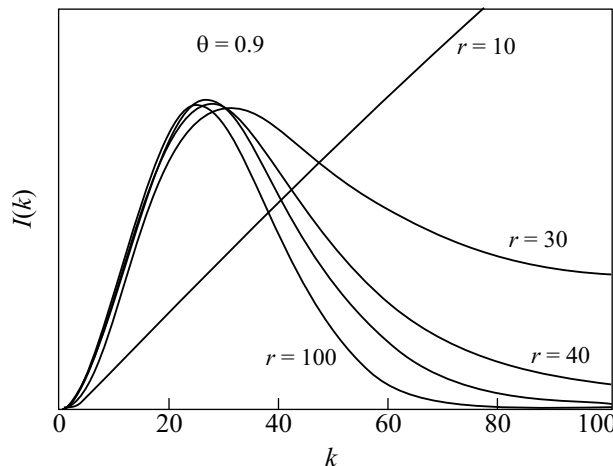


Рис.3. Спектральные интенсивности (в произвольных масштабах) на различных расстояниях r от источника при угле наблюдения $\theta = 0.9$

тральные интенсивности (4) при уменьшении расстояния до оси. Для вычислений взяты значения $\theta = 0.9$, $a = 1$, $n = 1.7$ и интегрирование по ξ проводилось в пределах $-10 < \xi < 10$. Отчетливо видна тенденция значительного расширения спектра в сторону высоких частот при приближении к источнику. В частности, интенсивность для $r = 10$ м растет вплоть до $k = 10^3$. Если это расстояние будет составлять $r \sim 1 \div 2$ м, то даже существенное отклонение направления рупорной антенны [10] от угла $\theta = \arccos(1/\beta n)$ не приведет к сужению спектра, так как ее диаграмма имеет угловую ширину не менее 20° . Этого вполне достаточно, чтобы при некоторой ошибке в ориентации антенны угол излучения $\theta = \arccos(1/\beta n)$ оказался в пределах ее главного лепестка.

В реальных условиях, когда антенна находится на Земле, а источник на Луне, вероятность события, при котором направление $\theta = \arccos(1/\beta n)$ окажется в пределах диаграммы радиотелескопа, очень мала. Таким образом, приведенные выше оценки показали, что факт нахождения измерительной антенны в непосредственной близости от оси ливня может быть наиболее вероятной причиной, вследствие которой спектр, измеряемый на установке [10], растет вплоть до 10 ГГц. Это фактически означает, что выбор очень высоких частот для наблюдения радиоимпульса, вызванного каскадным ливнем в лунном реголите, не является целесообразным.

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. В. Б. Атрашкевич, О. В. Веденеев, Х. Р. Аллан и др., *ЯФ* **28**, 712 (1978).
5. Р. Д. Дагкесаманский, И. М. Железных, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 233 (1989).
6. T. H. Hankins, R. D. Ekers, and J. D. O'Sullivan, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **283**, 1027 (1996).
7. P. W. Gorham, K. M. Liewer, and C. J. Naudet, [arXiv:astro-ph/9906504](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906504).
8. P. W. Gorham, C. L. Hebert, K. M. Liewer et al., [arXiv:astro-ph/0310232](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310232).
9. A. R. Beresnyak, R. D. Dagkesamanskii, I. M. Zheleznykh et al., *Astronomy Reports* **49**, 127 (2005).
10. D. Saltzberg, P. Gorham, D. Walz et al., [arXiv:hep-ex/0011001](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0011001).
11. E. Zas, F. Halzen, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **45**, 362 (1992).
12. P. W. Gorham, K. M. Liewer, and C. J. Naudet, [astro-ph/9906504](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9906504).
13. А. Д. Филоненко, *Письма в ЖЭТФ* **86**, 339 (2007).
14. А. Д. Филоненко, *ЖТФ* **78**, 120 (2008).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Наука, 1967.